

УДК 532.528; 536.423

## НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ С $1/f$ СПЕКТРОМ МОЩНОСТИ ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ КАВИТАЦИИ ЖИДКОСТЕЙ

Скоков В.Н., Решетников А.В., Виноградов А.В., Коверда В.П.

*Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия*

Распространение в жидкости звуковых волн высокой интенсивности вызывает акустическую кавитацию. Сложный характер взаимодействия образующихся парогазовых пузырей между собой и с акустическим полем может приводить к формированию различных пространственных структур. Структуры из парогазовых пузырьков, напоминающие фрактальные кластеры, обнаружены экспериментально при возникновении стоячих волн в ультразвуковом поле [1]. Такие структуры были названы акустическими фигурами Лихтенберга [1, 2]. В работе [2] предложена теоретическая модель, согласно которой в системе кавитационных пузырьков, находящихся в акустическом поле возникает неустойчивость, приводящая к пространственной самоорганизации. При размерах ультразвукового излучателя, соизмеримого с длиной звуковой волны, могут формироваться квазидвумерные кластеры вблизи поверхности излучателя.

Образование кавитационных облаков можно рассматривать как неравновесный фазовый переход в сложной системе взаимодействующих кавитационных полостей и акустических волн. В акустическом поле формируется стационарный случайный процесс с неравновесными фазовыми переходами, спектр мощности которых может иметь  $1/f$  вид [3]. Случайные процессы со спектром мощности обратно пропорциональным частоте привлекают к себе внимание масштабно инвариантным распределением флуктуаций. Низкочастотная расходимость спектров и масштабная инвариантность флуктуаций позволяет говорить о критическом поведении системы, по аналогии с поведением систем вблизи термодинамической критической точки. Однако, в отличие от критической точки, в сложных системах с неравновесными фазовыми переходами, возможна самоорганизация критического состояния, которое не нуждается в тонкой подстройке управляющих параметров [4]. Такая самоорганизация и  $1/f$  поведение спектров мощности флуктуаций может быть связана с одновременным протеканием взаимодействующих неравновесных фазовых переходов в присутствии белого шума.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования флуктуаций при кавитации жидкостей в ультразвуковом поле.

В качестве исследуемых использовались жидкости разных вязкостей (вода, глицерин). Формирование достаточно устойчивых кавитационных структур вблизи ультразвукового излучателя дало возможность зондировать кавитационные области методом лазерной фотометрии. На рис.1 представлена блок-схема экспериментальной установки для изучения флуктуаций при кавитации жидкостей методом фотометрии прошедшего лазерного излучения. Эксперименты проводили с использованием стандартного магнитострикционного источника ультразвуковых колебаний УЗДН-1 или УЗДН-2Т с частотой 22кГц (1 на рис.1). Излучатель с диаметром рабочего торца 15 мм помещался вертикально в оптическую кювету 3 с плоскопараллельными стенками

из оптического кварца размерами 120x60x40 мм. Кювета заполнялась рабочей жидкостью на высоту ~120мм. Излучатель погружался приблизительно на половину глубины кюветы. С увеличением мощности излучателя возникала кавитация. При плавном изменении частоты излучателя в кювете наблюдались резонансные явления, приводящие к усилению кавитации. Луч лазера с длиной волны 0.65 мкм (полупроводниковый лазер 5) и диаметром пучка 1 мм, пропускаться через оптическую кювету с водой. Интенсивность прошедшего лазерного излучения регистрировалась фотодиодом 6, ФД265, чувствительностью 0.5 А/Вт и записывался в память компьютера 8 при помощи 8-канальной 12-разрядной АЦП ICP DAS A-8111 с длиной выборки 65536 точек и интервалом между точками 0.5–5 мс. За величиной сигнала следили по цифровому осциллографу НАМЕГ НМ-1507-3. С увеличением мощности излучателя возникала кавитация. При плавном изменении частоты излучателя в кювете наблюдались резонансные явления, приводящие к изменению картины, создаваемой взаимодействующими кавитационными пузырьками.

