

Д. Н. Маковецкий

ОСОБЕННОСТИ АВТОВОЛНОВЫХ ДВИЖЕНИЙ В ОГРАНИЧЕННЫХ ВОЗБУДИМЫХ СРЕДАХ С АКТИВНЫМИ ПАРАМАГНИТНЫМИ ЦЕНТРАМИ

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины

12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина

E-mail: makov@ire.kharkov.ua

Работа посвящена компьютерному исследованию самоорганизованных автоволновых движений в ограниченных неравновесных системах возбудимого типа, к которым принадлежат, в частности, фазеры с парамагнитными активными центрами (АЦ). Особенностью микроскопических взаимодействий между такими АЦ является наличие не только локальной активации, но и локального ингибирования возбуждений (ЛИВ), что существенно влияет на механизм самоорганизации автоволн. Основное внимание уделено изучению вращающихся спиральных автоволн (ВСА) с учетом каналов ЛИВ. Показано, что при наличии ЛИВ ревербераторные ВСА (содержащие динамические ядра) доминируют, разрушая винеровские ВСА (содержащие статические ядра). Обнаружен эффект регенерации ревербераторных ВСА, проявляющийся в форме нелинейного «отражения» ВСА от поглощающей границы среды. Найдены условия, при которых регенерация ВСА сопровождается самоиндуцированным обращением знака топологического заряда ВСА. Впервые наблюдался скользящий режим движения ядра ВСА вдоль границы активной среды. Обсуждены возможные механизмы этих явлений, обусловленные ролью ЛИВ в процессах самоорганизации ВСА. Ил. 6. Библиогр.: 38 назв.

Ключевые слова: самоорганизация, вращающиеся спиральные автоволны, трехуровневые возбудимые среды.

Автоволнами называются самоподдерживающиеся регулярные пространственно-временные структуры, возникающие в нелинейных диссипативных системах с распределенной неравновесностью [1]. Автоволны соотносятся с обычными волнами в распределенных системах примерно в той же мере, как автоколебания соотносятся с обычными колебаниями в сосредоточенных системах.

Автоволны являются важным классом диссипативных структур (ДС) [2], которые образуются в активных средах за счет установления динамического баланса между каталитическими процессами возбуждения и пространственного перераспределения энергии, поступающей от внешнего источника (например, источника накачки) и процессами ингибирования активности, которые обеспечивают отток энергии возбуждения во внешний (обычно тепловой) резервуар. Процесс спонтанного формирования и динамической стабилизации автоволновых ДС представляет собой один из видов самоорганизации в нелинейных неравновесных системах.

К настоящему времени самоорганизованные автоволны обнаружены и исследованы в различных физических [3], физико-технических [4], физико-химических [5], химических [6], биологических [7], экологических [8] и других нелинейных распределенных системах, находящихся вдали от равновесия. Одним из наиболее типичных видов ДС являются вращающиеся спиральные автоволны (ВСА), которые были экспериментально обнаружены во всех перечисленных выше неравновесных системах.

Интерес к изучению условий возникновения, эволюции, взаимодействия и динамиче-

ской стабилизации автоволновых ДС продиктован как необходимостью выяснения механизмов самоорганизации в вышеуказанных естественных системах, так и потребностями современной микро- и нанoeлектроники, где в последние годы также актуальны вопросы спонтанного структурообразования для объектов, состоящих из большого числа дискретных нелинейных элементов [9].

При изучении подобных сложных систем часто требуется проследить поведение каждого из большого числа индивидуальных элементов, не прибегая к процедурам усреднения, введения тех или иных макроскопических, термодинамических параметров и т. п.

Использование компьютерных моделей, реализующих такого рода задачи, в настоящее время является неотъемлемым элементом теоретических исследований самоорганизации сложных систем, поскольку традиционные методы аналитического моделирования становятся здесь неэффективными [10].

