



### ДИНАМИКА ДОМЕНОВ В ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ВОЗБУЖДАЕМОЙ КАПИЛЛЯРНОЙ РЯБИ

*А.Б.Езерский, С.В.Кияшко, П.А.Матусов, М.И.Рабинович*

В параметрически возбуждаемой капиллярной ряби обнаружено существование метастабильных доменов – областей с совершенными кристаллическими структурами, которые разделяются одна от другой доменными стенками – цепочками дислокаций. Обнаружены два типичных механизма, ответственных за переход от ансамбля доменов к пространственно-периодической структуре: коллапс отдельных доменов, когда доменная стенка представляет замкнутый контур из аннигилирующих дислокаций и слияние соседних доменов, происходящее из-за последовательного ухода дислокаций на стенки кюветы.

Наряду с различными видами конвекции (электро- и магнито-гидродинамическая конвекция в жидких кристаллах, конвекция Рэлея – Бенара или Марангони – Бенара в обычных жидкостях) капиллярная рябь является исключительно удобным объектом для постановки ключевых экспериментов по самоорганизации, рождению совершенных структур и пространственно-временному беспорядку в протяженных системах. Действительно, несмотря на кажущуюся простоту этого эксперимента, в параметрически возбуждаемой капиллярной ряби обнаружены самые разнообразные физические явления, характерные для неравновесных систем. Основным параметром, определяющим характер динамических процессов в системе, является относительная величина диссипации. Так, при малой диссипации параметрически возбуждаемые капиллярные волны ведут себя как Гамильтоновская система, демонстрируя феномен слабой волновой турбулентности [1].

При возрастании диссипации (это может быть обусловлено увеличением вязкости жидкости, частоты накачки или уменьшением глубины слоя; в последнем случае возрастает роль пограничного слоя у дна) наблюдается формирование пространственно-временного хаоса [2–4], рождаются хаотические волны модуляции [5], обнаруживаются эффекты пространственно-временной перемежаемости [6]. Дальнейшее увеличение диссипации при использовании различных способов снижения конкуренции мод ведет к формированию совершенных структур кристаллического и даже квазикристаллического типа [7,8]. Одной из наиболее важных и принципиальных проблем теории является обнаружение механизмов, ответственных за рождение совершенных кристаллических структур из случайных возмущений. В диссипативных неравновесных средах, как показывают лабораторные эксперименты с конвекцией [9] и различные компьютерные эксперименты [10,11], типичной чертой перехода от начального беспорядка к регулярным структурам является формирование доменов. Под доменами мы понимаем области, в которых поля регулярны, но по-разному ориентированы, а один домен от другого отделяется дислокациями. Такие домены образуются из-за того, что в пространственно

протяженных — сильно диссипативных системах развитие неустойчивости и формирование структур в различных частях происходит практически независимо. Насколько нам известно, специального исследования сценариев рождения совершенных кристаллических структур через рождение доменов ранее не проводилось. В настоящей работе такие эксперименты проведены на примере параметрически возбуждаемой ряби.

### Установка и результаты эксперимента

Параметрическое возбуждение капиллярной ряби на поверхности жидкости осуществлялось в круглой кювете диаметром 157 мм, в которую был налит тонкий слой силиконового масла с кинематической вязкостью  $\nu = 0.05 \text{ см}^2/\text{с}$ , плотностью  $\rho = 0.89 \text{ г/см}^3$  и коэффициентом поверхностного натяжения  $\sigma = 17 \text{ дин/см}$  (данные соответствуют температуре  $25^\circ\text{C}$ ). Выбор силиконового масла в качестве рабочей жидкости обусловлен тем, что оно практически не испаряется, а его поверхность не подвержена загрязнению.