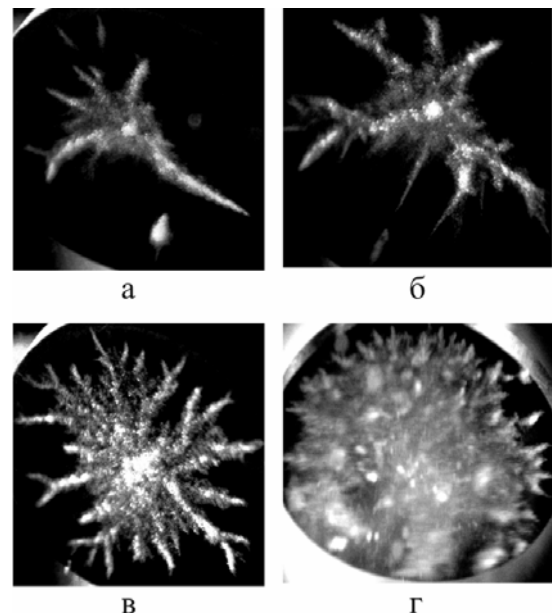
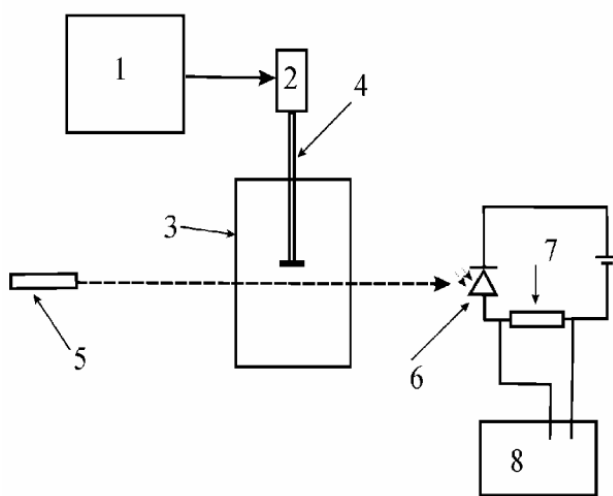


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки для изучения флуктуаций при кавитации жидкостей. 1 – УЗДН-1, 2 – магнитные катушки, 3 – оптическая кювета, 4 – излучатель, 5 – полупроводниковый лазер (0.65мкм), 6 – фотодиод, 7 – нагрузочное сопротивление, 8 – персональный компьютер.

Рис.2. Фотографии кавитационных областей (вода) на поверхности излучателя при различных интенсивностях.

На рис. 2 показаны структуры, образующиеся вблизи излучателя при акустической кавитации воды. При небольшой мощности излучателя на его поверхности возникали отдельные центры кавитации (рис.2а). В результате взаимного притяжения пузырьки выстраивались в цепочки. С увеличением мощности количество центров кавитации возрастало. В результате кооперативного взаимодействия пузырьков вблизи поверхности излучателя формировались агрегаты, напоминающие фрактальные кластеры (рис.2б и 2в). Парогазовый поток был направлен от периферии к центру кластера. Отдельные кластеры могли отрываться от поверхности и переходить в объем жидкости. При дальнейшем увеличении мощности взаимодействующие центры кавитации формировали критически флуктуирующую поверхность (2г). В опытах с глицерином образующиеся агрегаты были более долгоживущими и имели более

контрастный вид. На рис. 3 приведены фотографии пространственных структур на ультразвуковом излучателе при кавитации глицерина при различной интенсивности ультразвукового поля.