То же самое имеет место и при моделировании экспериментально обнаруженных недавно самоорганизованных автоволновых движений в активной парамагнитной среде фазера [11], где, как было показано ранее [12, 13], требуется учет индивидуального поведения парамагнитных активных центров (АЦ) на всем протяжении эволюции системы.

Рассмотрим современное состояние проблемы моделирования автоволновых ДС и проанализируем базовые модели, которые могут быть использованы для исследования автоволновых движений в ограниченных возбудимых сре-

дах фазерного типа. На этой основе сформулируем цель работы.

1. Современное состояние проблемы и цель работы. Самоорганизованные автоволновые ДС могут появляться и существовать лишь при наличии тех или иных механизмов автокатализа (положительной обратной связи) в открытой диссипативной системе. В многочастичных системах автокатализ может быть не только глобальным, но и локальным.

Примерами многочастичных автоволновых систем с доминирующим механизмом глобального автокатализа являются нелинейно-оптические нейронные сети [14] и лазеры класса «А» [15]. Целый ряд примеров многочастичных автоволновых систем с доминирующим механизмом локального автокатализа демонстрируют возбудимые физико-химические объекты типа Белоусова-Жаботинского (БЖ) [5, 6], а также лазеры класса «В» [16]. В настоящее время уже накоплен большой опыт компьютерного моделирования автоволн, возникающих при реакциях типа БЖ [6, 17, 18], однако для лазеров класса «В» подобного рода исследования только начинаются [19].

К лазерным системам класса «В» относятся и фазер – квантовый парамагнитный усилитель и генератор гиперзвука, где ранее были экспериментально обнаружены и исследованы автоволновые явления, возникающие при самоорганизации ДС в активной парамагнитной среде, содержащей большое количество дискретных, локально связанных АЦ [11].

Наличие значительного опыта моделирования автоволновых ДС в системах типа БЖ с доминированием локального автокатализа возбуждений представляет собой базу и для постановки компьютерных экспериментов в области нелинейной динамики парамагнитных систем. В то же время компьютерное моделирование процессов самоорганизации автоволновых ДС в парамагнитной активной среде фазера должно учитывать особенности взаимодействий между дискретными парамагнитными АЦ, не имеющие аналогов в реакциях БЖ. К числу таких особенностей относится прежде всего наличие механизмов локального ингибирования возбуждений (ЛИВ).

Обмен возбуждениями между соседними АЦ в разбавленных парамагнетиках происходит в основном за счет спин-спиновых (диполь-дипольных) взаимодействий [20], и соответственно, в такой среде ЛИВ всегда сопутствует механизмам локальной активации АЦ. Поэтому наряду с глобальным каналом ингибирования возбуждений (в данном случае это спин-решеточная релаксация системы АЦ) в парамагнетике всегда образуются и локальные каналы ингибирования

(спин-спиновые взаимодействия между АЦ). Аналогичные каналы локального ингибирования есть и в оптических активных средах, которые используются в лазерах класса «В».

В то же время для систем типа БЖ локальные каналы ингибирования не образуются. Ингибирование в реакциях БЖ носит пространственно-независимый, глобальный характер, что обусловлено спецификой соответствующих химических систем [6]. Действительно, ингибитор в реакциях БЖ действует как внешний, независимый агент, оставаясь в ходе реакции равномерно распределенным по всему объему активной среды [6]. По сути действие этого химического агента подобно действию спин-решеточной релаксации в парамагнетиках, тогда как локальные взаимодействия в реакциях БЖ не являются аналогом спин-спиновых взаимодействий.

Тем не менее в целом нелинейные процессы в реакциях БЖ напоминают процессы в лазерах класса «В» [16], особенно если для последних выполняется сильное неравенство $T_A/T_F \gg 1$, где T_A – время продольной релаксации для АЦ лазерной среды, T_F – время жизни полевых возбуждений в лазерном резонаторе. Для фазеров с парамагнитными АЦ группы железа при температурах жидкого гелия ранее было установлено, что $T_A/T_F \approx 10^3 \dots 10^4$ [11]. Это позволяет, как и для лазеров класса «В», использовать модель БЖ в качестве базовой для построения модели возбудимой парамагнитной среды фазерного типа. Однако и для лазерных, и для фазерных систем модель БЖ должна быть, как подчеркивалось выше, дополнена каналами ЛИВ.