Вертикальные колебания кюветы создавались с помощью вибростенда, который возбуждался синусоидальным током, частота которого варьировалась в диапазоне от 30 до 120 Гц. Включение переменного тока происходило одновременно с включением постоянного подмагничивания вибростенда (аналогично тому, как это делалось в работе [12]). При этом за счет начального смещения кюветы у ее стенок возникали возмущения и формировался фронт параметрической неустойчивости, который быстро (в течение  $0.5 - 1 \text{ с}$ ) достигал центра. В результате этого процесса генерировалось волновое поле, представляющее собой суперпозицию мод круглого резонатора. Почти сразу такая структура распадалась на несколько (10–20) четко ограниченных, небольших по площади областей, внутри которых волновое поле представляет собой правильную прямоугольную решетку (см. рис. 1, а, где видно две таких области). Ориентация решеток в различных областях была произвольной. В дальнейшем мы будем называть эти отдельные области доменами. Домены оказались метастабильными, с течением времени их число уменьшалось. На рис. 1 показан процесс перехода от структуры, состоящей из двух доменов, к совершенной решетке. Как видно (см. рис. 1 а, б), граница между доменами достаточно точно определена и имеет к тому же явно выраженную продольную периодическую структуру. После исчезновения доменов во всей кювете устанавливается совершенная решетка в виде пары стоячих капиллярных волн, ориентированных во взаимно перпендикулярных направлениях.

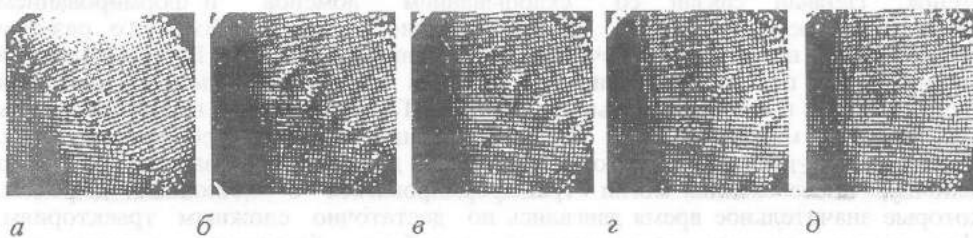


Рис. 1. Кинограмма процесса формирования структуры, состоящей из двух взаимно перпендикулярных пар стоячих волн

Подчеркнем, что возникновение доменов занимает несколько десятков периодов волн и наблюдается лишь при малой глубине. Области существования доменов на плоскости параметров: частота накачки  $f_p$  — надкритичность  $\epsilon$  ( $\epsilon = A/A_p - 1$ , где  $A_p$  — пороговое значение амплитуды параметрической генерации) при разных глубинах слоя показаны на рис. 2. Здесь различным глубинам жидкости соответствует различный характер штриховки. Границы областей существования для каждой из глубин отделяют режимы, в которых домены

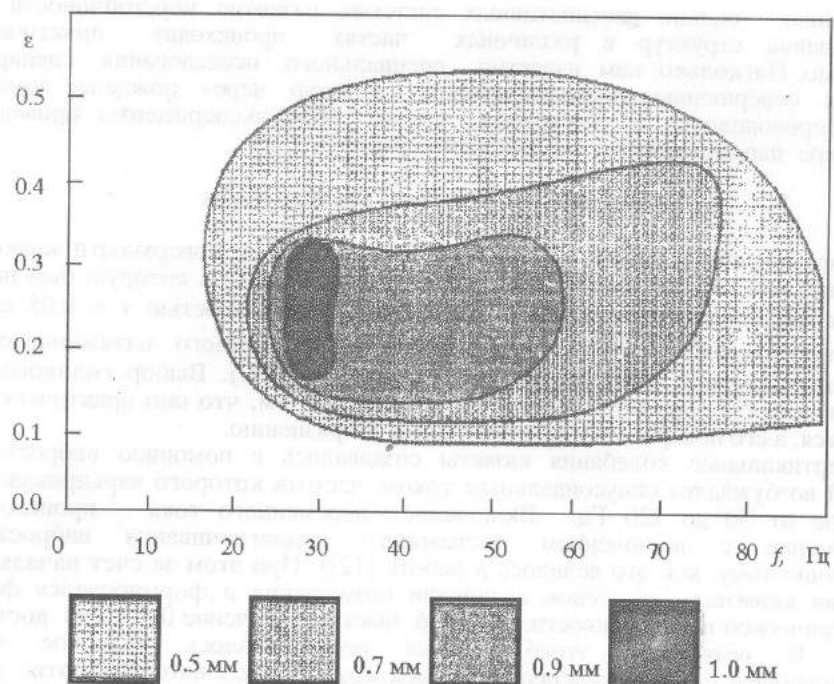


Рис. 2. Области существования переходного процесса, соответствующего взаимодействию доменов

