01;07;08;12

Хаотическая динамика в системе электроконвекции нематического жидкого кристалла

© В.А. Делев,[1] О.А. Скалдин,[1,2] Э.С. Батыршин,[1] Е.Г. Аксельрод[1]

[1] Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН,
450075 Уфа, Россия
[2] Уфимский государственный авиационно-технический университет,
450000 Уфа, Россия
E-mail: delev@anrb.ru

(Поступило в Редакцию 11 марта 2010 г.)

Методами оптического и акустического отклика исследован процесс перехода от стационарной доменной структуры к турбулентности в системе электроконвекции нематического жидкого кристалла под действием постоянного электрического поля. Исследование хаотической динамики проводилось как традиционными методами (спектр фурье-сигнала), так и методами нелинейной динамики. Анализ количественных оценок основных характеристик хаотического поведения, таких как корреляционная размерность, наибольший показатель Ляпунова, K-энтропия и размерность вложения, позволяет сделать вывод о том, что с увеличением контрольного параметра при $\varepsilon \geq \varepsilon_c \approx 0.5$ в системе возникает временной хаос — рождается странный аттрактор. Зависимость распределения ламинарных областей в ЖК-слое от их длины в режиме развитой турбулентности свидетельствует о том, что динамика нематической жидкости демонстрирует перемежающееся поведение.

Введение

В последние десятилетия произошел значительный прогресс в понимании природы и свойств турбулентности благодаря успехам теории динамических систем, позволившим понять — как хаотическое поведение возникает в детерминированных системах. Однако теория турбулентности далека от своего завершения [1].

В настоящее время пути или сценарии самозарождения и развития турбулентности в диссипативных изотропных средах достаточно хорошо классифицированы и исследованы. При этом динамика нелинейного поля обычно рассматривается как динамика ансамбля взаимодействующих стабильных и метастабильных структур [2]. Классические примеры таких структур — вихри Тейлора и ячейки Бенара [2,3].

Типичными для развития турбулентности являются сценарий Рюэлля–Такенса–Ньюхауза — переход к хаосу через разрушение квазипериодического движения, сценарий Помо–Манневиля — переход к хаосу через перемежаемость и сценарий перехода к хаосу, основанный на каскаде бифуркаций Фейгенбаума [1–4].

В анизотропных средах также имеется достойный кандидат для исследований динамики диссипативных структур (ДС) и процесса перехода к турбулентности — это система электрогидродинамической (ЭГД) неустойчивости или электроконвекции в нематических жидких кристаллах (НЖК) [5,6]. Однако здесь изучались в первую очередь отдельные эффекты или явления, важные, по-видимому, с точки зрения их практического использования [7].

Для наблюдения ДС в НЖК обычно используется плоский конденсатор толщиной $20-40\,\mu$m с прозрачными пластинами, поверхности которых обработаны специальным образом для получения гомогенной ориентации молекул НЖК. Все наблюдения проводятся с использованием поляризационного микроскопа после подачи к обкладкам конденсатора электрического напряжения.

Иерархия ДС в системе электроконвекции НЖК вплоть до развития турбулентности хорошо исследована как в переменном [8], так и в постоянном электрическом поле [9]. Традиционным методом для исследования динамики нестационарных доменных структур является временной фурье-анализ интенсивности прошедшего через ячейку с НЖК света (метод оптического отклика) [8,9]. Что касается исследований хаотического поведения ДС в системе электроконвекции НЖК методами нелинейной динамики, то подобные исследования носят эпизодический характер [10].

Необходимо отметить, что электроконвекция в НЖК имет ряд особенностей, которые отличают ее от конвективных неустойчивостей в изотропных жидкостях.

Во-первых, 13 материальных параметров НЖК: шесть коэффициентов вязкости Лесли — $\alpha_1, \ldots, \alpha_6$, три константы упругости Франка — K_{11}, K_{22}, K_{33}, две компоненты электропроводности — $\sigma_\parallel$, $\sigma_\perp$ и диэлектрической проницаемости — $\varepsilon_\parallel$, $\varepsilon_\perp$, а также возможность их изменения предполагают различные сценарии образования доменных структур и многообразие их форм.

Во-вторых, достаточно легко создать ЭГД-систему в ЖК-ячейке с большим аспектным соотношением (отношение горизонтальных размеров ЖК-ячейки к ее толщине d — так называемое „*aspect ratio*“).

В-третьих, малая толщина ЖК-слоя ($d = 25-40\,\mu$m) обеспечивает короткие времена релаксации ЭГД-системы: время релаксации директора $T_n = \gamma_1 d^2/K_{11} \sim \sim 10\,$s, время релаксации вязкой жидкости $T_{\text{visc}} =$

$=\rho d^2/\eta \sim 10^{-5}$ s и время релаксации электрических зарядов $T_q = \varepsilon_0\varepsilon_\perp/\sigma_\perp \sim 10^{-3}$ s.

В-четвертых, для получения гомогенного ЖК-слоя совершенно необходимо задать определенную ориентацию молекул НЖК на ограничивающих подложках при помощи специальной обработки их поверхностей, что позволяет также управлять многообразием ЭГД-эффектов и наблюдаемых в них доменных структур.