Мы обсудили сходство и различие между химическими активными системами типа БЖ и физическими активными системами лазерного типа (оптическими лазерами и парамагнитными фазерами) в целом. Есть, однако, и очень важное различие между оптической активной средой лазера и микроволновой активной средой фазера. В оптических лазерах, в том числе и в лазерах класса «В», всегда выполняется неравенство $\hbar\omega_L/(2S+1)k_B\theta_L \gg 1$, где \hbar – постоянная Планка; ω_L – частота лазерного индуцированного излучения; S – эффективный спин; k_B – постоянная Больцмана; θ_L – решеточная температура лазерной активной среды (обычно $\theta_L \approx 300$ К). Напротив, для микроволновых систем типичным является неравенство $\hbar\omega_M/(2S+1)k_B\theta_M < 1$, где ω_M – частота микроволнового фазерного излучения; θ_M – решеточная температура микроволновой фазерной активной среды. Причем для $\omega_M/2\pi \approx 10^{10}$ Гц и $S \geq 1$ последнее неравенство

выполняется при понижении θ_M вплоть до температур жидкого гелия.

Соответственно, в момент включения накачки лазерной системы, подавляющее большинство ее активных частиц находятся на нижнем (основном) уровне даже при комнатной решеточной температуре активной среды. Напротив, в этот же момент для фазерной системы населенности всех ее рабочих уровней являются величинами одного порядка даже при температурах жидкого гелия. Наличие значительного стартового количества частиц, находящихся на верхних уровнях, может привести к существенному отличию эволюции возбуждений в микроволновой фазерной системе по сравнению с эволюцией в оптической лазерной системе. Это особенно важно как раз на начальном этапе, который обычно носит взрывной характер и определяет дальнейший, более медленный ход эволюции неравновесной системы.

Из всего сказанного выше следует, что актуальной является задача проведения компьютерных экспериментов в модельной возбудимой системе фазерного типа, где наряду с локальным автокатализом имеет место механизм ЛИВ, чего нет в базовой модели БЖ. Основное внимание следует уделить исследованию эволюции такой системы при начальных условиях, соответствующих типичному для парамагнетиков неравенству $\hbar\omega_M/(2S+1)k_B\theta_M < 1$, поскольку предложенная ранее лазерная модель типа БЖ [16] относится к области нелинейной оптики, где выполняется $\hbar\omega_L/(2S+1)k_B\theta_L \gg 1$. При этом важно принять во внимание еще и наличие статических неоднородностей активной среды, поскольку в базовой модели БЖ подобные неоднородности обычно играют значительную роль при формировании ВСА и других ДС [6, 17, 18], тогда как в лазерной модели типа БЖ [16] статические неоднородности не рассматривались вообще.

Целью настоящей работы является компьютерное моделирование самоорганизации автоволновых структур в ограниченных возбудимых средах с активными парамагнитными центрами с учетом перечисленных выше факторов, типичных для микроволновой фазерной системы. Основные задачи работы – выполнение численных экспериментов, направленных на исследование роли неоднородностей при формировании ДС типа ВСА, выяснение возможности регенерации ВСА на границах активной среды при конкуренции процессов локальной активации и ЛИВ, а также изучение эффекта самоиндуцированного обращения знака топологического заряда ВСА и других нелинейных явлений в поверхностном слое активной среды.

Перейдем к вопросу о выборе базовой модели для постановки компьютерных экспериментов в интересующей нас области.