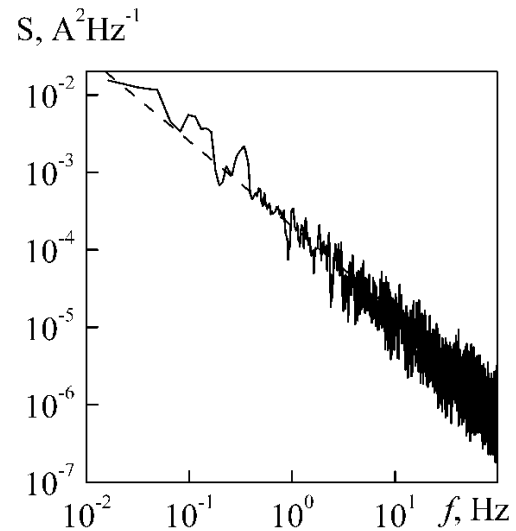
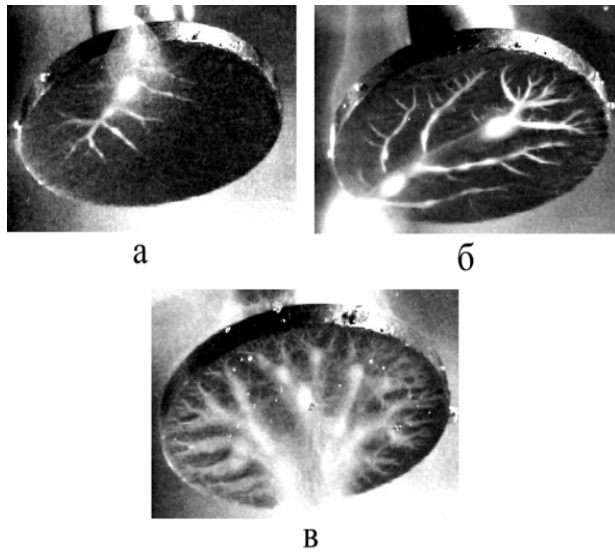


Рис.3. Фотографии кавитационных областей (глицерин) на поверхности излучателя при фототока при акустической кавитации воды. различных интенсивностях ультразвукового Штриховая линия – зависимость  $1/f$ . поля.

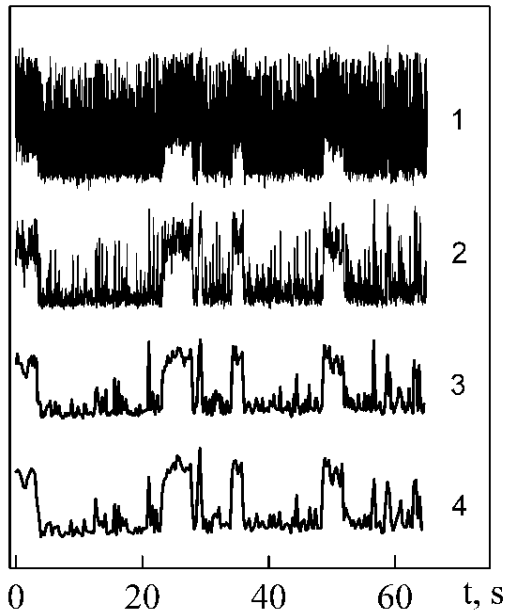
Для исследования спектров случайного процесса при кавитации луч лазера пропускался через различные участки кавитационной области. Полученные результаты слабо зависели от того, в какую часть кавитационного облака направлялся луч. В начальной стадии кавитации спектр мощности флуктуаций фототока, как и спектр акустической эмиссии, в низкочастотной области имел вид спектра белого шума. При увеличении мощности излучателя и некотором варьировании частоты, интенсивность флуктуаций резко возрастала, и наблюдались переходы между двумя уровнями колебаний. На рис.4 приведен спектр мощности флуктуаций в указанном режиме. Из рисунка видно, что  $1/f$  поведение прослеживается на протяжении более четырех порядков изменения частоты.

Во многих экспериментальных работах, посвященных  $1/f$  флуктуациям наблюдается гауссовский характер функций распределения флуктуаций, который сохраняется при масштабных преобразованиях [5]. В модели взаимодействующих неравновесных фазовых переходов функция распределения  $1/f$  флуктуаций для одного источника также близка к гауссовской, но имеет длинные «хвосты» амплитудных выбросов. При масштабных преобразованиях плотность вероятности стохастического процесса с  $1/f$  спектром принимает бимодальный вид и становится масштабно инвариантной [6]. При суперпозиции независимых флуктуаторов функция распределения принимает гауссовский вид, что согласуется с центральной предельной теоремой. При этом сохраняется масштабно инвариантные свойства флуктуаций.