Кроме того, в изотропных жидкостях, где нет макроскопических упругих напряжений, акустическая эмиссия (АЭ) не проявляется [11]. Напротив, в ЖК имеют место упругие деформации, и перестройка внутренней структуры сопровождается излучением волн напряжения. Такие процессы носят импульсный характер, причем длительность отдельного импульса может составлять $10^{-8}-10^{-4}$ s, а его энергия изменяется в пределах $10^{-9}-10^{-5}$ J.

Возможность описания хаотической динамики ДС при электроконвекции в НЖК методом АЭ впервые была продемонстрирована в работе [12], авторы которой экспериментально показали, что динамика нестационарных ДС в НЖК в электрическом поле сопровождается генерацией звуковых волн.

Цель настоящей работы:

1) исследовать процесс перехода от стационарной ДС к турбулентности в системе электроконвекции НЖК в постоянном электрическом поле методами оптического и акустического отклика;

2) получить количественные оценки основных характеристик хаотического поведения: корреляционной размерности D_2, наибольшего показателя Ляпунова (НПЛ) λ_1, K-энтропии и размерности вложения m;

3) сравнить результаты, полученные разными методами.

Эксперимент

Термосониметрическая камера, включающая сэндвич-ячейку с НЖК МББА толщиной $d = 25\,\mu$m (аспектные соотношения: $\Gamma_x = 800$ и $\Gamma_y = 600$) с контактным пьезодатчиком (PZT-5H) на верхней подложке, располагалась на столике поляризационного микроскопа с фотометрической приставкой СФН-10. Подстветка осуществлялась когерентным источником света типа ЛГИ-105. Все исследования проводились при исходной планарной ориентации директора **n**. Для получения однородной ориентации молекул проводящие поверхности подложек натирались в одном направлении. К ЖК-ячейке прилагалось постоянное напряжение U. В безразмерных единицах контрольный параметр записывается следующим образом

$$\varepsilon = (U^2 - U_c^2)/U_c^2,$$

где U_c — пороговое напряжение возникновения стационарной псевдогексагональной доменной (ПГД) структуры.

Прошедший через ячейку с НЖК поляризованный свет с интенсивностью $J(t)$, промодулированный во времени локальным изменением оптической анизотропии $\langle\Delta n\rangle$, регистрировался фотоэлектронным умножителем, после чего сигнал оцифровывался и обрабатывался на компьютере. Отношение сигнал/шум составляло $\sim 10^{-3}$.

Методика эксперимента по регистрации сигнала АЭ изложена в [12,13]. В канале измерения акустического отклика использовался принцип аналогового линейного детектирования спектральной компоненты излучения. Основные метрологические характеристики тракта регистрации АЭ: полоса частот 0.5–20 kHz; суммарный коэффициент усиления 130 dB; уровень собственных шумов, приведенных ко входу усилителя, не более $4\,\mu$V; динамический диапазон измеряемых амплитуд 42 dB, интегралов времени между импульсами 5–500 ms; пороговая мощность регистрации событий АЭ ~ 0.1 pW.

В установке были реализованы аппаратные решения, позволившие выделить слабый квазипериодический АЭ-сигнал из шума: запись временных рядов АЭ, обусловленных импульсными всплесками, в оперативную память многомерного анализатора импульсов, группирование каналов анализатора, суммирование когерентных замеров с последующими поканальным вычитанием фона и цифровой обработкой. Отношение сигнал/шум составляло не менее 40 dB.

Методы обработки экспериментальных данных

Как показано в [1,2], возникновение гидродинамической турбулентности связано с появлением странного аттрактора — притягивающего множества в фазовом пространстве, в котором расположены фазовые траектории.

Восстановление аттрактора системы проводилось по полученной временной реализации $[x(k\Delta t),\ k = 1, 2, \ldots, N]$, где x — значение реализации в момент времени $k\Delta t$, Δt — интервал дискретизации и N — длина реализации. Реконструкция фазового пространства осуществлялась методом задержки [14], который позволяет оценить такие важные параметры системы, как корреляционная размерность D_2 аттрактора и размерность вложения m из анализа следующей последовательности:

$$x_k^{(m)} = \left[x(k\Delta t), x(k\Delta t + \tau), \ldots, x\left(k\Delta t + (m-1)\tau\right)\right], \tag{1}$$

где m — размерность вложения, τ — время задержки, $\tau = i\Delta t$, $i \in N$. Поскольку компоненты вектора, характеризующего динамическую систему, независимы, то в качестве τ выбирается первое значение, при котором автокрреляционная функция обращается в нуль. Множество точек $X^m = (x_k^{(m)}, k = 1, 2, \ldots, N - m)$ предствляет собой аттрактор во вложенном пространстве R^m.

Алгоритм расчета D_2 основан на вычислении корреляционного интеграла $C_m(r)$:

$$D_2 = \lim_{r\to 0} \log C_m(r)/\log(r), \qquad (2)$$

r — длина грани m-мерного куба, $C_m(r)$ — корреляционный интеграл, для вычисления которого используется алгоритм Грассбергера–Прокаччиа [15]:

$$C_m(r) = \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^{N} \theta(r - |x_i - x_j|), \qquad (3)$$

где $\theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда.

