

УДК 621.373.12.532.517

## УРАВНЕНИЕ ГИНЗБУРГА—ЛАНДАУ И НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА НЕРАВНОВЕСНЫХ СРЕД

*A. B. Гапонов-Грехов, M. I. Рабинович*

Демонстрируется связь уравнения Гинзбурга—Ландау (Г.—Л.) и его различных обобщений с современными задачами динамической теории нелинейных неравновесных сред. На основе моделей типа Г.—Л. исследуются явления самозарождения и формообразования локализованных структур, превращения одних пространственных структур в другие при изменении параметров среды, возникновение турбулентности (динамического хаоса) в безграничных и потоковых системах.

**1. Введение.** Исследуя в 1950 году [1] в рамках феноменологической теории разрушение сверхпроводимости магнитным полем, В. Л. Гинзбург и Л. Д. Ландау получили для зависящих от пространственных координат параметра порядка  $u$  и векторного потенциала уравнения, которые после обобщения на нестационарный случай [2—4] стали фундаментальными уравнениями динамической теории неравновесных сред и нелинейной физики вообще.

В достаточно общем случае уравнение Гинзбурга—Ландау (Г.—Л.), описывающее пространственно-временное изменение параметра порядка вблизи критической точки (точки возникновения или разрушения упорядоченной фазы при фазовом переходе второго рода), может быть представлено в виде

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\tau_0} \left( \frac{\delta F}{\delta u} \right), \quad (1)$$

где  $F$  — функционал от  $u$ , представляющий собой свободную энергию системы вблизи критической точки (см., например, [5, 6]). Традиционная форма записи (1), предполагающая, что в  $F$  существенно лишь первое нелинейное слагаемое, не зависящее от фазы параметра порядка, — это нелинейное уравнение в частных производных параболического типа  $\zeta = 1 + i\beta$ .  $x' = x(1 - i\sigma)$ :

$$\frac{du}{dt} = u(1 - \zeta |u|^2) + x' \Delta u \quad (2)$$

(имея в виду дальнейшие обобщения, коэффициенты в (2) считаем комплексными). Часто уравнение (1) представляется в спектральной форме — обобщенное уравнение Г.—Л. [7, 8]:

$$\begin{aligned} \tau_0 \frac{du_q}{dt} &= [\varepsilon - \xi^2 (q - q_0)^2] u_q - \\ &- \sum_{q'q''q'''} G(q, q'', q''') u_{q'}^* u_{q''} u_{q'''} \delta_{q+q'', q''+q'''} , \end{aligned} \quad (3)$$

где  $u_q$  — фурье-компоненты параметра порядка,  $q_0$  — волновой вектор, который соответствует возникшей при переходе через критическую точку регулярной структуре. Уравнение (3) при малой надкритичности

$(\epsilon \ll 1)$  может быть выведено из исходных уравнений задачи в самых разнообразных ситуациях.

Приведем простой пример из классической физики. Как известно, при подогреве горизонтального слоя жидкости снизу, когда разность температур между нижней и верхней границей становится больше критической, возникает одномерная периодическая структура в виде конвективных валов или роликов (рис. 1). При дальнейшем, зачастую небольшом увеличении разности температур на фоне конвективных роликовых структур развивается модуляция и устанавливается течение, которое схематически представлено на рис. 1б. В работах [2, 3] было показано, что для описания подобного медленного пространственно-временного изменения конвективных валов при  $(Ra - Ra_{kp})/Ra_{kp} = \epsilon \ll 1$  ( $Ra$  — число Рэлея) может использоваться уравнение Г.—Л., где роль параметра порядка  $u_q$  (см. (3)) играет амплитуда фурье-гармоники волн модуляции, а  $\mathbf{q}_0$  — волновой вектор исходной роликовой структуры. При этом всегда возможна такая нормировка параметра порядка, чтобы он был равен нулю до критической точки — когда структура отсутствует.

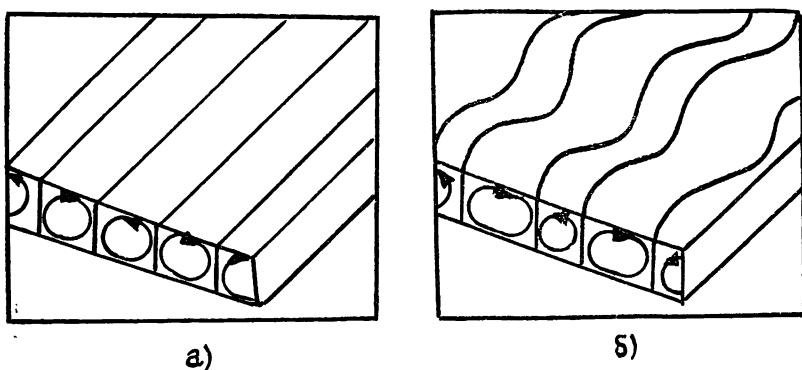


Рис. 1. Конвективные валы в подогреваемом снизу слое жидкости а) структура валов в момент возникновения конвекции; б) модулированные валы, устанавливающиеся в результате развития вторичной неустойчивости

Хотя, строго говоря, уравнение Г.—Л. является асимптотическим (т. е. оно тем точнее описывает динамику процессов упорядочивания, чем ближе параметры среды к критическим значениям), как модельное оно используется в самых различных областях физики [2—9] (да и не только физики [10]) для анализа процессов возникновения и разрушения структур, независимо от близости к критической точке. В чем причина такой, в некотором роде, исключительности этого уравнения, его все возрастающей популярности? Чтобы ответить на этот вопрос, обсудим прежде некоторые основные проблемы, общие для гидродинамики, физики, химии, биологии и других областей, связанные с исследованием неравновесных ситуаций и требующие для своего понимания и описания выработки новых единых понятий, образов, моделей и методов, которые все вместе и составляют рождающуюся на наших глазах новую область науки — нелинейную динамику неравновесных сред.