наблюдались менее 30 с, от режимов, где взаимодействие доменов, сопровождавшее переход к идеальной решетке, продолжалось более 30 с. В экспериментах со слоем жидкости, глубина которого была больше длины волны ряби, образование доменов не наблюдалось. Разрушение азимутальных мод в этом случае происходило с образованием пар взаимно перпендикулярных стоячих волн, на фоне которых возбуждались волны огибающих [5]. При малой глубине домены могли существовать значительное время (до 30 – 40 мин), прежде чем возникает регулярная решетка.

Обнаружились два наиболее характерных сценария исчезновения доменных стенок. Первый связан со схлопыванием доменов и формированием регулярной решетки. При этом обычно домены большего размера увеличивались по площади за счет доменов меньшего размера. Второй сценарий можно назвать постепенным слиянием доменов за счет направленного движения дислокаций к границе кюветы (см. рис. 1). Такой сценарий наблюдался, как правило, при малой разности углов ориентации решеток в соседних доменах. Отметим, что дислокации, которые до слияния доменов образовывали линейную цепочку, после слияния могли трансформироваться в одиночные дефекты, которые значительное время двигались по достаточно сложным траекториям. При малых значениях надкритичности подобные блуждания оканчивались исчезновением дефектов на боковой стенке кюветы.

Мы детально исследовали эволюцию доменов в серии экспериментов при значениях параметра надкритичности  $\epsilon = 0.5$  и  $\epsilon = 0.75$ . Волновая картина записывалась видеокамерой и обрабатывалась с помощью компьютера. На рис.3 показаны границы доменов в различные моменты времени при  $\epsilon = 0.5$ . Выяснено, что при большей амплитуде накачки число доменов уменьшается быстрее, и, кроме того, несколько раз наблюдаются случаи возрастания числа доменов. Такой процесс возникновения новых доменов – результат возбуждения волн модуляции. Увеличение амплитуды этих волн приводило к

