

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

Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ПРИ КАВИТАЦИИ ЖИДКОСТЕЙ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ

АННОТАЦИЯ

Приведены результаты экспериментального исследования динамики флуктуаций при акустической кавитации воды и глицерина. Выявлены режимы, при которых спектры мощности флуктуаций изменяются обратно пропорционально частоте, а функция распределения проявляет масштабно-инвариантные свойства. Показано, что вблизи ультразвукового излучателя формируются структуры, имеющие вид фрактальных кластеров. Полученные результаты свидетельствуют о критическом поведении системы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования динамики пульсаций тепломассобмена в кризисных и переходных режимах кипения показали, что в этих процессах может формироваться стационарный флуктуационный процесс со спектром мощности, обратно пропорциональным частоте ($1/f$ спектры) [1, 2]. $1/f$ поведение спектров мощности означает возможность крупномасштабных низкочастотных выбросов в системе. Отличительной особенностью флуктуационных процессов с $1/f$ спектрами мощности является масштабно-инвариантное распределение флуктуаций. Низкочастотная расхотимость 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 [3]. Такая самоорганизация и $1/f$ поведение спектров мощности флуктуаций может быть связана с одновременным протеканием взаимодействующих неравновесных фазовых переходов в присутствии белого шума [1,2].

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 различным переходным явлениям и формированию пространственных структур [4, 5]. 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 [6].

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

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В качестве исследуемых жидкостей использовались вода и глицерин. Эксперименты проводили с использованием магнитострикционного источника ультразвуковых колебаний с частотой 22 кГц. Излучатель помещался в оптическую кювету с исследуемой жидкостью. С увеличением мощности излучателя возникала кавитация. При изменении интенсивности излучения в кювете наблюдались резонансные явления, приводящие к изменению картины, создаваемой взаимодействующими кавитационными пузырьками.

На рис. 1 показаны структуры, образующиеся вблизи излучателя при акустической кавитации воды.

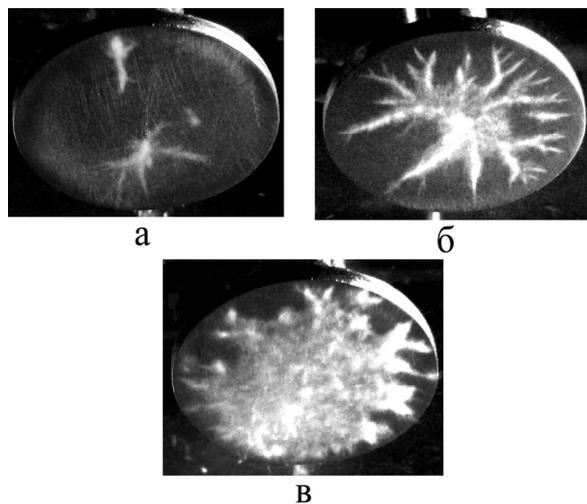


Рис. 1. Фотографии кавитационных областей (вода) на поверхности излучателя при различных интенсивностях ультразвукового поля

При небольшой мощности излучателя на его поверхности возникали отдельные центры кавитации (рис. 1а). 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. 1б). Парогазовый поток был направлен от периферии к центру кластера. Отдельные кластеры могли отрываться от поверхности и переходить в объем жидкости. При дальнейшем увели-

чении мощности взаимодействующие центры кавитации формировали критически флуктуирующую поверхность (16). В опытах с глицерином образующиеся агрегаты были более долгоживущими и имели более контрастный вид. На рис. 2 приведены фотографии пространственных структур на ультразвуковом излучателе при кавитации глицерина. Фотографии (а), (б) и (в) соответствуют различной интенсивности ультразвукового поля.

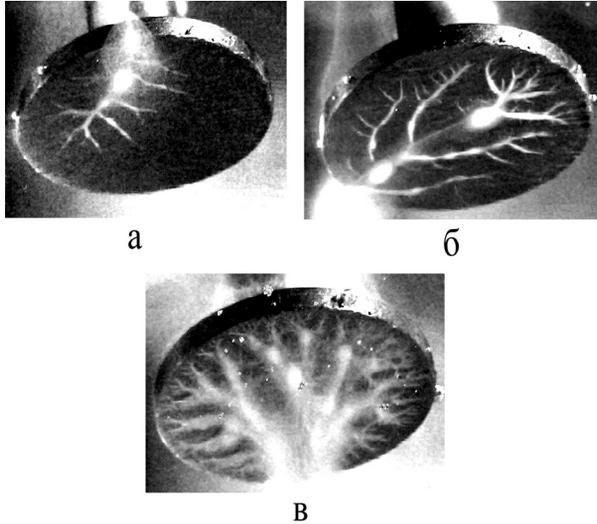


Рис. 2. Фотографии кавитационных областей (глицерин) на поверхности излучателя при различных интенсивностях ультразвукового поля

Формирование достаточно устойчивых кавитационных структур вблизи ультразвукового излучателя дало возможность зондировать кавитационные области методом лазерной фотометрии. Луч лазера пропускался через оптическую кювету с исследуемой жидкостью. Интенсивность прошедшего лазерного излучения регистрировалась с помощью фотодиода, оцифровывалась и записывалась в компьютере. 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.3 приведен спектр мощности флуктуаций в указанном режиме. Из рисунка видно, что $1/f$ поведение прослеживается на протяжении более четырех десятичных порядков.