**2. Некоторые экспериментальные факты.** Наблюдение в неравновесных средах упорядоченных коллективных возбуждений, например, в виде периодической системы конвективных валов, о которых мы упоминали, или в виде правильной квадратной решетки капиллярных волн на поверхности параметрически возбуждаемого слоя жидкости (рис. 2) сейчас мало кого удивляет. Действительно, если иметь в виду, что потеря устойчивости (при переходе через нейтральную кривую) в однородной изотропной среде в линейном приближении обычно имеет место лишь для узкого спектра пространственных масштабов, т. е. для возмущений вида  $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$ , для объяснения подобных периодических струк-

тур достаточно учесть такие хорошо известные «слабонелинейные» эффекты, как конкуренция и взаимная синхронизация различных пространственных возбуждений — мод. Конкуренция обеспечивает подавление мод с близкими пространственными масштабами, синхронизация мод определяет форму пространственных решеток. Так, популярная структура шестигранных призматических ячеек Бенара описы-

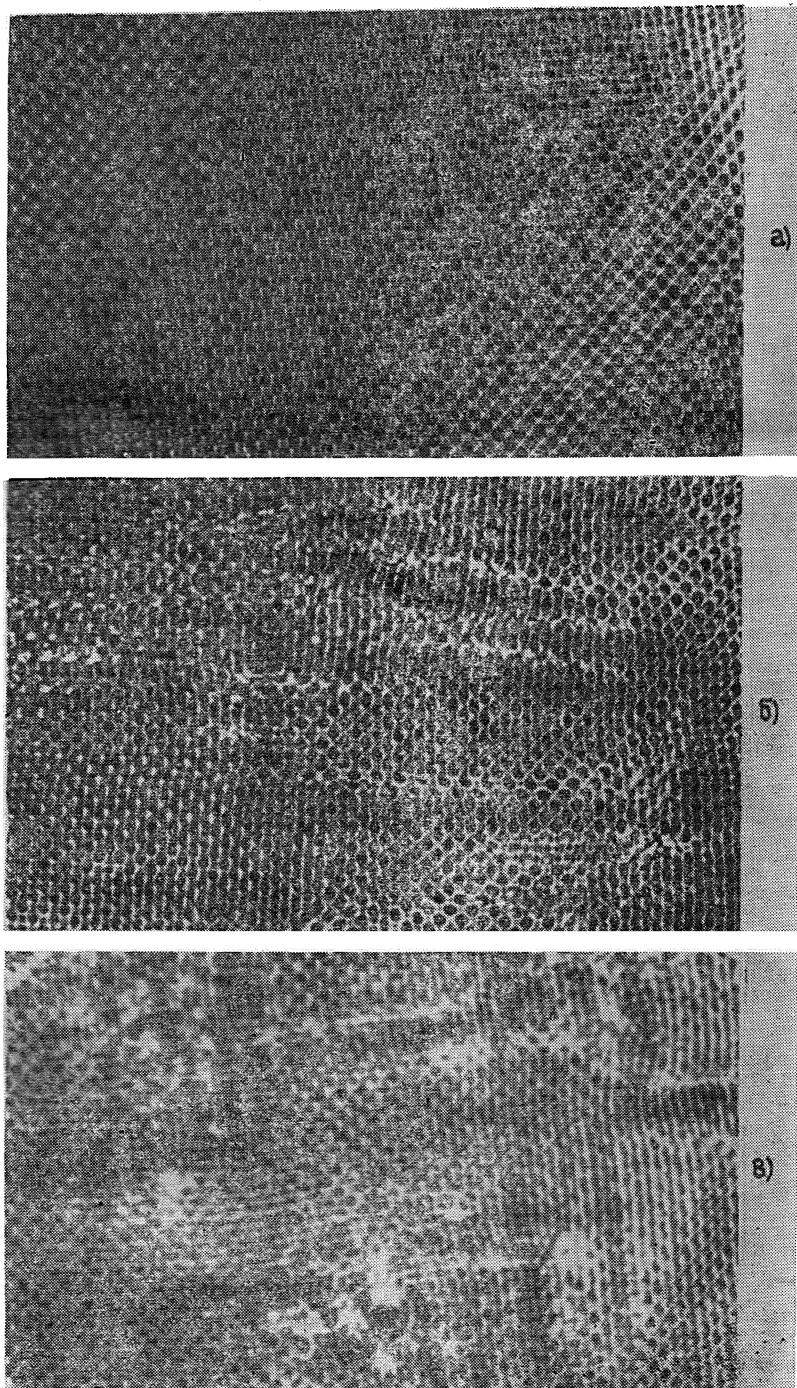


Рис 2 Развитие пространственно-временного хаоса на фоне рыбки Фарадея  
а) регулярная решетка из квадратных ячеек, наблюдаемая при малом превышении порога параметрической неустойчивости; б) волны модуляции на фоне квадратной решетки; в) персемежаемость — ламинарные (регулярные) участки чередуются с турбулентными всплесками [18]

вается как результат синхронизации трех резонансно-связанных конвективных мод с одинаковыми по модулю волновыми числами, развернутыми друг относительно друга (в плоскости) на  $60^\circ$ .

В то же время самозарождение в изотропных средах образований, например, в виде спиралей, локализованных многогранников, вихревых пар и т. д. (рис. 3) представляется весьма нетривиальным хотя бы потому, что не объясняется в рамках «квазилинейной физики» [11].