Корреляционный интеграл $C_m(r)$ характеризует относительное число пар точек, принадлежащих аттрактору, удаленных на расстояние меньше r. Наклон кривой $\log C_m(\log r)$ при $r \to 0$ численно равен корреляционной размерности аттрактора D_2 в m-мерном фазовом пространстве, которая оценивает снизу фрактальную размерность. Все обнаруженные до настоящего времени странные аттракторы имеют дробную размерность Хаусдорфа D [2], а следственно, и ее нижнюю границу — корреляционную размерность $D_2 < D$.

Для определения размерности вложения m строилась зависимость $D_2(m)$. Начиная с некоторой размерности m корреляционная размерность D_2 достигает насыщения и перестает изменяться. Численное значение этого уровня дает оценку корреляционной размерности аттрактора D_2, а значение m, при котором происходит насыщение, является оценкой минимальной размерности вложения, т. е. наименьшей целой размерностью пространства, содержащего весь аттрактор [2]. Размерность вложения m можно также оценить по теореме Мане [16]: $m \geq 2D_2 + 1$.

Важнейшими количественными характеристикам хаотического движения в фазовом пространстве произвольной размерности являются также НПЛ λ_1 и энтропия Колмогорова K [1,2].

Показатель Ляпунова характеризует степень экспоненциального разбегания траекторий. Рассмотрим систему с дискретным временем. Пусть $d(0)$ является начальным расстоянием между двумя точками, $d(n)$ — расстояние между этими точками через n шагов. Тогда НПЛ λ_1 определяется следующим соотношением:

$$\lambda_1 = \lim_{n\to\infty} \frac{1}{n} \ln \frac{d(n)}{d(0)}. \qquad (4)$$

Для численной оценки НПЛ наиболее часто используют алгоритм Бенеттипа [17]. Основная идея данного метода заключается в отслеживании эволюции двух точек аттрактора системы: опорной и возмущенной.

Если $\lambda_1 < 0$, то движение локально устойчиво и регулярно (периодическое или квазипериодическое), если $\lambda_1 > 0$, то движение локально неустойчиво (хаотическое).

Энтропия Колмогорова K показывает среднюю скорость потери информации о системе во времени и является мерой хаоса: $K = 0$ для регулярного движения, $K \to \infty$ для случайных систем, $K > 0$ и постоянна для систем с детерминированным хаосом. Таким образом, странный аттрактор можно определить как аттрактор с положительной энтропией [2].

Итак, странный аттрактор характеризуется следующими количественными показателями [1.2]:

1) положительным НПЛ $\lambda_1 > 0$;
2) положительной колмогоровской энтропией $K > 0$;
3) дробной корреляционной размерностью D_2.

Результаты и их обсуждение

Метод оптического отклика

Рассмотрим вначале структурные переходы, которые наблюдаются в системе электроконвекции НЖК при увеличении постоянного напряжения U.

При $U = 6.2$ V в системе электроконвекции возникает первичная неустойчивость в виде двух типов наклонных роллов: zig и zag, которые образуют углы наклона $\sim 60^\circ$ и $\sim 120^\circ$ соответственно с исходной ориентацией директора **n** и угол $\gamma \approx 60^\circ$ друг с другом (рис. 1, *a*). Будем считать, что оси наклонных роллов zig и zag ориентированы вдоль особых кристаллографических направлений $[1\bar{1}]$ и $[11]$ соответственно.

Причиной образования наклонных роллов является флексоэлектрический эффект, причем угол наклона, как

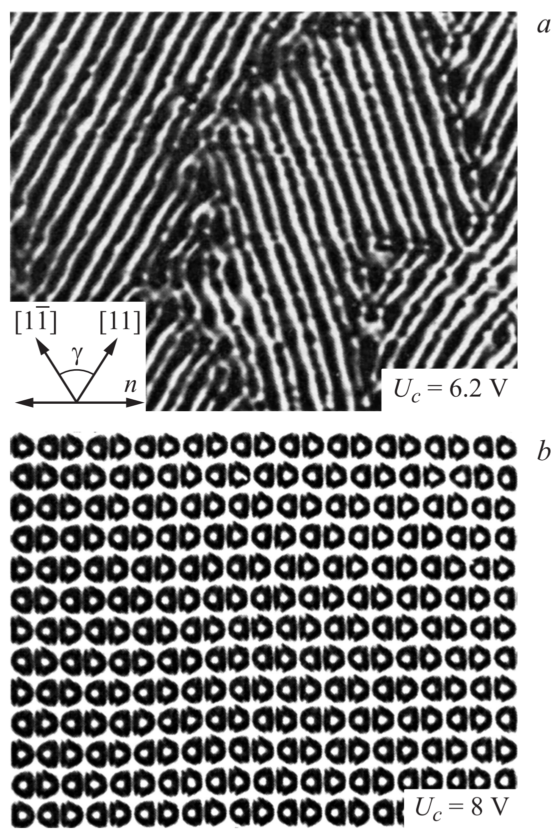

Рис. 1. Наклонные роллы (*a*) и ПГД-структура (*b*) в системе электроконвекции НЖК.