2. Выбор базовой модели самоорганизации автоволн в возбудимой среде. Несмотря на широкий спектр систем, где наблюдаются самоорганизованные автоволны, описание последних удается свести к нескольким классам концептуальных моделей. Так, можно выделить модели, описывающие системы с осцилляторными, бистабильными и моностабильными АЦ, локально связанными между собой [17]. В осцилляторных системах автоволны формируются в результате взаимной синхронизации колебаний различных АЦ. В бистабильных системах возникают автоволны переключения между двумя устойчивыми состояниями АЦ. Наиболее интересным является механизм самоорганизации автоволн в системах с моностабильными АЦ, каждый из которых имеет единственное устойчивое состояние.

На первый взгляд может показаться, что в таких системах автоволновые движения и другие самоорганизованные явления осцилляторного или волнового характера невозможны, поскольку аттрактором для каждого из уединенных АЦ является топологический узел. Соответственно, система из слабо связанных моностабильных АЦ с течением времени, казалось бы, должна стабилизироваться в основном стационарном состоянии с минимальной энергией.

Тем не менее и для моностабильных АЦ возможна ситуация, когда слабое, локальное взаимодействие между ближайшими АЦ приводит к формированию конкурирующих мезоскопических доменов возбуждения с фазово-упорядоченными движениями и, как результат, к появлению бегущих автоволн уже в макроскопическом масштабе [3, 5, 6]. Такой сценарий автоволновой самоорганизации возможен лишь при наличии, кроме основного уровня, еще не менее двух вышележащих уровней АЦ, т. е. в целом АЦ должны быть как минимум трехуровневыми. При этом необходимым является и выполнение некоторых соотношений между временами релаксации вышележащих уровней [17], при которых, собственно, и возможны незатухающие регулярные колебания микроскопических состояний для каждого из индивидуальных моностабильных АЦ, входящих в состав достаточно большой, мезоскопической группы АЦ.

Указанные колебания представляют собой периодические процессы активации-ингибирования возбуждений для каждого из АЦ за счет их связи с соседними АЦ. В течение одного периода возбуждение сначала сменяется метастабильной рефрактерностью, когда АЦ не взаимодействует со своим окружением и не реагирует на

внешние возбуждения. Наконец, рефрактерное состояние сменяется основным и, соответственно, АЦ снова становится готовым к возбуждению. При этом фазы колебаний для состояний соседних АЦ оказываются распределенными в пространстве таким образом, что возникают плоские, изогнутые, кольцевые, спиральные, лабиринтные и (или) другие автоволны возбуждения [5, 6, 17].

Именно поэтому подобные среды были названы возбудимыми. Само название пришло в физику и химию из биологии, где примером возбудимой среды является ткань сердечной мышцы. Трехуровневая модель континуальной возбудимой среды была впервые предложена Н. Винером и А. Розенблютом [21] применительно к последнему случаю. Из [21] следует, что неоднородности активной среды могут быть центрами нуклеации ВСА.

Подчеркнем, что в рамках данной модели [21] ядро ВСА является статическим и по сути представляет собой топологическое отверстие в теле активной среды. Указанные ВСА, имеющие фиксированные статические ядра, называются винеровскими. Кроме винеровских ВСА, как было показано И. С. Балаховским [22], в трехуровневой возбудимой среде существуют и так называемые ревербераторные ВСА (или просто ревербераторы). Ядро ревербераторной ВСА динамически формируется даже в однородной по Нейману среде и, соответственно, не привязано к какому-либо статическим включениям. В этом отношении ревербераторы являются полностью само-организованными, поскольку не только спиральная периферия ВСА, но и само ядро возникает в результате процесса самоорганизации.

Концептуальные трехуровневые модели Винера-Розенблота [21] и Балаховского [22], а также их обобщения получили особенно широкое развитие для ряда химических систем, прежде всего для тех объектов, где протекают реакции типа БЖ [5, 6, 17, 23]. Впоследствии, как мы уже отмечали выше, было показано [15, 16], что уравнения, описывающие динамику лазеров класса «В», также могут быть сведены к уравнениям движения возбудимой среды типа БЖ. Наконец, в работе [11] было экспериментально установлено, что акустический лазер (фазер) не только является микроволновым аналогом лазеров класса «В», но здесь экспериментально наблюдаются автоволновые движения [11], а также другие типы самоорганизации, обусловленные, в частности, локальными взаимодействиями между АЦ [13].