Упорядоченные структуры в неравновесных средах реализуются обычно при не слишком больших надкритичностях. При увеличении же степени неравновесности (например, числа Рэлея при термоконвекции) режим структур обычно уступает место турбулентности. Каким образом в безграничной или достаточно протяженной среде осуществляется такой переход? Разрушаются ли структуры одновременно во всем пространстве или вначале появляются отдельные турбулентные всплески, возможно ли сохранение структур и в турбулентном режиме, каким образом зарождается и развивается турбулентность в пространстве в анизотропных, например потоковых, системах (рис.4)? Вот некоторые из тех вопросов, которые ставят перед нелинейной динамикой неравновесных сред эксперимент.

Для понимания природы и описания экспериментальных феноменов, подобных перечисленным, необходимо иметь по возможности простые (в частности, допускающие достаточное разнообразие точных решений) и в то же время «богатые» эффектами модели, позволяющие, кроме того, сознательно управлять параметрами модельной неравновесной среды. Всем этим требованиям удовлетворяет модель Гинзбурга—Ландау.

**3. Иерархия неустойчивостей. Рождение спиралей.** В качестве примера, демонстрирующего возможности уравнения Г.—Л. для описания процессов структурообразования, рассмотрим один из наиболее общих и удивительных эффектов самоорганизации — зарождение спиральных волн (неоднородных анизотропных образований) в изначально однородных и изотропных средах. Будем исследовать структуры двумерного поля, наблюдаемые при прохождении двухкомпонентной автокатализической реакции в плоском реакторе. Исходными будут кинетические уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1}{\partial t} &= n_1 - (n_1^2 + n_2^2)(n_1 - \beta n_2) + \kappa(\nabla^2 n_1 + c\nabla^2 n_2), \\ \frac{\partial n_2}{\partial t} &= n_2 - (n_1^2 + n_2^2)(n_2 + \beta n_1) + \kappa(\nabla^2 n_2 - c\nabla^2 n_1), \end{aligned} \quad (4)$$

которые заменой  $u = n_1 + in_2$  сводятся к уравнению Г.—Л. в виде (2). Здесь  $n_1(x, y, t)$  и  $n_2(x, y, t)$  — концентрации компонент, а  $\kappa$  характеризует величину диффузии.

Концентрационные структуры, наблюдаемые в двумерном реакторе, представляют собой цветовые узоры [12], распределение цвета в которых определяется отношением концентраций  $n_1$  и  $n_2$ . Таким образом, задача о рождении и взаимных трансформациях различных структур в данном случае сводится к исследованию топологии линий уровня функции  $n_1/n_2 = H(x, y, t)$ . При этом рождению новой структуры отвечает качественное изменение топологии линий  $H_{t_0}(x, y) = \text{const}$  — бифуркация пространственного образа. Естественно предположить, что подобные бифуркации являются в достаточной степени универсальными, чем и объясняется подобие двумерных структур, наблюдаемых в самых различных ситуациях.

Поскольку функция  $H$  связана с фазой  $\phi$  параметра порядка  $\mu$  соотношением  $H = \operatorname{tg} \phi$ , будем исследовать полевые структуры непосредственно в рамках (2) [13]. При значениях диффузии  $\kappa > \kappa_0 =$

\* Граничные условия по  $x$  и  $y$  предполагаются периодическими с периодом  $L$ .

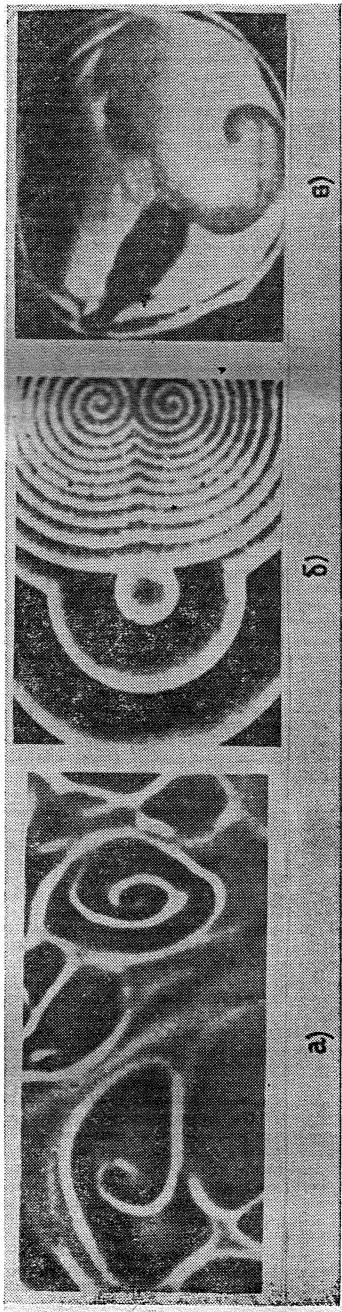


Рис. 3 Спиральные структуры в различных неравновесных средах:  
а) термокапиллярная конвекция в жидкости [28]; б) автокаталитическая химическая реакция [29]; в) сетчатка глаза [30]