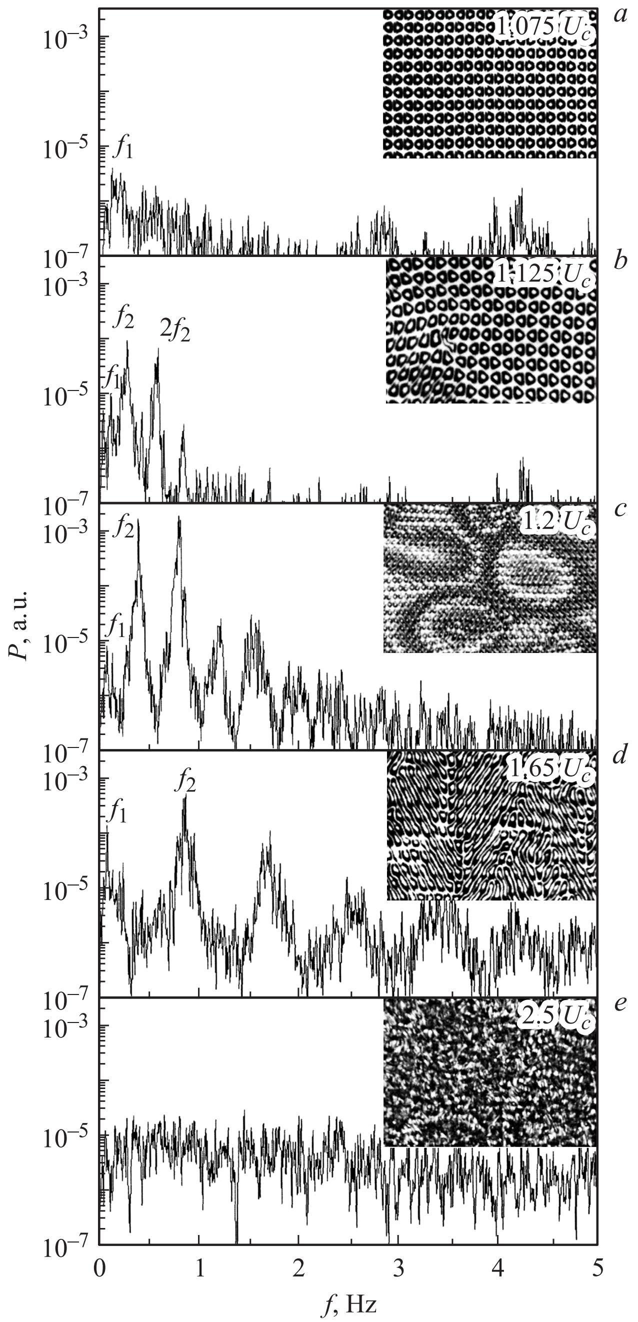

Рис. 2. Типичные спектры мощности интенсивности прошедшего через ЖК-ячейку света при различных приложенных напряжениях и соответствующие диссипативные структуры (на вставках).

показано в [18], зависит от величины флекоскоэффициентов.

Когда приложенное напряжение достигает $U_c = 8\,\mathrm{V}$, возникает двумерная в плоскости ЖК-слоя периодическая структура псевдогексагональных доменов (рис. 1, b).

При увеличении приложенного напряжения до $U = 1.075U_c$ ПГД-структура теряет устойчивость и возникает продольная (т. е. вдоль директора **n**) мода доменных осцилляций f_1. Амплитуда продольных осцилляций доменов мала и составляет $\sim 2{-}3\,\mu$m, поэтому в спектре мощности на фоне электрогидродинамических и тепловых флуктуаций директора наблюдается слабый пик на частоте $f \approx 0.15\,\mathrm{Hz}$.

При $U = 1.125U_c$ ЭГД-флуктуации в ПГД-структуре достигают критического значения, что приводит к развитию азимутальной моды доменных осцилляций f_2 (рис. 2, b). При этом происходит периодическая деформация исходных доменов вдоль двух особых направлений ПГД-структуры $[1\bar{1}]$ и [11]. Таким образом, в спектре мощности наблюдаются уже две частоты f_1 и f_2 и кратные им гармоники.

Наибольшую интенсивность азимутальная мода доменных осцилляций f_2 достигает в режиме генерации фазовых волн при $U = 1.2U_c$ (рис. 2, c). Как было недавно показано в [19], здесь наблюдается пространственно-временная синхронизация их источников — ведущих центров.

В целом система электроконвекции НЖК с источниками фазовых волн демонстрирует достаточно сложное поведение. Хотя положение в пространстве таких центров фиксировано, во времени они не являются устойчивыми образованиями: одни центры рождаются, другие исчезают.

Локальные измерения интенсивности прошедшего света $J(t)$, промодулированного колебаниями отдельного ведущего центра показали, что сигнал квазипериодичен во времени. Методом псевдофазовой плоскости получен фазовый портрет осцилляций отдельного ведущего центра (псевдоаттрактор) в пространстве с размерностью $m = 2$, который содержит две петли (рис. 3, a). Такая траектория движения на псевдофазовой плоскости соответствует субгаромническим колебаниям с периодом $T = 2$. Вблизи режима динамического рассеяния света (ДРС) происходит резрушение псевдоаттрактора (рис. 3, b).

Таким образом, отдельный ведущий центр за время его жизни демонстрирует квазипериодическое (ламинарное) движение, которое сменяется турбулетными всплесками в момент его гибели. Затем в данном месте вновь рождается ведущий центр, и в целом система демонстрирует перемежающееся поведение.