С точки зрения программной реализации наиболее подходящей для наших целей является, по-видимому, клеточно-автоматная формулировка

ка объединенной модели Винера-Розенблота-Балаховского, предложенная Зыковым и Михайловым (ЗМ) [23]. Однако базовая модель ЗМ нуждается в модификации как для учета ЛИВ, так и для обобщения на случай пространственно-неоднородной среды, поскольку в исходной модели ЗМ [23] эти факторы не были приняты во внимание.

В разд. 3 приведено описание конкретной математической модели, базирующейся на подходе ЗМ [17, 23] и использованной во всех описанных далее компьютерных экспериментах. Модель сформулирована в виде колмогоровской алгоритмической схемы [24], с использованием аппарата клеточных автоматов [10, 17], благодаря чему обеспечивается прямое отображение математической модели на стандартную неймановскую архитектуру цифровой вычислительной машины.

Последнее обстоятельство было определяющим при разработке программных средств моделирования [25, 26], сочетающих в себе устойчивость работы и быстрдействие исполняемых модулей, а также простоту визуализации хода моделируемого процесса на всех его этапах.

Приведенная ниже модель является дальнейшим развитием клеточно-автоматной модели возбудимой среды с каналами ЛИВ, предложенной нами в работах [12, 27].

3. Формулировка модели неоднородной трехуровневой возбудимой системы с каналами ЛИВ. Трехуровневая модель возбудимой системы (ТМВС), учитывающая наличие канала ЛИВ, была сформулирована [12, 27] и исследована [12, 27–33] ранее применительно к случаю пространственно-однородной активной среды. Приведем формулировку обобщенной модели ТМВС для случая возбудимой системы, которая, помимо АЦ, может содержать и неоднородности (дефекты) в виде невозбудимых центров (НЦ). Таким образом, элементами системы (ЭС) являются два вида частиц – взаимодействующие между собой АЦ и изолированные НЦ, замещающие единичные АЦ или их компактные группы.

В рамках модели ТМВС эволюция 2D-системы, содержащей D_{XY} трехуровневых ЭС, может быть описана посредством дискретных отображений для матрицы состояний, имеющей вид $\Phi^{(n)} \equiv \|\varphi_{ij}^{(n)}\|$, где $\varphi_{ij}^{(n)}$ – целочисленные величины; n – дискретное время, принимающее целые неотрицательные значения на интервале $0 \leq n \leq N$; i, j – пространственные координаты ЭС на ограниченной решетке, формирующей активную область; $1 \leq i \leq M_X$; $1 \leq j \leq M_Y$; N – заключительный шаг эволюции; M_X и M_Y – разме-

ры решетки (целые положительные числа); $M_X M_Y = D_{XY}$.

Каждый из АЦ с координатами (i, j) в каждый момент времени n может находиться только на одном из уровней L_K , где $K \in \{I; II; III\}$. Каждый из НЦ всегда находится на уровне L_0 . Следуя принятой в теории возбудимых систем терминологии [17], будем называть уровень L_I основным, уровень L_{II} – рефрактерным, а уровень L_{III} – возбужденным, причем для определенности полагаем $L_I < L_{II} < L_{III}$. Активная среда, состоящая только из дискретных АЦ, называется однородной в смысле Неймана, когда свойства всех АЦ с координатами (i, j) одинаковы во всей области $1 \leq i \leq M_X$; $1 \leq j \leq M_Y$ (НЦ в такой среде отсутствуют по определению). Если же часть АЦ заменить на другие элементы, например, на НЦ или же разнотипные АЦ, то активная среда называется неоднородной в смысле Неймана.