В экспериментах, как правило, приходится иметь дело с ансамблем независимых источников флуктуаций. Поэтому экспериментально наблюдаемые реализации часто имеют гауссовское распределение. Отличие от нормального распределения может проявиться при локальном зондировании и при проведении масштабных

преобразований. Масштабные преобразования функций распределения экспериментально измеренных флуктуаций при неравновесных фазовых переходах различной природы представляют большой интерес с точки зрения возможности выделения единичного источника  $1/f$  и понимания механизмов формирования  $1/f$  спектра.

$x$ , arb. un.



$f(x)$

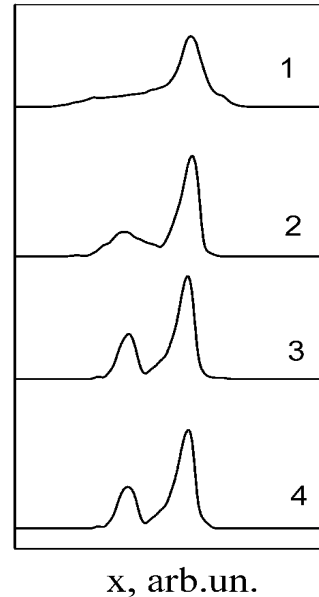


Рис.5. Исходная (1) и огрубленные (2 – 4) экспериментальные реализации флуктуаций фототока при акустической кавитации воды при коэффициенте масштабного преобразования  $\tau$ : 1 – 1, 2 – 30, 3 – 100, 4 – 200.  
 Рис.6. Функции распределения флуктуаций фототока при акустической кавитации воды при коэффициенте масштабного преобразования  $\tau$ : 1 – 1, 2 – 30, 3 – 100, 4 – 200.

На рис.5 (1) приведена экспериментальная реализация, а на рис.6 (1) функция распределения флуктуаций. При масштабных преобразованиях отчетливо проявлялся бимодальный характер функции распределения флуктуаций. Огрубленные реализации создавались из экспериментально измеренных с помощью усреднения по некоторому масштабу времени  $\tau$  в соответствии с формулой:

$$y_j^{(\tau)} = \frac{1}{\tau} \sum_{i=\tau j}^{\tau(j+1)-1} x_i, \quad 0 \leq j \leq N/\tau,$$

где в качестве стохастической переменной  $x_i$  выступала интенсивность фототока.

Последовательность огрубленных реализаций при различных значениях  $\tau$  и соответствующие функции распределения приведены на рис.5 (2 – 4) и на рис.6 (2 – 4).

Из рисунков видно, что с ростом коэффициента масштабных преобразований огрубленные реализации и их функции распределения становятся одинаковыми (перестают зависеть от  $\tau$ ). Иными словами распределение флуктуаций становится масштабно инвариантным. Следует отметить, что само по себе наличие

коротковолновых высокоамплитудных выбросов не оказывает влияния на масштабную инвариантность и  $1/f$  поведение спектров мощности, т.к. с ними связана очень малая энергия. Для того чтобы пронаблюдать большее количество источников использовалось увеличение размера зондируемой области с помощью рассеивающей и собирающей линз (так, чтобы интегральная интенсивность луча сохранялась). В этом случае наблюдалось уменьшение амплитуды флуктуаций при сохранении  $1/f$  поведения спектра. Бимодальный характер функции распределения при увеличении площади сечения лазерного луча был выражен значительно слабее. Это связано с тем, что с увеличением диаметра луча в него попадают несколько единичных источников  $1/f$  флуктуаций.

Следует заметить, что поведение функции распределения при неравновесных фазовых переходах отличается от поведения функции распределения турбулентных пульсаций, при которых огрубление реализаций приводят к гауссовскому характеру распределения. (см., например, [7]).

Также в работе было проведено исследование влияния внешнего постоянного электрического поля на пространственно-временную динамику при ультразвуковой кавитации жидкостей. Для этого экспериментальная установка (рис.1) была несколько модернизирована. Внешнее электрическое поле создавалось с помощью источника постоянного напряжения GPR-60H15D. В систему вводился дополнительный электрод на который подавался потенциал до 600В различной полярности по отношению к ультразвуковому излучателю. Расстояние между электродом и ультразвуковым излучателем варьировалось от нескольких миллиметров до 10см.