При дальнейшем увеличении напряжения до $1.65U_c$ уровень шума в спектре мощности возрастает, а пик частоты f_2 сдвигается вправо, что свидетельствует о возрастании частоты азимутальных доменных осцилляций (рис. 2, d). Частота азимутальных осцилляций f_2 в блоках растет линейно с увеличением приложенного напряжения [9]. В такой осциллирующей ПГД-структуре распространение фазовых волн визуально не наблюдается. С ростом напряжения невозмущенных областей, по которым могли бы распространяться фазовые волны, практически не остается. В таком режиме противофазных блочных осцилляций доменная структура напоминает „паркет“ (рис. 2, d, вставка).

При $U \geq 2.5U_c$ картина принимает вид кипящей жидкости (рис. 2, e), что соответствует турбулизации ПГД-структуры или переходу в режим ДРС.

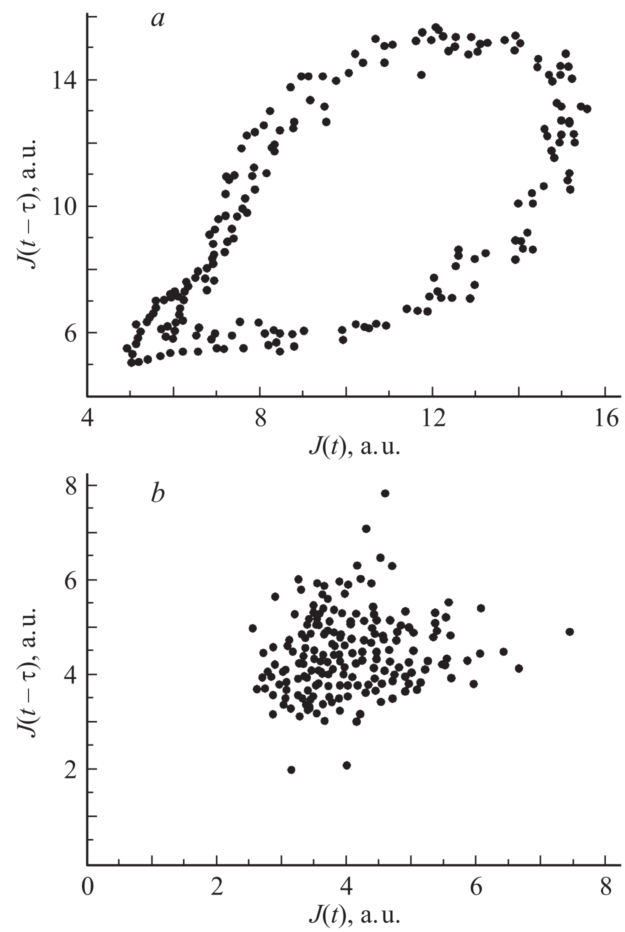

Рис. 3. Траектория колебаний ведущего центра на псевдофазовой плоскости в режиме генерации фазовых волн при $1.25U_c$ (a) и вблизи режима ДРС при $1.75U_c$ (b), $\tau = 80\,\text{ms}$.

Таким образом, иерархия структурных переходов в системе электроконвекции НЖК в постоянном электрическом поле отлчается от случая переменного поля [8]. При увеличении постоянного напряжения последовательно наблюдаются следующие диссипативные структуры: наклонные роллы, ПГД-структура, локальные доменные осцилляции, фазовые волны, „паркетные" доменные осцилляции и режим ДРС.

С увеличением приложенного напряжения происходит уширение спектральных линий в спектре мощности. Полуширина спектральной линии, соответствующей частоте f_2, увеличивается с $f_2 = 0.15\,\text{Hz}$ при $1.2U_c$ до $f_2 = 0.9\,\text{Hz}$ при $1.8U_c$. Такое уширение указывает на рост ЭГД-флуктуаций в ориентации директора, что в свою очередь свидетельствует о возникновении ориентационной турбулентности в НЖК.

На рис. 4, a показаны зависимости λ_1 и K от контрольного параметра ε, полученные по данным оптического отклика. При $\varepsilon \geq 0.5$ (режим генерации фазовых волн) НПЛ $\lambda_1 > 0$ и K-энтропия $K > 0$, что экспериментально доказывает существование в фазовом пространстве системы странного аттрактора [1,2].

Размерность вложения соответствует числу независимых переменных, описывающих систему. На рис. 4, b представлена зависимость корреляционной размерности D_2 от размерности вложения m для временного ряда, полученного методом оптического отклика в режиме генерации фазовых волн. Видно, что насыщение $D_2(m)$ происходит на уровне $D_2 \cong 2.8$, что является оценкой корреляционной размерности аттрактора. Дробное значение D_2 означает, что аттрактор динамической системы имеет фрактальную структуру. Значение $m = 7$, при котором $D_2(m)$ достигает насыщения, определяет размерность вложения. Теорема Мане дает аналогичную оценку: $m \geq 6.6$, т.е. $m = 7$. Заметим, что для ряда случайных чисел насыщения зависимости $D_2(m)$ не происходит (рис. 4, b).