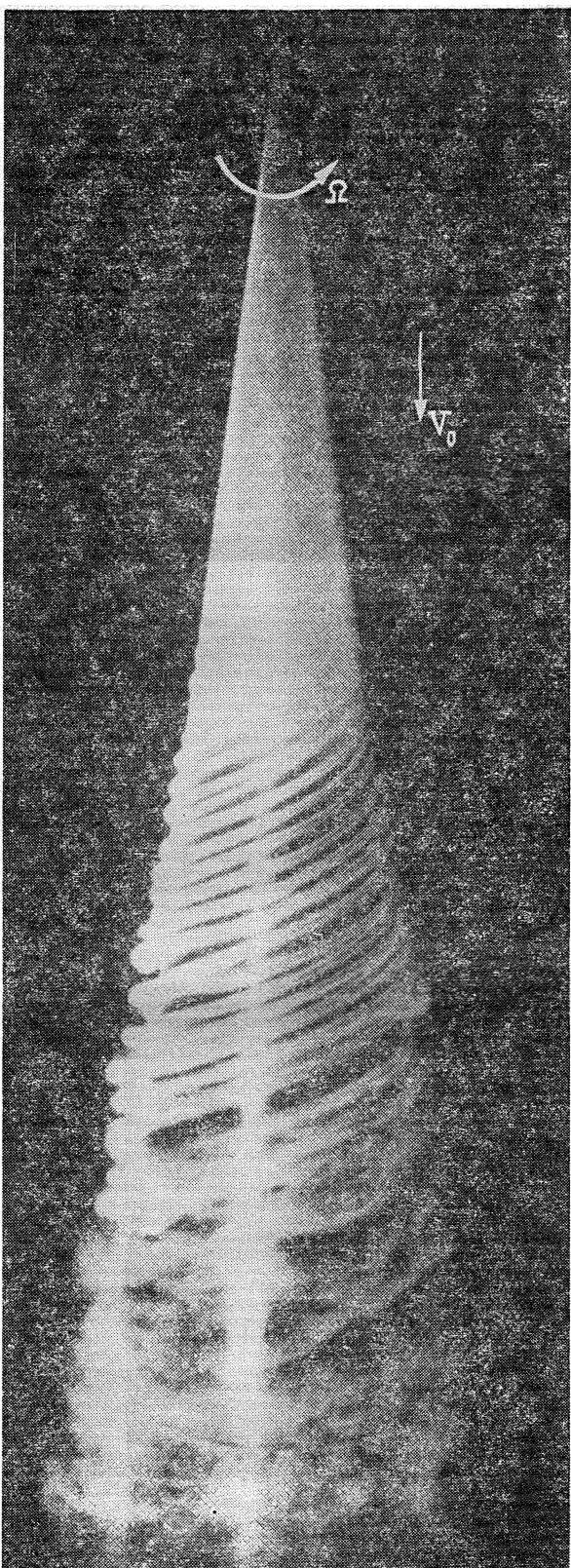


Рис 4. Развитие турбулентности в «цепочки вихрей», реали-  
зующейся в пограничном слое на врачающемся конусе [31].

$\beta c - 1)^2 L^2 / \pi^2 (1 + c^2)$  и при  $\beta c > 1$  в рассматриваемой среде устойчивы лишь пространственно-однородные колебания  $u(x, y, t) \sim e^{-i\beta t}$ . При  $\kappa < \kappa_0$  на фоне этих колебаний возникает прямоугольная решетка, описываемая решением вида

$$u(x, y, t) = e^{-i\beta t} [c_0 + (1 + ib)(c_1 e^{ik_0 x} + c_2 e^{ik_0 y} + \text{к.с.})]. \quad (5)$$

Функция  $H_t(x, y)$  для этого решения при  $c_{1,2}=0$  не имеет особенностей и соответствующий пространственный образ — это просто периодическая структура вихрей (рис. 5). Дальнейшее уменьшение диффузии  $\kappa$  приводит к следующему шагу в иерархии неустойчивостей — рождению еще двух пар волн, расположенных под углом  $45^\circ$  к тем, которые образуют прямоугольную решетку. В результате получается решение вида [13]

$$\begin{aligned} u(x, y, t) = & e^{-i\beta t} [c_0 + (1 + ib_1) \times \\ & \times (c_1 e^{-ik_0 x} + c_2 e^{ik_0 y} + \text{к.с.}) + \\ & + (1 + ib_2)(c_3 e^{ik_0(x+y)} + \\ & + c_4 e^{ik_0(x-y)} + \text{к.с.})]. \end{aligned} \quad (6)$$

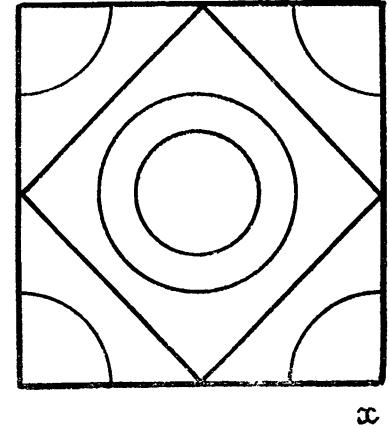


Рис. 5. Квадратная решетка из вихрей, соответствующая решению (5).

Поле  $H$ , соответствующее этому решению, уже может иметь особенности — точки, где  $n_1(x, y)$  и  $n_2(x, y)$  одновременно обращаются в нуль, и описываемые (6) структуры в общем случае содержат элементы типа вращающихся спиральных пар (рис. 6в). Бифуркации пространственных образов, предшествующие рождению спиралей при уменьшении  $\kappa$ , получаются на основе анализа решения (6) и уравнений для медленных амплитуд  $c_i$  (см. рис. 6а, б [13]). Подчеркнем, что источниками спиральных волн служат не внешние точечные неоднородности, а спонтанно возникшие локализованные неоднородности поля — в этих точках интенсивность поля  $|u| = n_1 + n_2$  обращается в нуль.