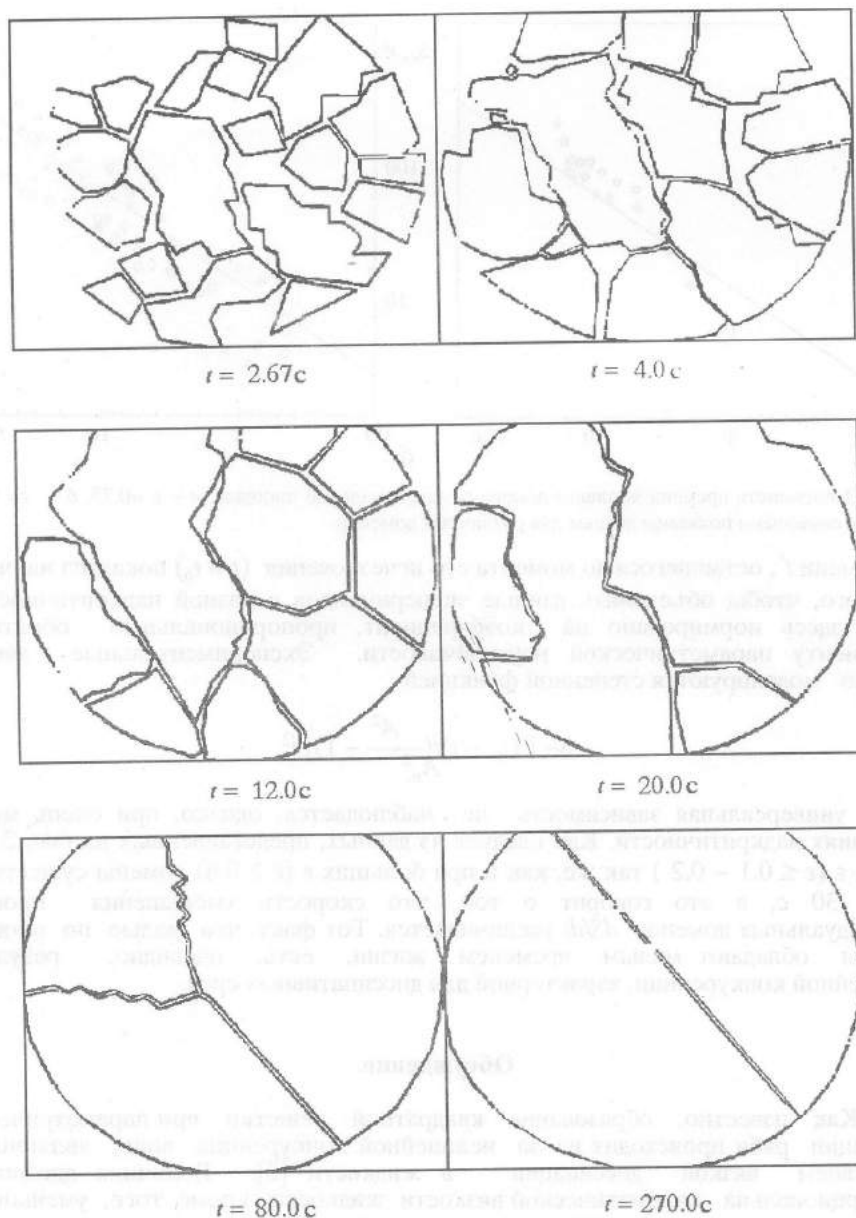


Рис. 3. Изменение во времени числа доменов и границ между ними

разделению домена на два с близкой ориентацией волновых пар. Дальнейшее увеличение надкритичности ( $\epsilon \sim 1$ ) привело к очень сложной динамике доменов, границы между которыми с расположенными на них дислокациями становятся неотличимыми от хаотических волн модуляции. Имея информацию о доменных границах (см. последовательность на рис. 3), мы подсчитали зависимость площади индивидуального домена от времени. Были выделены несколько случаев уменьшения площади доменов  $S_d$  до нуля, и эти процессы были исследованы с большим временным разрешением. Зависимость площади домена, нормированной на  $\lambda^2$  ( $\lambda$  – период решетки, заполняющий домен),

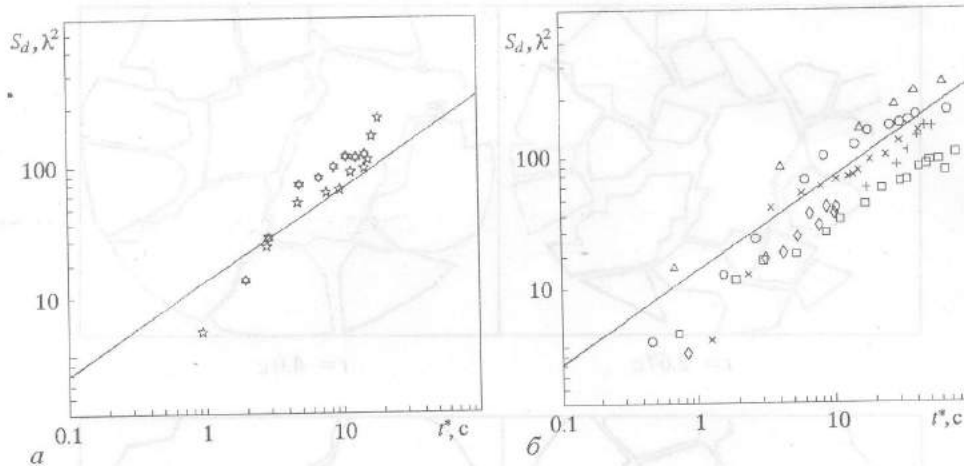


Рис. 4. Зависимость времени коллапса домена от его начальной площади:  $a - \epsilon = 0.75$ ;  $b - \epsilon = 0.5$ ; разными символами показаны данные для различных доменов