Гистерезисное поведение НПЛ λ_1 указывает на то, что потеря устройчивости стационарной ПГД-структуры и возникновение осцилляций аналогичны фазовому переходу I рода (жесткая потеря устойчивости) [20]. Другим, более сильным, доказательством наличия в системе жесткой моды может служить поведеине ПГД-структуры

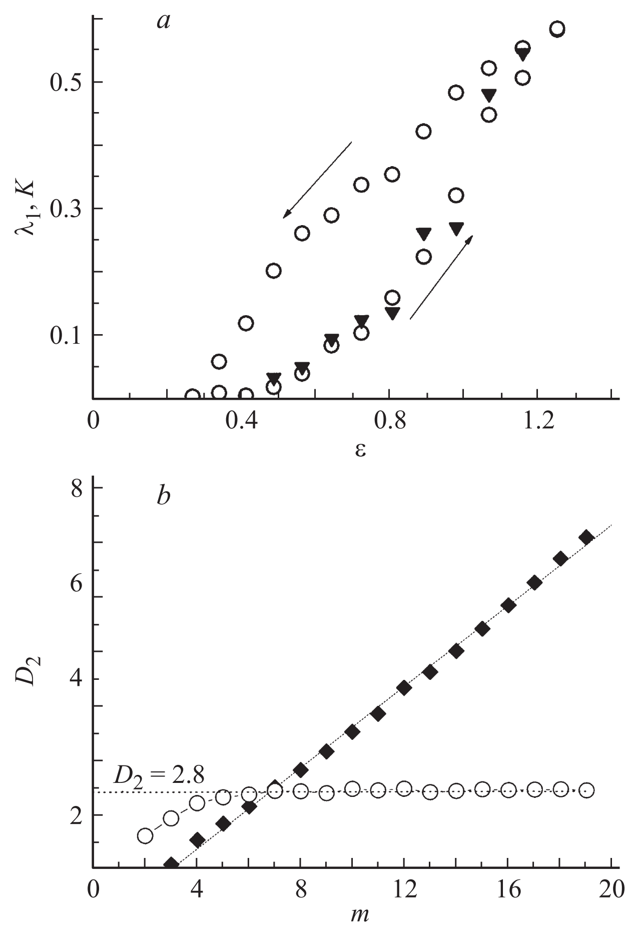

Рис. 4. Зависимости наибольшего показателя Ляпунова λ_1 ($\circ$) и K-энтропии K ($\blacktriangledown$) от контрольного параметра ε (a); зависимости корреляционной размерности D_2 от размерности вложения m для временного ряда, полученного методом оптического отклика в режиме генерации фазовых волн ($\circ$) и для ряда случайных чисел ($\blacklozenge$) (b).

вблизи критических полей ее динамической неустойчивости. Методом временного фурье-анализа интенсивности прошедшего через ячейку с НЖК света обнаружено, что имеется некоторая граничная частота $f_{gr} = 0.15$ Hz, ниже которой осцилляций в ПГД-структуре не возникает. Заметим, что фазовый переход второго рода характеризуется непрерывным изменением параметров системы с увеличением надкритичности (мягкая потеря устойчивости) [20].

Таким образом, переход от квазипериодического движения к турбулентности в системе электроконвекции НЖК демонстрирует перемежающееся поведение и характеризуется детерминированным хаосом с низкоразмерным странным аттрактором.

Метод акустического отклика

Корреляция между амплитудно-временным распределением импульсов АЭ, осцилляциями поля директора **n** и скорости в доменной структуре дает принципиальную возможность описать хаотическую динамику системы, используя фазовое пространство параметров АЭ [12].

На рис. 5, *a* представлен типичный временной ряд интенсивности сигнала АЭ, обусловленого импульсными всплесками, и соответствующий ему спектр мощности, который указывает на низкочастотный характер доменных осцилляций. Достаточно отчетливый пик в спектре свидетельствует о том, что осцилляции синхронизованы во всем пространстве, что согласуется с недавно обнаруженным эффектом пространственно-временной синхронизации доменных осцилляций [19]. Шум, присутствующий в спектре, соответствует электрогидродинамическим и тепловым флуктуациям.

На рис. 5, *b* показана зависимость частоты максимального пика $f_{\max}$ интенсивности сигнала АЭ от контрольного параметра ε. В области надкритичности $0 < \varepsilon < 1.4$, соответствующей осцилляционному режиму, поведение $f_{\max}(\varepsilon)$ аналогично зависимости полученной по данным оптического отклика системы [9].

При $\varepsilon \geq 2$ в зависимости $f_{\max}(\varepsilon)$ наблюдается сначала резкий спад, что соответствует переходу от квазипериодического режима к хаотическому состоянию (мода ДРС), а затем резкий скачок (рис. 5, *b*), что, по-видимому, соответствует переходу к состоянию „вторичного динамического рассеяния“ [6]. Как показано в [6], в состоянии „вторичного динамического рассеяния“ возникает более мелкая картина оптически плотных сгустков с интенсивным турбулентным движением. Поэтому при $\varepsilon \approx 4-5$ возникает более интенсивное пульсационное движение директора **n**.

На рис. 6 представлены расчетные зависимости m, D_2 и λ_1, полученные по данным акустического отклика, в зависимости от контрольного параметра ε. При $\varepsilon \geq 0.5$ НПЛ λ_1 становится положительным, что также экспериментально доказывает существование в фазовом пространстве системы странного аттрактора [2].