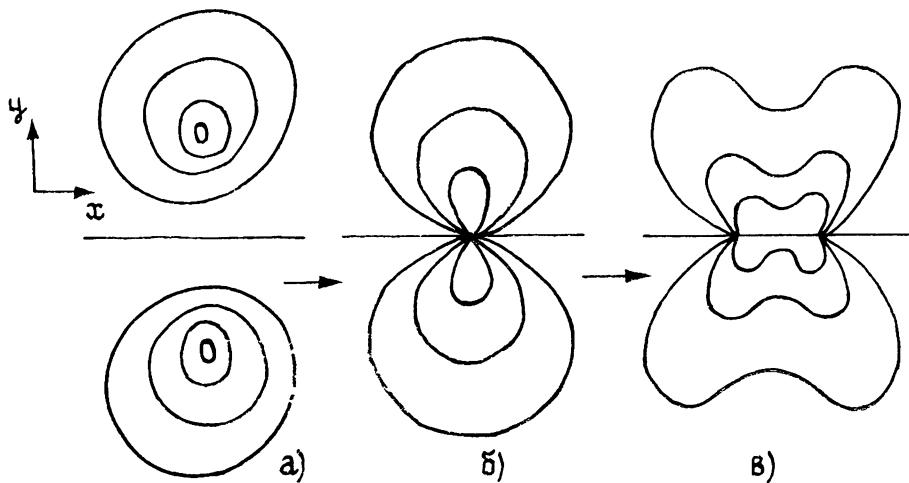


Рис. 6. Бифуркация рождения спиральной пары при уменьшении диффузии (см. решение (6)).

**4. Переход к турбулентности в двумерных средах. Решеточные модели.** Решение (6), описывающее регулярную динамику спиральных пар, при дальнейшем уменьшении диффузии  $\kappa$  (т. е. ослаблении связи между элементами среды) становится неустойчивым, движение среды усложняется и, наконец, при переходе через некоторые критические значения параметров регулярная динамика сменяется хаотической — возникает турбулентность. Этот факт установлен численными экспериментами [14, 15]. Содержательная теория перехода к турбулентности в двумерных средах, описываемых (2), может быть построена на основе дискретной модели (2) [14]:

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{u}_{jk}}{dt} = & u_{jk} [1 - (1 + i\beta)^2 u_{jk}]^2 + \kappa (1 - i\epsilon) (u_{j+1,k} + \\ & + u_{j-1,k} + u_{j,k+1} + u_{j,k-1} - 4 u_{jk}). \end{aligned} \quad (7)$$

Подобная модель соответствует физической реальности в тех случаях, когда турбулентность появляется на фоне уже установившейся в результате развития первичной неустойчивости решетки структур. Именно так происходит переход к турбулентности, например, в течении Куттга между вращающимися цилиндрами, где роль элементарных структур играют вихри Тейлора [14, 17]. Как хаотическую динамику ансамбля структур можно рассматривать и турбулентность, развивающуюся на фоне ряби Фарадея [18, 19].

Степень развития турбулентности, описываемой решеточной моделью вида (7), удобно оценивать с помощью энтропии Колмогорова—Синая  $H_\lambda$ , которая равна нулю в области параметров, где динамика решетки регулярна, и является положительной величиной для турбулентного режима [14, 20]. Кроме того, конструктивным параметром является размерность  $D$  [14, 20] стохастического множества (странныго аттрактора), которая дает возможность оценить число эффективных степеней свободы, участвующих в формировании установившейся турбулентности. Существенно, что обе эти характеристики допускают определение в эксперименте [14, 20].

Для пространственно-однородных, в среднем, стохастических режимов  $\langle |u_{jk}^0|^2 \rangle_t = |u^0|^2$ , средние пульсации интенсивности для которых невелики ( $|u_{jk}^0|^2 - |u^0|^2 \ll |u^0|^2$ ), удается получить оценку зависимостей  $H_\lambda$  и  $D$  от величины диффузии  $\kappa$  [14, 15] (рис. 7). Прямые численные эксперименты с системой (7) качественно подтверждают факт развития хаоса по мере уменьшения  $\kappa$  [15].

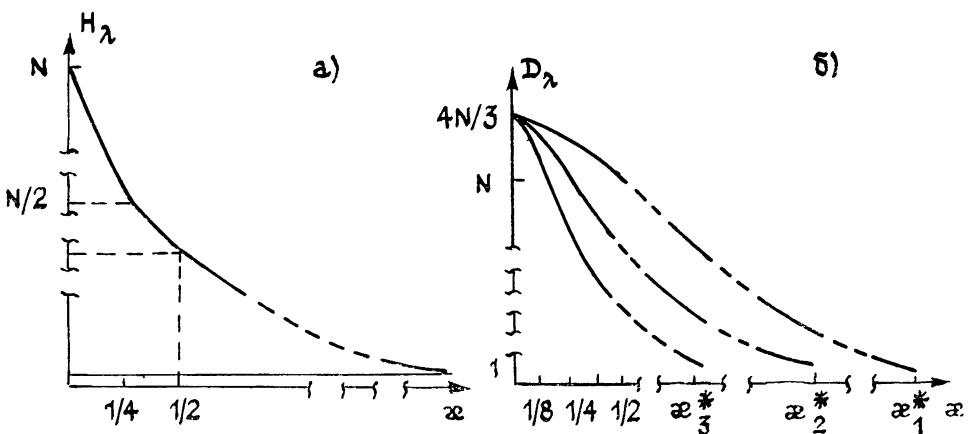


Рис. 7. Развитие турбулентности в двумерной модели (7) — энтропия (а) и размерность (б) растут при уменьшении связи между элементами решетки.

Как показывают физические и численные эксперименты [18, 19], переход к хаосу в двумерных системах типа (2) или (7) во многих слу-

чаях осуществляется через пространственную перемежаемость — регулярная осциллирующая решетка изредка разрывается турбулентными пятнами, характерный размер которых с ростом надкритичности увеличивается (в то время как ламинарные участки сокращаются). Определить скорость движения турбулентных всплесков и зависимость пространственного масштаба ламинарной фазы от надкритичности удается, воспользовавшись применительно к (2) ренормгрупповым описанием [21].