Во многих экспериментальных работах, посвященных $1/f$ флуктуациям, наблюдается гауссовский характер функций распределения флуктуаций, который сохраняется при масштабных преобразованиях [7]. 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 [8]. При суперпозиции независимых флуктуаторов функция распределения принимает гауссовский вид, что согласуется с центральной предельной теоремой. При этом сохраняется масштабно инвариантные свойства флуктуаций.

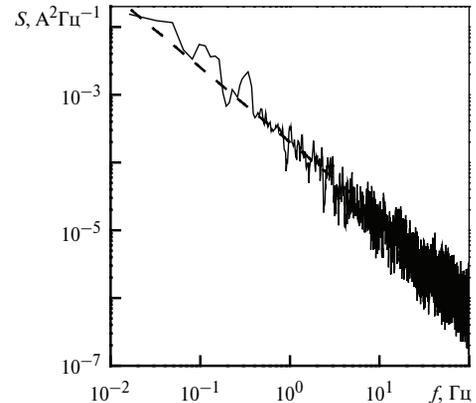


Рис. 3. Спектр мощности флуктуаций фототока при акустической кавитации воды. Штриховая линия – зависимость $\sim 1/f$

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.

На рис. 4 (1) приведена экспериментальная реализация, а на рис. 5 (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 τ 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 τ и соответствующие функции распределения приведены на рис.4 (2 – 4) и на рис.5 (2 – 4).

Из рисунков видно, что с ростом коэффициента масштабных преобразований огрубленные реализации и их функции распределения становятся одинаковыми (перестают зависеть от τ). Иными словами

распределение флуктуаций становится масштабнo-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 уменьшения 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.

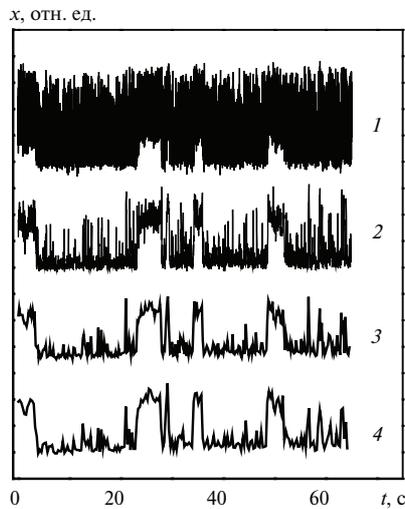


Рис. 4. Исходная (1) и огрубленные (2 – 4) экспериментальные реализации флуктуаций фототока при акустической кавитации воды при коэффициенте масштабного преобразования τ : 1 – 1; 2 – 30; 3 – 100; 4 – 200

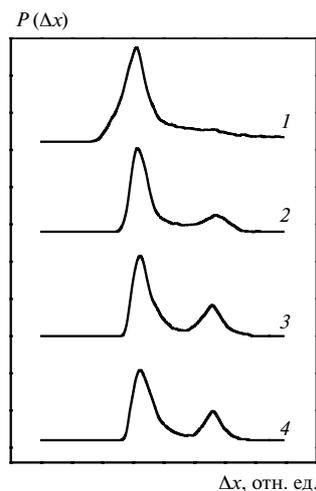


Рис. 5. Функции распределения флуктуаций фототока при акустической кавитации воды при коэффициенте масштабного преобразования τ : 1 – 1; 2 – 30; 3 – 100; 4 – 200

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, [9]).

3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

При небольшой плотности центров кавитации определяющим является характер взаимодействия пузырьков. Эволюция системы в этом случае должна описываться с привлечением гидродинамики и нелинейной динамики [4, 5]. В случае, когда наблюдается большое количество взаимодействующих центров кавитации возможно упрощенное описание динамики флуктуаций. Для этого можно воспользоваться вариантом концепции самоорганизованной критичности при взаимодействующих неравновесных фазовых переходах [1, 2, 10].

Стохастические уравнения, описывающие динамику флуктуаций при неравновесных фазовых переходах в пространственно распределенной системе, могут быть записаны в виде [2, 10]:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) - \phi \psi^2 + \psi + \Gamma_1(x, y, t); \quad (1)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\psi \phi^2 + \phi + \Gamma_2(x, y, t).$$

Здесь ϕ, ψ – динамические переменные (параметры порядка), D – обобщенный коэффициент диффузии; Γ_1, Γ_2 – гауссовы δ -коррелированные шумы, которые при записи системы уравнений в виде (1) могут иметь разные реализации, но одинаковые дисперсии.