Медленный рост корреляционной размерности D_2 с увеличением надкритичности ε показывает, что при

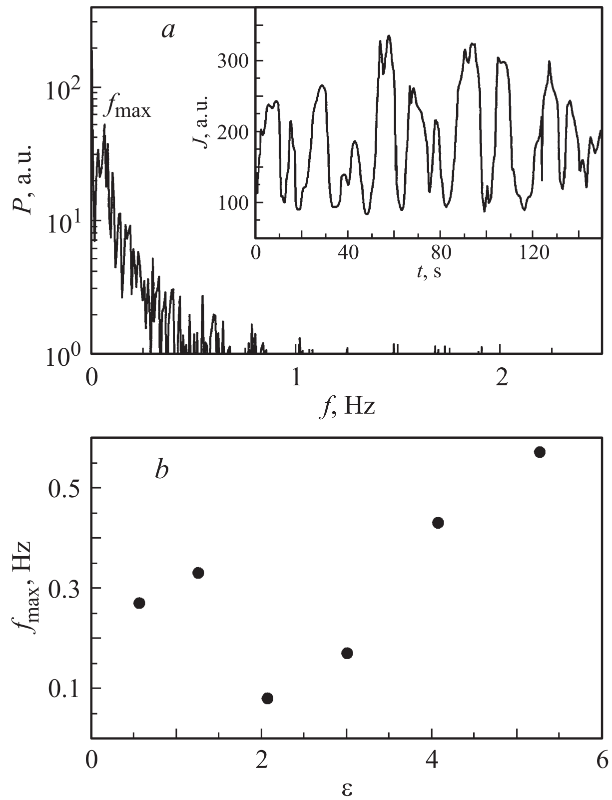

Рис. 5. Спектр мощности интенсивности и типичный временной ряд сигнала АЭ $J(t)$ на вставке (a); зависимость частоты максимального пика $f_{\max}$ интенсивности сигнала АЭ $J(t)$ от контрольного параметра ε (b).

переходе к хаосу в системе существует лишь несколько значащих степеней свободы [2]. При этом гистрезиса в зависимости $D_2(\varepsilon)$ не обнаружено.

В режиме развитой турбулентности (мода ДРС) ЭГД-система представляет собой смесь флуктуирующих ламинарных (где пространственная периодичность еще

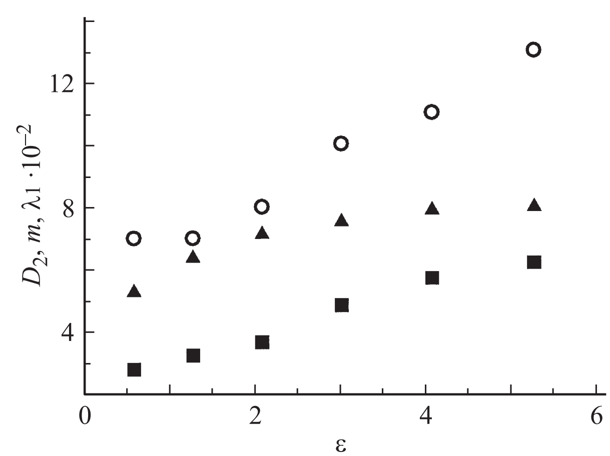

Рис. 6. Зависимости корреляционной размерности D_2 (■), размерности вложения m (○) и наибольшего показателя Ляпунова λ_1 (▲) от контрольного параметра ε, полученные по данным акустического отклика.

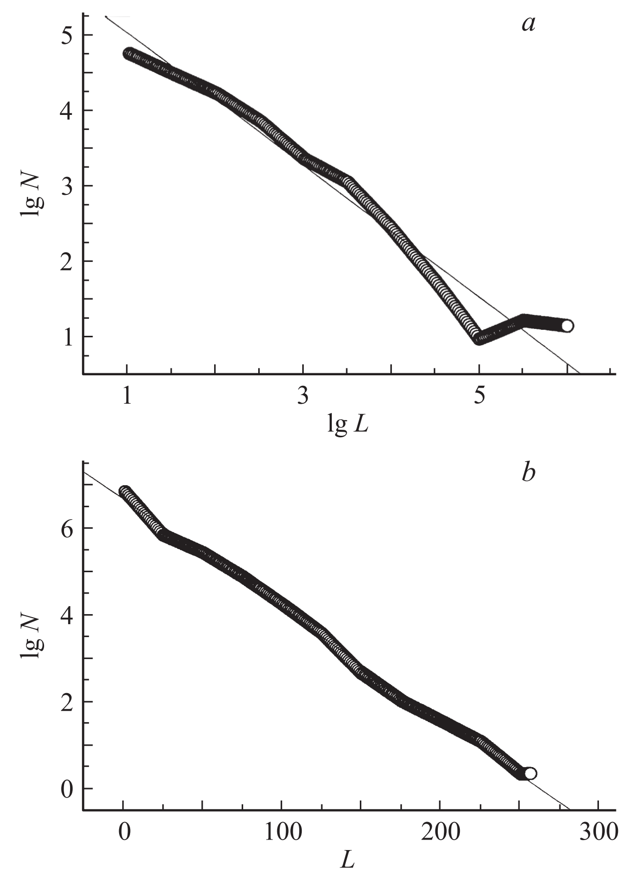

Рис. 7. Зависимость логарифма функции распределения амплитуды АЭ N от логарифма длины ламинарной области L при $\varepsilon = 2.0$ (a) и L при $\varepsilon = 5.25$ (b).