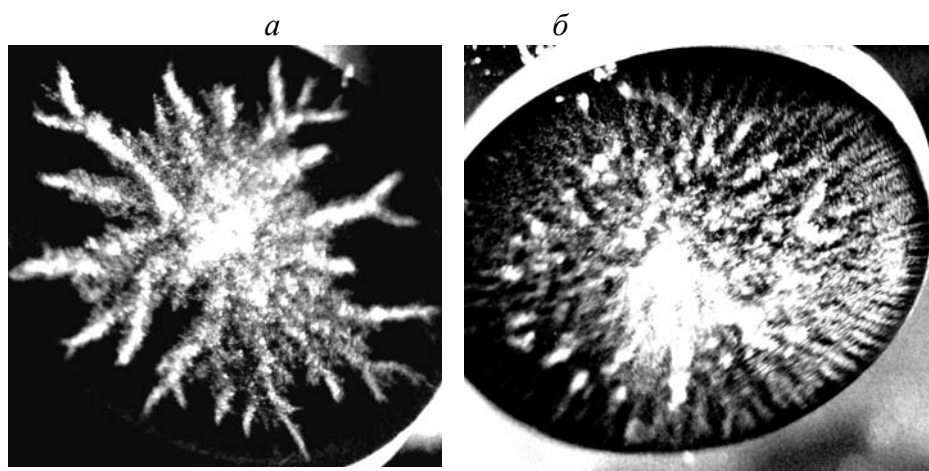


Рис.7. Кавитационные кластеры при кавитации воды в акустическом поле частотой 22 кГц; а – в отсутствии внешнего электрического поля, б – при пропускании постоянного электрического тока 20 мА (постоянное электрическое поле 300В/см).

В экспериментах было установлено, что внешнее постоянное электрическое поле оказывало иницирующее действие на формирование кавитационных кластеров при акустической кавитации воды. В опытах с дистиллированной водой электрическое поле с напряженностью свыше 100 В/см стимулировало возникновение кавитации при меньших значениях мощности ультразвукового излучателя, чем в отсутствие поля. Проведено фотографирование пространственных кавитационных структур в присутствии внешнего электрического поля. Кавитационные кластеры формировались в плоском слое, прилегающим к поверхности излучателя и имели более

мелкомасштабную структуру (рис.7). В специальных опытах с использованием воды с различной степенью очистки было установлено, что иницирующее влияние поля связано с прохождением постоянного электрического тока и вызванными этим процессами электролиза. Иницирующее воздействие электрического поля приводило к тому, что низкочастотные пульсации, характеризующиеся масштабной инвариантностью и  $1/f$  поведением спектров локализовались в области, непосредственно прилегающей к поверхности ультразвукового излучателя.

Об устойчивости стационарного случайного процесса можно судить по поведению низкочастотной составляющей спектров мощности. Горизонтальная полка на спектрах мощности в области низких частот свидетельствует о стационарности процесса и устойчивости системы. Фликкерное поведение спектра мощности означает возможность катастрофических выбросов и говорит о неустойчивом поведении. При исследовании динамики флуктуаций при переходе от пузырькового к пленочному кипению на проволочном нагревателе было найдено, что при увеличении мощности нагревателя низкочастотная граница  $1/f$  поведения спектров сдвигается в область более высоких частот, и это сопровождается смещением высокочастотной границы  $1/f$  поведения в область низких частот [8]. Иными словами, увеличение (сдвиг в область высоких частот) низкочастотного предела  $1/f$  флуктуаций сопровождается уменьшением высокочастотной границы фликкерного поведения. В настоящей работе исследовано изменение спектров мощности в зависимости от мощности ультразвукового излучателя.