от времени  $t^*$ , оставшегося до момента его исчезновения ( $t = t_0$ ) показана на рис. 4. Для того, чтобы объединить данные экспериментов с разной надкритичностью, время здесь нормировано на коэффициент, пропорциональный обратному инкременту параметрической неустойчивости. Экспериментальные данные хорошо моделируются степенной функцией

$$S \sim [(t_0 - t) / (\frac{A^2}{A_n^2} - 1)]^{1/2}. \quad (1)$$

Такая универсальная зависимость не наблюдается, однако, при очень малых значениях надкритичности. Как следует из данных, представленных на рис. 2, при малых  $\epsilon$  ( $\epsilon \leq 0.1 - 0.2$ ) так же, как и при больших  $\epsilon$  ( $\epsilon \geq 0.6$ ) домены существуют менее 30 с, а это говорит о том, что скорость уменьшения площади индивидуальных доменов  $dS/dt$  увеличивается. Тот факт, что малые по площади домены обладают малым временем жизни, есть, очевидно, результат нелинейной конкуренции, характерной для диссипативных сред.

### Обсуждение

Как известно, образование квадратной решетки при параметрической генерации ряби происходит из-за нелинейной конкуренции волн, являющейся следствием вязкой диссипации в жидкости [2]. Величина диссипации пропорциональна кинематической вязкости жидкости, кроме того, уменьшение глубины жидкости приводит к повышению роли диссипации в динамике капиллярных волн. Действительно, в бесконечно глубокой жидкости амплитуда колебательной скорости спадает экспоненциально, и вязкий пограничный слой существует только лишь у свободной поверхности. В жидкости же конечной глубины принципиален и вязкий пограничный слой у дна толщиной  $\delta = (2\nu/\omega)^{1/2}$ . Очевидно, если смещение свободной поверхности  $\eta$  в капиллярных волнах сравнимо с глубиной жидкого слоя  $H$ , то вязкая диссипация в пограничном слое является амплитудно-зависимой: потери из-за трения о дно больше в областях, где  $\eta < 0$ , и толщина слоя жидкости  $H + \eta$  уменьшается. Как показывают оценки, для наших экспериментов в случае, когда наблюдаются долгоживущие домены и толщина пограничного слоя  $\delta$  порядка глубины



жидкости  $H$ , амплитуда смещения  $\eta$  может быть тоже сравнима с  $H$ . Таким образом, действительно, за возникновение доменов ответственна нелинейная диссипация. Тот факт, что при малой надкритичности домены быстро умирают (см. рис. 2), согласуется с принципиальной для их существования ролью нелинейных потерь. При малых  $\epsilon$  амплитуда капиллярных волн мала, и, следовательно, малы амплитудно-зависимые потери.

При изучении полей капиллярных волн мы регистрировали поле яркости изображения. Известно, что яркость изображения капиллярной ряби, регистрируемая видеокамерой, из-за нелинейности и инерционности ее характеристик достаточно сложно связана с полем смещения свободной поверхности. Возникает вопрос, как по наблюдениям за движением дислокаций поля яркости изображения реконструировать волновые поля и динамические процессы, происходящие в них? В общем случае такая задача, как любая обратная задача, может и не иметь единственного решения. Однако в ряде конкретных ситуаций можно достаточно уверенно по регистрируемым изображениям восстанавливать то, что происходит в капиллярной ряби.

Как следует из наблюдений (см. рис. 1), доменная стенка — это периодическая последовательность (цепочка) дислокаций. Происхождение таких дислокаций может быть пояснено на тривиальной модели. Представим, например, что в левой и правой полуплоскостях мы имеем по две взаимно ортогональные пары стоячих волн с различной ориентацией. Пусть амплитуды этих пар изменяются по закону

$$A_{\text{л}} = A_0 (1 - \text{th}kx), \quad A_{\text{п}} = A_0 (1 + \text{th}kx), \quad (2)$$

а фазы синхронизованы с фазой накачки. Тогда отклонение поверхности жидкости от плоской может быть представлено в виде

$$\eta = (A_{\text{л}} (\cos(\mathbf{k}_{\text{л}1} \mathbf{r}) + \cos(\mathbf{k}_{\text{л}2} \mathbf{r})) + A_{\text{п}} (\cos(\mathbf{k}_{\text{п}1} \mathbf{r}) + \cos(\mathbf{k}_{\text{п}2} \mathbf{r}))) \cos \omega t, \quad (3)$$