Для численного интегрирования уравнений (1) использовались разностная схема Эйлера с периодическими граничными и различными начальными условиями.

Спектры мощности стохастической переменной ϕ в широком диапазоне изменения управляющих параметров имели $1/f$ вид, соответственно спектры мощности стохастической переменной ψ имели вид $\sim 1/f^2$. Однако спектры мощности обратной величины $1/\psi$ изменялись обратно пропорционально частоте в первой степени, т.е. $\sim 1/f$. Функция распределения переменных при огрублении временного и пространственного масштаба становится масштабнo инвариантной. Данный результат аналогичен результатам исследования сосредоточенной системы [1] и пространственно распределенной одномерной системы [2, 10]. Особенности исследования двумерной системы проявляются в возможности получения пространственных структур. На рис.6 приведена пространственная конфигурация стохастической переменной ϕ . Картина на рис.6 огрублена по мелкомасштабным пространственным флуктуациям.

Темные области соответствуют положительным значениям переменной ϕ , светлые – отрицательным. Из рисунка видно, что в системе формируется

самоподобная пространственная структура, соответствующая критическому состоянию.

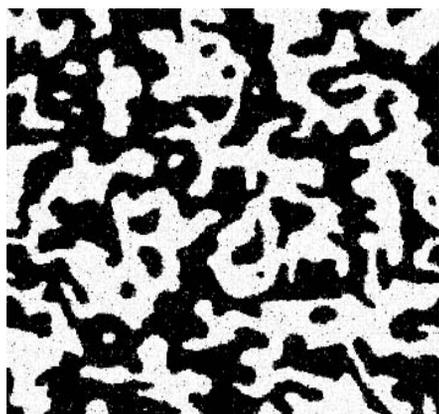


Рис. 6. Огрубленное по мелкомасштабным флуктуациям пространственное распределение переменной ϕ , полученное численным решением системы (1)

Полученные структуры являются результатом эволюции системы, и их вид слабо зависит от начальных условий и изменения интенсивности внешнего шума в широком диапазоне. При задании пространственной неоднородности интенсивности случайного поля можно было наблюдать рост кластера. При большой плотности центров кавитации картина не очень чувствительна к деталям взаимодействия и поэтому возможно упрощенное описание состояния с помощью системы (1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, акустическая кавитация жидкостей сопровождается образованием различных пространственных структур, низкочастотной расходимостью спектров мощности, масштабно инвариантной функцией распределения флуктуаций. Экспериментальные результаты качественно согласуются с численным моделированием в рамках теории $1/f$ флуктуаций при неравновесных фазовых переходах в пространственно распределенной системе.

Полученные результаты не нуждаются в тонкой подстройке управляющих параметров и свидетельствуют о режиме самоорганизованной критичности.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коверда В.П., Скоков В.Н., Скрипов В.П. $1/f$ – при неравновесном фазовом переходе. Эксперимент и математическая модель // ЖЭТФ. 1998. Т.113. №.5. С.1748 – 1757.
2. Skokov V.N. , Koverda V.P., Reshetnikov A.V., Skripov V.P., Mazheiko N.A., Vinogradov A.V. $1/f$ noise and self-organized criticality in crisis regimes of heat and mass transfer // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2003. V.46. P. 1879–1883.
3. Bak P., Tang C., Wiesenfeld K. Self – organized criticality // Phys. Rev. A. 1988. V. 38. № 1. P. 364–374.
4. Lauterborn W., Schmitz E., Judt A. Experimental Approach to a Complex Acoustic System // Intern. J. Bifurcation Chaos. 1993. Vol. 3. № 3. С. 635–642.
5. Akhatov I., Parlitz U., Lauterborn W. Towards a theory of self-organization phenomena in bubble-liquid mixtures // Phys. Rev. E 1996. V.54. P. 4990.
6. Коверда В.П., Скоков В.Н., Решетников А. В., Виноградов А.В. Пульсации с $1/f$ спектром мощности при акустической кавитации воды // Теплофизика высоких температур. 2005. Т.43. Вып.4. С.631–636.
7. Коган Ш.М. Низкочастотный токовый шум со спектром типа $1/f$ в твердых телах // УФН. 1985. Т.145. №2. С.285–328.
8. Коверда В.П., Скоков В.Н. Функции распределения при масштабных преобразованиях $1/f$ флуктуаций // Доклады АН. 2003.Т.393. №2. С.184–187.
9. To what extent can dynamical models describe statistical features of turbulent flows? / V. Carbone, R. Cavazzana, V. Antoni et al // Europhysics Lett. 2002. V.58. P.349–355.
10. Скоков В.Н., Коверда В.П., Решетников А.В. Самоорганизованная критичность и $1/f$ - флуктуации при неравновесных фазовых переходах // ЖЭТФ. 2001. Т.119. Вып.3. С. 613–620.