**5. Обобщения.** Уравнение Г.—Л., предполагающее взаимность среды, простейший характер связи между ее элементами и лишь кубичную («с квадратом модуля») нелинейность, естественно обобщается в сторону отказа от любого из этих ограничений. Таким образом на его основе получаются, в том числе и асимптотически строго, практически все базовые уравнения нелинейной динамики неравновесных сред. Приведем здесь некоторые из них — уравнение Г.—Л. «со сносом»

$$\frac{\partial u}{\partial t} = u(1 - \zeta |u|^2) - \gamma \frac{\partial u}{\partial x} + \kappa' \Delta u, \quad (8)$$

описывающее процессы структурообразования и пространственного развития турбулентности в потоковых системах; уравнение Свифта—Хохенберга [22]

$$\frac{\partial u}{\partial t} = [\chi - (1 + \nabla^2)^2] u - u^3, \quad (9)$$

учитывающее пространственную дисперсию диффузии в однокомпонентных средах; соответствующее ему обобщенное уравнение [8]

$$\frac{\partial u}{\partial t} = [\chi - (1 - \nabla^2)^2] u + \beta u^2 - u^3, \quad (10)$$

содержащее нелинейность  $\sim u^2$ , ответственную за взрывную неустойчивость и резонансную связь мод; и, наконец, система [23]

$$\frac{\partial z}{\partial t} = [(v - \alpha) - (1 + \nabla^2)^2] u + \beta u^2 - u^3, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = v - \gamma v^3 + \sigma u + \kappa \Delta v, \quad (11)$$

в которой амплитудное уравнение Свифта—Хохенберга дополнено уравнением для второй компоненты, например, температуры в средах с тепловыделением. Представляют несомненный интерес и очевидные комбинации (8)—(11) и, конечно, их дискретные аналоги.

В рамках таких модельных уравнений удается объяснить многие экспериментальные факты, не поддающиеся описанию с помощью исходной модели Г.—Л. Прежде всего — это пространственное развитие турбулентности в потоковых системах и самопроизвольное возникновение в изначально однородных средах локализованных пространственных образований (автоструктур), не зависящих от начальных и граничных условий. Остановимся на этих феноменах подробнее.

Имея в виду модельное описание эксперимента, представленного, например, на рис. 4, т. е. зарождение и развитие турбулентности в полубезграничном потоке, допускающем представление в виде цепочки последовательно связанных динамических элементов — вихрей, вместо (8) запишем

$$\frac{du_j}{dt} = u_j [1 - (1 + i\beta) |u_j|^2] + \gamma (u_j - u_{j-1}) + \kappa' (u_{j+1} + u_{j-1} - 2u_j), \quad (12)$$

где слагаемое  $\gamma (u_j - u_{j-1})$  ответственно за передачу возбуждения (потоком) от предыдущего вихря последующему, а слагаемое  $\sim \kappa'$  — за слабую обратную связь вверх по потоку.

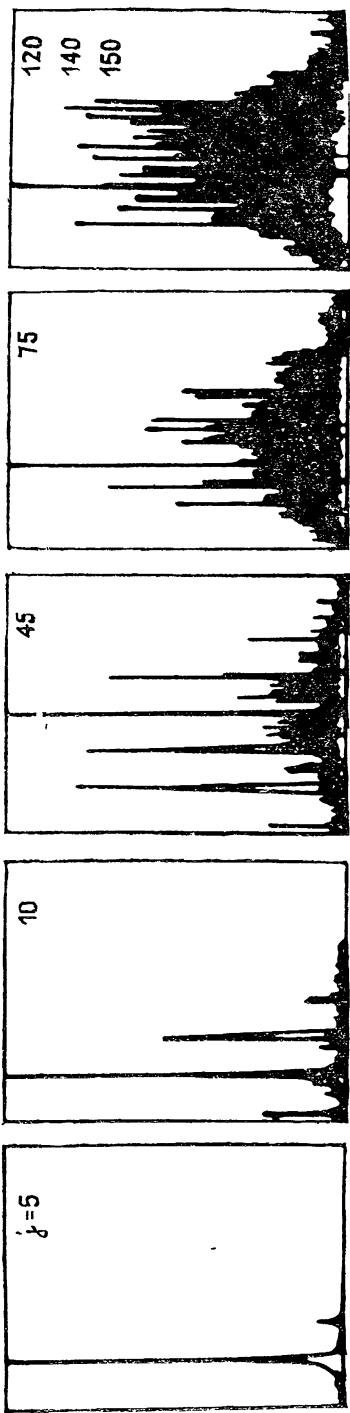


Рис. 8. Возникновение и стабилизация турбулентности вниз по потоку — численный эксперимент Г представления спектры мощности пульсаций на ячейках  $j=5, 10, 45, 75, 120, 140, 150$ .

При  $\alpha' \ll \gamma$  в такой системе возникновению стохастических колебаний вдоль потока предшествует конечное число перестроек регулярной динамики — пространственных бифуркаций (рис. 8). Возникший в результате этих бифуркаций странный аттрактор (наблюдаемый на  $j^*$ -м элементе «среды») при продвижении вниз по потоку увеличивает свою размерность, чему и соответствует пространственное развитие турбулентности. При достаточно больших  $j \gg j^*$  турбулентность стабилизируется (размерность перестает зависеть от  $j$ ). Физическая природа такой стабилизации связана с эффектом стохастической синхронизации [24], суть которого такова. Ввиду диссипативности связи между отдельными элементами со стохастическим поведением рост размерности фазового пространства системы (при увеличении числа элементов) не приводит к росту числа неустойчивых направлений внутри стохастического множества — одни переменные «следят» за другими.