здесь  $\mathbf{k}_{\text{л}1} \perp \mathbf{k}_{\text{л}2}$ ,  $\mathbf{k}_{\text{п}1} \perp \mathbf{k}_{\text{п}2}$  — волновые вектора капиллярных волн в левой  $x < 0$  и правой  $x > 0$  полуплоскостях,  $\omega$  — частота капиллярной ряби. Как известно, контраст изображения ряби  $I$  связан с отклонением поверхности как

$$I \sim \langle \eta^2 \rangle, \quad (4)$$

где  $\langle \rangle$  — означает усреднение по времени. Картина доменной границы для модельного случая показана на рис. 5. Плотность дислокаций вдоль стенки зависит от угла между  $\mathbf{k}_{\text{л}}$  и  $\mathbf{k}_{\text{п}}$  и ширины доменной границы  $1/k$ . Понятно, что при увеличении угла между  $\mathbf{k}_{\text{л}}$  и  $\mathbf{k}_{\text{п}}$  плотность дислокаций будет увеличиваться, что и наблюдается в эксперименте.

Другая модель может быть предложена для уединенной дислокации, возникающей при объединении двух доменов с близкой ориентацией пар капиллярных волн. Как показали наблюдения, дислокации, расположенные близко к стенкам кюветы, начинали движение к стенкам и исчезали. При этом расстояние между оставшимися дислокациями, расположенными вдоль линии границы, увеличивалось. С течением времени от доменной стенки оставалось несколько дислокаций, расположенных на месте существования границы (см. рис. 1).

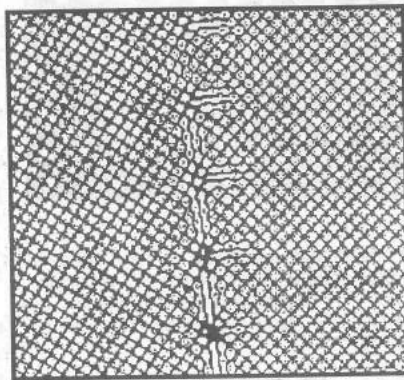
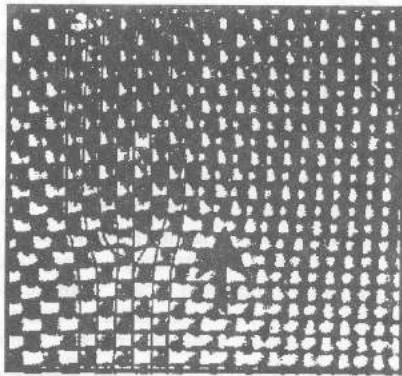
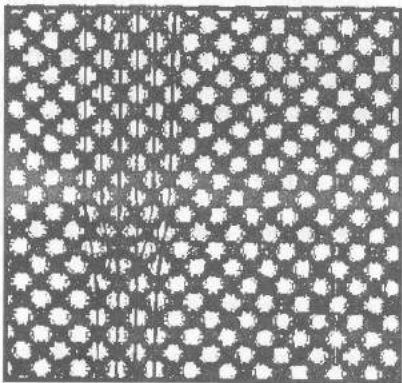


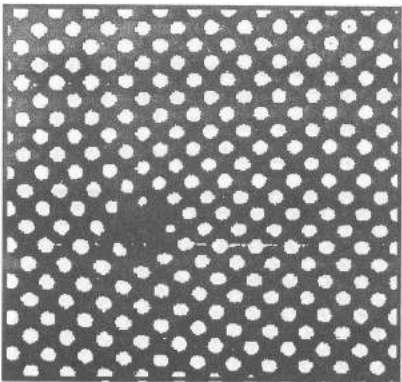
Рис. 5. Моделирование визуализации доменной границы по формуле (3)



а



б



в

Рис. 6. Уединенный дефект: а – поле яркости капиллярной ряби, полученное в эксперименте; б – моделирование дефекта по формуле (5); в – моделирование дефекта по формуле (6)