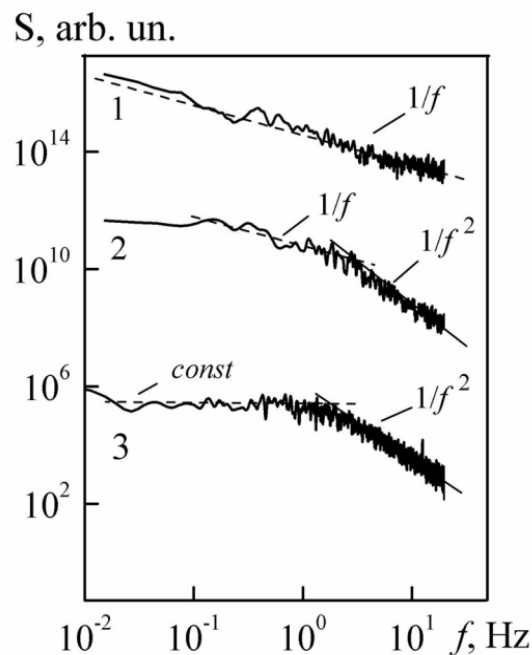


Рис.8. Изменение спектральной плотности флуктуаций при увеличении мощности ультразвукового излучателя; график (1) соответствует наименьшей мощности, (3) – наибольшей.

При увеличении мощности излучателя на спектрах появлялась горизонтальная полка в области низких частот. Одновременно с этим частотная зависимость в области высоких частот становилась более сильной. На рис.8 показано изменение спектров мощности флуктуаций при кавитации глицерина при увеличении мощности излучателя. Из рис.8 видно, что увеличение низкочастотного предела фликкер-шума сопровождается уменьшением высокочастотной границы фликкерного поведения. Рис.8 иллюстрирует

сценарий перехода к  $1/f$  поведению спектров при изменении управляющего параметра. Увеличение высокочастотной границы фликкерного поведения свидетельствует о нарастании неустойчивости и может служить предвестником возможных крупномасштабных выбросов.

Таким образом, акустическая кавитация жидкостей может сопровождаться образованием различных пространственных структур и низкочастотной расходимостью спектров мощности. Функция распределения флуктуаций при огрублении реализаций проявляет масштабно инвариантные свойства. Обратная пропорциональная зависимость спектров мощности от частоты, масштабная инвариантность функций распределения флуктуаций, фрактальный характер кавитационных структур свидетельствуют о критическом поведении системы. При переходе к режиму с низкочастотной  $1/f$  расходимостью спектров мощности уменьшение низкочастотного предела фликкерного поведения сопровождается увеличением высокочастотной границы такого поведения. Экспериментальное наблюдение низкочастотной границы может быть сопряжено с трудностями, т.к. такие эксперименты требуют большого времени. Поэтому для прогнозирования устойчивости флуктуационного процесса можно судить по поведению высокочастотной границы фликкерного поведения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 05-08-01320а).

#### **Список литературы**

- [1] Lauterborn W., Schmitz E., Judt A. Experimental approach to a complex acoustic system // *Int. J. Bifurcation Chaos*. 1993. Vol.3. №3. 635–642.
- [2] Akhatov I., Parlitz U., and Lauterborn W. Towards a theory of self-organization phenomena in bubble-liquid mixtures. *Phys. Rev. E* 1996. V.54. P. 4990–5003.
- [3] Коверда В.П., Решетников А.В., Скоков В.Н., Виноградов А.В.  $1/f$  спектр при акустической кавитации. Письма в Журнал технической физики. 2004. Т.30. Вып.22. С.31-36.
- [4] Bak P., Tang Ch., Wiesenfeld K. Self - organized criticality. *Phys. Rev. A*. 1988. V.38. N.1. P.364–374.
- [5] Коган Ш.М. Низкочастотный токовый шум со спектром типа  $1/f$  в твердых телах. УФН. 1985. Т.145. №.2. С.285-328.
- [6] Коверда В.П., Скоков В.Н. Функции распределения при масштабных преобразованиях  $1/f$  флуктуаций. Доклады АН. 2003. Т.393, №2. С.184-187.
- [7] Carbone V., Cavazzana R., Antoni V., et. al. To what extent can dynamical models describe statistical features of turbulent flows?" *Europhysics Lett*. 2002.V.58. P.349-355.
- [8] Скоков В.Н., Решетников А.В., Коверда В.П., Виноградов А.В. Фликкер шум при кризисе кипения воды. Труды Третьей Российской национальной конференции по теплообмену. Т.4. М.: Издательство МЭИ, 2002. С. 169-172.