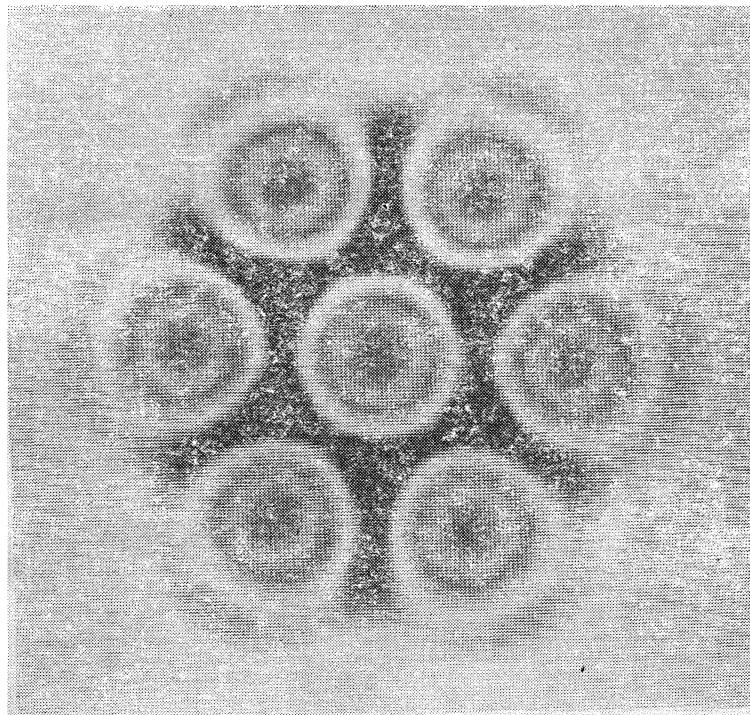


Рис. 9. Уединенный шестигранник, устанавливающийся в однородной среде, описываемой двумерной моделью (11) [23]

Эффект тем грубее, чем сильнее диссипативная связь [24]. Аналитическое описание пространственных бифуркаций и других критических явлений «вниз по потоку» удается получить, как и для изотропных сред, в рамках ренормгруппового подхода [24].

Автоструктуры — пространственные образования универсальной формы, параметры которых определяются лишь свойствами самой неравновесной среды, чаще всего наблюдаются в коллективах. Это, например, шестигранники или прямоугольники в конвективных слоях жидкостей с большими числами Прандтля [25], «медузы» в слое фосфолипида [26] и т. д. Индивидуальность таких структур наглядно проявляется при увеличении надкритичности — локальные нарушения регулярности (дислокации), движущиеся и взаимодействующие друг с другом дефекты, усложнение динамики взаимодействующих структур (вплоть до появления стохастичности) с сохранением их формы. Для наблюдения локализованных автоструктур обычно нужно ставить специальные эксперименты [27]. Однако для понимания процессов самоорганизации именно локализованные автоструктуры наиболее интересны. Модель вида (11) позволяет описать некоторый класс подобных

автоструктур и понять природу их локализаций и механизмы, ответственные за формообразование.

По-видимому, весьма общим является установление в неравновесных средах локализованных пространственных образований за счет эффекта перемежающегося в пространстве взаимного поддержания и подавления возбуждений соседними элементами среды. Именно этот эффект, связанный с упоминавшейся «пространственной дисперсией диффузии», реализуется в двухкомпонентной модели (11). Устойчивость же локализованных возбуждений в модели (11) обеспечивается соответствующей обратной связью между компонентами  $u$  и  $v$  среды — диффузионное расплывание возбуждения подавляется отрицательным инкрементом.

Механизм формообразования локализованной структуры связан с характером нелинейности неравновесной среды. Простейшие нетривиальные структуры с центром симметрии — это многогранники. В частности, шестигранные и восьмигранники, наблюдавшиеся при термоконвекции [27], можно рассматривать как результат взаимодействия лишь двух мод круглой мембранны — радиальной и азимутальной. Согласно [27], определяющую роль в формировании уединенных многогранников играет нелинейность, связанная с зависимостью поверхностного натяжения жидкости от температуры. В модели (11) подобная нелинейность учтена слагаемым  $\sim \dot{v}^2$ . Пример описываемой такой моделью локализованных автоструктур представлен на рис. 9.

Несмотря на довольно разнообразный круг явлений (обсуждавшихся выше), к которым модель Г. — Л. имеет непосредственное отношение, мы уверены, что возможности этой модели еще далеко не исчерпаны.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л., Ландау Л. Д. — ЖЭТФ, 1950, 20, с. 1064.
2. Newell A. C., Whithhead J. A. — J. Fluid. Mech. 1969, 36, p. 239
3. Sepel L. A. — J. Fluid. Mech., 1969, 38, p. 203.
4. Graham R — In: Fluctuations, Instabilities and Phase Transitions / Ed. T. Riste, — N. Y.: Plenum, 1975, p. 215.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика — М.: Наука, 1976.
6. Паташинский А. З., Покровский В. П. Флуктуационная теория фазовых переходов. — М.: Наука, 1982.
7. Бразовский С. А. — ЖЭТФ, 1975, 68, с. 175.
8. Хакен Г. Синергетика Иерархии неустойчивости в самоорганизующихся системах и устройствах. — М.: Мир, 1985.
9. Киржнич Д. А. — УФН, 1978, 125, с. 169.
10. Кигамото Y. Chemical Oscillations, Waves and Turbulence. — Springer, 1984
11. Гапонов-Грехов А. В., Рабинович М. И. В кн.: Физика XX века Развитие и перспективы. — М.: Наука, 1984, с. 219
12. Smoes M. L — In Dynamics of Synergetic System / Ed. H. Haken. — Springer, 1980, p. 80.
13. Арансон И. С., Рабинович М. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1986, 29, № 12, с. 1514
14. Арансон И. С., Гапонов-Грехов А. В., Рабинович М. И. — ЖЭТФ, 1985, 89, с. 92.
15. Арансон И. С., Гапонов-Грехов А. В., Рабинович М. И., Рогальский А. В., Сагдеев Р. З. Решеточные модели в нелинейной динамике неравновесных сред. Препринт ИПФ АН СССР. — Горький (в печати).
16. Doppeler R. J., Park K., Shaw R., Walelen R. W. — Phys. Rev. Lett., 1980, 44, p. 984.
17. Львов В. С., Предтеченский А. А. В кн.: Нелинейные волны Стохастичность и турбулентность. — Горький ИПФ АН СССР, 1981, с. 57.
18. Езерский А. Б., Коротин П. И., Рабинович М. И. — Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, с. 129.
19. Езерский А. Б., Рабинович М. И., Реутов В. П., Старобинец И. М. — ЖЭТФ, 1986, 90, № 12, с. 20.
20. Eckmann J. P., Ruelle D. — Rev. Mod. Phys., 1985, 57, p. 617
21. Арансон И. С., Рабинович М. И. Препринт ИПФ АН СССР № 152 — Горький, 1986.
22. Greenside H. S., Coughlan W. M. — Phys. Rev. A, 1984, 30, p. 398.
23. Гапонов-Грехов А. В., Ломов А. С., Рабинович М. И. — Письма в ЖЭТФ, 1986, 44, с. 242.
24. Афрамович В. С., Веричев Н. Н., Рабинович М. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1986, 29, № 9, с. 1050