Рассмотрим каждую из дислокаций как точечный дефект (расположенный в точке  $x = 0, y = 0$ ) типа

$$\eta = (\cos ky + \text{th}k(x^2 + y^2) \cos(kx + \text{arctg}(y/x))) \cos \omega t \quad (5)$$

в горизонтально распространяющейся паре капиллярных волн. При этом топологические особенности поля яркости изображения будут тождественны тем, что наблюдаются в эксперименте: в верхней полуплоскости количество вертикальных рядов увеличивается на два по сравнению с числом рядов в нижней полуплоскости, а количество горизонтальных рядов остается всюду одинаковым. На рис. 6, а показан контраст изображения, полученный в эксперименте, а на рис. 6, б контраст, рассчитанный по формуле (5). Для сравнения на рис. 6, в показан результат численного моделирования контраста изображения, возникающего в случае, если имеются по одному точечному дефекту в каждой из взаимно ортогональных пар капиллярных волн

$$\eta = \text{th}k(x^2 + y^2)(\cos(ky + \text{arctg}(x/y)) + \cos(kx + \text{arctg}(y/x))) \cos \omega t. \quad (6)$$

Топологические характеристики этой картинки контраста яркости изображения совершенно иные, чем на рис. 6, б – количество вертикальных полос в верхней полуплоскости и горизонтальных полос в правой полуплоскости увеличивается на два. В эксперименте мы не наблюдали подобных режимов. Отметим, что движение дислокации к стенке кюветы (указано на рис. 6, а стрелкой) соответствует по сложившейся в литературе терминологии «climb motion» дефекта стоячей капиллярной волны: точечный дефект в паре волн, распространяющихся вдоль по оси  $x$  (см. формулу (5)) движется вдоль оси  $y$ . Движение этого дефекта вдоль оси  $x$  называется «glide motion».

Перечислим основные особенности, присущие динамике последовательности дислокаций, оставшихся после исчезновения доменной стенки.

1. Все дефекты, с помощью которых можно промоделировать эти дислокации, существуют лишь в одной паре волн – мы, например, не обнаруживали

одновременно сосуществующих дефектов во взаимно перпендикулярных парах, либо переходов дефекта с одной пары волн на другую.

2. Дефекты имели одинаковый топологический заряд, и никогда не наблюдалась аннигиляция близко расположенных дефектов, оставшихся после слияния доменов — они могли исчезать только при приближении к стенке кюветы.

3. В процессе объединения доменов от доменной границы могли отделяться уединенные дислокации, которые двигались по сложным траекториям. Если такие дислокации моделировать точечным дефектом в капиллярной паре, то это соответствует движению типа «glide + climb». Такое движение объясняется, по-видимому, эффективным взаимодействием уединенных дефектов с доменной границей.

Итак, основной особенностью дефектов являлось то, что они не могли просто исчезнуть во время движения: аннигиляция имела место, либо когда сталкивались два различных дефекта, либо когда дефект приближался к стенке. Это очевидно связано с тем, что выполняется закон сохранения топологического заряда для дефектов в каждой из взаимно ортогональных пар параметрически возбуждаемых волн.