сохраняется) и турбулентных областей (где пространственная когерентность отсутствует). Поэтому важным представляется также вопрос о чередовании ламинарных и турбулентных зон с ростом параметра надкритичности ε. На рис. 7 показаны восстановленные функции распределения амплитуды АЭ N от параметра ламинарной длины L для случаев вблизи и вдали от порога образования ПГД-структуры U_c.

Для того чтобы найти распределение длин ламинарных фаз, измерялась амплитуда полного размаха колебаний от максимума к минимуму АЭ за временной интервал, равный периоду доменных осцилляций. Зависимость распределения амплитуды АЭ N от длины ламинарной области L в двойном логарифмическом масштабе для $\varepsilon = 2.0$ и в логарифмическом масштабе для $\varepsilon = 5.25$ представлены на рис. 7, a и b соответственно. Из рис. 7, a видно, что распределение демонстрирует степенное затухание с показателем 0.87, тогда как затухание на рис. 7, b имеет экспоненциальный характер с характеристической длиной $L = 39.5$ a.u., что является типичным для перемежающегося поведения [21]. Соответствующие аппроксимации показаны сплошными линиями.

Таким образом, результаты, полученные методом АЭ, в целом подтверждают результаты, полученные методом оптического отклика.

Заключение

В данной работе методами оптического и акустического отклика исследован процесс перехода от стационарной доменной структуры до режима развитой турбулентности в планарном слое НЖК под действием постоянного электрического поля. Показано, что оба метода дают похожие результаты и не противоречат друг другу.

Обнаружено, что потери устойчивости и возникновение осцилляций в ПГД-структуре аналогичны фазовому переходу первого рода. Развитие временного хаоса демонстрирует перемежающееся поведение.

Полученные количественные оценки основных параметров хаотического поведения позволяют сделать вывод о том, что с увеличением надкритичности при $\varepsilon \geq \varepsilon_c \approx 0.5$ динамика диссипативных структур, возникающих при электроконвекции в планарном слое НЖК в постоянном электрическом поле, представляет свойства детерминированного хаоса с низкоразмерным странным аттрактором.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 08-02-97008.

Список литературы

[1] *Кузнецов С.П.* Динамический хаос. М: Физматлит, 2006. 356 с.
[2] *Шустер Г.* Детерминированный хаос: Введение. М.: Мир, 1988. 240 с.
[3] *Лоскутов А.Ю., Михайлов. А.С.* Введение в синергетику. М.: Наука, 1990. 272 с.
[4] *Экман Ж.-П.* // Синергетика / Под ред. Б.Б. Кадомцева. М.: Мир, 1984. С. 190–219.
[5] *Де Жен П.* Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
[6] *Пикин С.А.* Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981. 336 с.
[7] *Blinov L.M., Chigrinov V.G.* Electrooptic effect in liquid crystal materials. Berlin: Springer-Verlag, 1996. 464 c.
[8] *Kai S., Hirakawa K.* // Progr. Theor. Phys. Suppl. 1978. N 64. P. 212–243.
[9] *Delev O.A., Scaldin O.A., Chuvyrov A.N.* // Liq. Cryst. 1992. Vol. 12. N 3. P. 441–448.
[10] *Malraison B., Atten P., Berge P., Dubois M.* // J. Physiq. Lett. 1983. Vol. 44. P. L-897–L-902.
[11] *Капустин А.П., Капустина О.А.* Акустика жидких кристаллов. М.: Наука, 1983. 248 с.
[12] *Аксельрод Е.Г., Кузьмин А.Н., Крюк В.И., Добрин В.А., Швамм К.Л.* // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 13. С. 1-9.
[13] *Axelrod E., Bespalov V., Dobrin V., Kriouk V., Kuzmin A., Melechin V.* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1977. Vol. 302. N 3. P. 363–367.
[14] *Takens F.* Detecting strange attractors in turbulence. Dynamical systems and turbulence, Lecture Notes in Mathematics / Ed. by D.A. Rand and L.-S. Young. Springer-Verlag, 1981. Vol. 898. P. 366–381.
[15] *Grassberger P., Procaccia I.* // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. N 5. P. 346–349.

[16] *Mane R.* On the dimension of the compact invariant sets of certain nonlinear maps. Dynamical Systems and Turbulence / Ed. by D.A. Rand and L.-S. Young. Berlin: Springer, 1981. P. 230–242.
[17] *Benettin G., Galgani L., Strelcyn J.M.* // Phys. Rev. 1976. Vol. A14. P. 2333–2345.
[18] *Thom W., Zimmerman W., Kramer L.* // Liq. Cryst. 1989. Vol. 3. N 3. P. 309–316.
[19] *Делев В.А., Скалдин О.А., Тимиров Ю.И.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 13. С. 49–57.
[20] *Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С.* Введение в синергетику. М.: Наука, 1990. 272 с.
[21] *Kaneko K.* // Prog. Theor. Phys. 1985. Vol. 74. N 5. P. 1033–1044.