25. Berge P. — In *Chaos and Order in Nature* / Ed. H. Haken — Springer, 1981, p. 14.
26. Langer J. S — *Physica Scripta*, 1985, **T9**, p. 119.
27. Башкевич О. В., Гапонов-Грехов А. В., Езерский А. В., Рабинович М. И. — ДАН СССР, 1987, (в печати)
28. Linde H. — In. *Self-Organisation* / Ed. V. I. Krinsky. — Springer, 1984, p. 154
29. Ivanitsky G. R., Krinsky V. I., Zaikin A. N., Zhabotinsky A. M. — Sov. Sci Rev, 1980, **D2**, p. 280.
30. Bures J., Gorelova N. A. — J. Neurobiol, 1983, **14**, p. 353
31. Kobayashi R., Kohama Y. — In. *Laminar-Turbulent Transition* / Ed. V. V. Kozlov. — Springer, 1984, p. 573.

Институт прикладной физики  
АН СССР

## GINZBURG — LANDAU EQUATION AND NONLINEAR DYNAMICS OF NONEQUILIBRIUM MEDIA

*A. V. Gaponov-Grekhov, M. I. Rabinovich*

The relationship between Ginzburg — Landau (G. — L) equation and its generalizations and up-to-date problems of dynamic theory of nonlinear nonequilibrium media is demonstrated. Selfappearance and formation of localized structures, transformation of spatial structures of one kind into another with the change of media parameters, appearance of turbulence (dynamic chaos) in unlimited and stream systems are investigated using models of G. — L type

## ХРОНИКА

### VII ВСЕСОЮЗНАЯ ШКОЛА ПО ФИЗИКЕ ИОНОСФЕРЫ

В ноябре 1986 г в соответствии с планами АН СССР и Совета по распространению радиоволн Минвуза РСФСР в г. Сочи проводилась VII Всесоюзная школа по физике ионосферы с приглашением ученых из ГДР, НРБ, ПНР и ЧССР. В работе школы приняли участие 140 научных сотрудников, работающих в области физики ионосферы, аэрономии, геофизики и ионосферного распространения радиоволн. Для чтения лекций были приглашены ведущие ученые как Советского Союза, так и социалистических стран.

Задача школы состояла в ознакомлении молодых специалистов, работающих в этой области, с современными научными достижениями и проблемами физики ионосферы.

Работа школы строилась следующим образом: читались лекции (в основном четырьмя академических часов), затем, во второй половине дня, проходило обсуждение лекции и дискуссии на примыкающие к ней темы. Во время дискуссий участники школы имели возможность обменяться мнениями, рассказать и обсудить результаты своих исследований.

Всего было прочитано и обсуждено 17 лекций.

Во вступительной лекции Н. П. Беньковой, Г. Несторова (БНР), Бенце (ВНР), И. Таубенхайма (ГДР) и Л. Трисковой (ЧССР) была кратко изложена история развития ионосферных исследований в СССР и социалистических странах с 30-х годов по настоящее время. В Германии ионосферные исследования начались с первых лет обнаружения ионосферы. В СССР отдельные эксперименты были проведены еще в 1932—33 гг., но регулярные измерения методов вертикального зондирования начались в 1936 г. (Первая ионосферная станция заработала в Томске в июне 1936 г.). В Болгарии, Венгрии и Чехословакии изучение ионосферы было начато в послевоенные годы. В настоящее время все перечисленные страны активно и успешно проводят экспериментальные и теоретические исследования в указанной области геофизики.

Лекции, посвященные теории и математическому моделированию ионосферы, ее взаимодействию с атмосферой и магнитосферой, можно условно разбить на две группы. В первой группе (лекции И. Таубенхайма, Я. Лаштовички, А. Д. Данилова, Г. С. Иванова-Холодного, А. Г. Колесника, К.-Х. Вагнера, А. В. Михайлова) даны современные представления о классических вопросах физики формирования и динамики ионосферы, во второй группе (лекции Э. С. Казмировского, А. А. Намгаладзе, Я. И. Фельдштейна, Л. М. Ерухимова, В. Ю. Трахтенгерца) представлены результаты, полученные в последнее время по сравнительно новым для физики ионосферы направлениям. В четырех лекциях (В. И. Тарана, Г. Л. Гдалевича, Н. А. Митякова и Н. А. Савича) изложены экспериментальные методы исследования ионосферы.

(Продолжение см. с. 160).