### Библиографический список

1. *Ezersky A.B., Rabinovich M.I.* Nonlinear wave competition and anisotropic spectra of spatio-temporal chaos of Faraday ripples // *Europhys.Lett.* 1990. Vol. 13, № 3. P. 243.
2. *Езерский А.Б., Рабинович М.И., Реутов В.П., Старобинец И.М.* Пространственно-временной хаос параметрически возбуждаемой капиллярной ряби // *ЖЭТФ.* 1986. Т. 91, вып.6 (12). С. 2070.
3. *Tufillaro N.B., Ramshankar R., Gollub J.P.* Order-disorder transition in capillary ripples // *Phys.Rev. Lett.* 1989. Vol. 62. P. 422.
4. *Douady S., Fauve S., Thual O.* Oscillatory phase modulation of parametrically forced surface waves // *Europhys. Lett.* 1989. Vol. 10. P. 309.
5. *Rabinovich M.I., Reutov V.P., Rogal'skii A.V.* Large-scale intermittence in parametrically excited capillary wave patterns // *Phys. Lett. A.* 1992. Vol.170. P. 217.
6. *Rabinovich M.I., Reutov V.P., Rogal'skii A.V.* Spatio-temporal chaos and waves field dislocations on a parametrically excited fluid surface // *Phys.Rev. A.* 1990. Vol. 144. P. 259.
7. *Christiansen B., Altrom P., Levinsen M. T.* Ordered capillary-wave states: Quasicrystals, hexagons, and radial waves // *Phys. Rev. Lett.* 1992. Vol. 68, № 14. P. 2157.
8. *Edwards W.S., Fauve S.* Parametrically excited quasicrystalline surface waves // *Phys. Rev. E.* 1993. Vol. 47. P. 788.
9. *Perez-Carcia C., Ceriser P., Ocelli R.* Propagation in systems far from equilibrium / Eds. J.E.Wesfreid, H.R.Brand, P. Manneville, G. Albient, N.Boccacia. Berlin: Springer-Verlag, 1988. P. 232.
10. *Gaponov-Grekhov A.V., Lomov A.S., Osipov G.V., Rabinovich M.I.* Nonlinear Waves I / Eds. A.V.Gaponov-Grekhov, M.I.Rabinovich, J.Engelbrecht. Berlin: Springer-Verlag, 1989. P. 65.
11. *Borckmans P., De Wit A., Dewel G.* Competition in ramped turing structures // *Physica A.* 1992. 188. P. 137.
12. *Matusov P.A., Tsimring L.Sh.* Nonlinear Waves III / Eds. A.V.Gaponov-Grekhov, M.I.Rabinovich, J.Engelbrecht. Berlin : Springer-Verlag, 1990. P. 98.

Институт прикладной  
физики РАН

Поступила в редакцию 17.01.94  
после переработки 22.03.94



## DOMAIN DYNAMICS IN PARAMETRICALLY EXCITED CAPILLARY RIPPLES

A.B.Ezersky, S.V.Kiyashko, P.A.Matusov, M.I.Rabinovich

Metastable domains, i.e., regions with perfect crystal patterns separated by domain walls – chain of dislocations – are found to exist in parametrically excited capillary ripples. Two typical mechanisms responsible for the transition of ensembles of domains to perfect crystals are revealed: collapse of individual domains when the domain wall is a closed contour of annihilating dislocation and merging of neighbouring domains due to the dislocation climb to the walls of a cell.



*Езерский Александр Борисович*, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник Института прикладной физики РАН. Окончил радиофизический факультет Горьковского государственного университета им. Н.И. Лобачевского в 1976 г. Область научных интересов – гидродинамические неустойчивости, взаимодействие вихрей с акустическими волнами, формирование структур. Имеет более 60 публикаций.



*Кияшко Сергей Васильевич* – родился в 1942 г., к.ф.-м.н., старший научный сотрудник Института прикладной физики РАН. В 1969 г. окончил радиофизический факультет Горьковского государственного университета им. Н.И. Лобачевского. Область научных интересов – теоретическое и экспериментальное исследование волновых процессов в нелинейных средах. Имеет более 30 публикаций в отечественных и иностранных журналах.



*Матусов Петр Александрович*, научный сотрудник Института прикладной физики РАН. Окончил радиофизический факультет Горьковского государственного университета им. Н.И. Лобачевского в 1986 г. Область научных интересов – экспериментальная геофизика и гидродинамика. Участвовал в экспедициях в Атлантическом и Тихом океанах. Имеет публикации в отечественных и иностранных журналах.



*Рабинович Михаил Израилевич* – 1941 г. рождения, д.ф. – м.н., член-корр. РАН, зав. отделом Института прикладной физики РАН. Область научных интересов – динамическая теория жидкости, проблемы хаоса и структурообразования, нелинейные волны в неравновесных средах. Общее число публикаций – более 200, из них 5 книг, около 10 обзоров, учебных пособия и курсы лекций, статьи в отечественных и иностранных журналах.