В настоящей работе мы будем рассматривать как однородные по Нейману среды, так и неоднородные, которые содержат лишь по одному виду АЦ и НЦ. При этом будем предполагать, что внешняя (поглощающая) граница, обрамляющая активную среду, состоит из точно таких же НЦ, какие находятся и внутри неоднородной возбудимой среды.

При $0 \leq n \leq N$ значения матричных элементов $\varphi_{ij}^{(n)}$ для всех ЭС определены на интервале $\varphi_{ij}^{(n)} \in [-1, \tau_e + \tau_r]$. Здесь τ_e и τ_r – времена релаксации для возбужденного и рефрактерного уровней соответственно. Время релаксации τ_e представляет собой максимальное время жизни АЦ на уровне L_{III} , которое достигается при полном отсутствии влияния соседних АЦ [17, 23]. Время релаксации τ_r для возбудимой среды всегда равно времени жизни АЦ на уровне L_{II} в силу отсутствия каких-либо взаимодействий с соседними АЦ [17, 23]. Подчеркнем, что АЦ, находящиеся в рефрактерном состоянии (т. е. на уровне L_{II}), не взаимодействуют с соседними АЦ только в течение относительно небольшого количества итераций $n = \tau_r \ll N$, тогда как НЦ вообще не взаимодействуют ни с какими ЭС на всем протяжении эволюции системы ($0 \leq n \leq N$).

Значения матричных элементов $\varphi_{ij}^{(n)}$ для всех АЦ системы определены на интервале $\varphi_{ij}^{(n)} \in [0, \tau_e + \tau_r]$, что соответствует максимально возможному времени замыкания цикла

$L_I \rightarrow L_{III} \rightarrow L_{II} \rightarrow L_I$ для каждого из АЦ. Величины $\varphi_{ij}^{(n)}$ у всех НЦ фиксированы: $\varphi_{ij}^{(n)} = -1$.

Матрица $\mathbf{P}^{(n)} \equiv \left\| L_K^{(n)}(i, j) \right\|$, которая описывает текущее (в момент времени n) распределение ЭС по уровням L_K , называется паттерном. По определению для всех ЭС при $0 \leq n \leq N$ имеют место следующие взаимно-однозначные соотношения между элементами паттернов и интервалами элементов матрицы состояний:

$$\begin{cases} [L_K^{(n)}(i, j) = L_I] \Leftrightarrow (\varphi_{ij}^{(n)} = 0); \\ [L_K^{(n)}(i, j) = L_{III}] \Leftrightarrow (0 < \varphi_{ij}^{(n)} \leq \tau_e); \\ [L_K^{(n)}(i, j) = L_{II}] \Leftrightarrow (\tau_e < \varphi_{ij}^{(n)} \leq \tau_e + \tau_r); \\ [L_K^{(n)}(i, j) = L_0] \Leftrightarrow (\varphi_{ij}^{(n)} = -1). \end{cases} \quad (1)$$

Начальные условия $\Phi^{(0)} \equiv \left\| \varphi_{ij}^{(0)} \right\|$, т. е. совокупность состояний всех ЭС при $n=0$, где $\varphi_{ij}^{(0)} \in \{-1; 0; 1; \tau_e + 1\}$, задаются на основе стартовых паттернов $\mathbf{P}^{(0)}$ следующим образом:

$$\begin{cases} \varphi_{ij}^{(0)} = -1 & \text{IF } (L_K^{(0)}(i, j) = L_0); \\ \varphi_{ij}^{(0)} = 0, & \text{IF } (L_K^{(0)}(i, j) = L_I); \\ \varphi_{ij}^{(0)} = 1, & \text{IF } (L_K^{(0)}(i, j) = L_{III}); \\ \varphi_{ij}^{(0)} = \tau_e + 1, & \text{IF } (L_K^{(0)}(i, j) = L_{II}). \end{cases} \quad (2)$$

В качестве граничных условий нами использованы условия нулевого потока возбудимых через границы активной среды. Для формулировки таких граничных условий в данной модели достаточно ввести виртуальные НЦ, обрамляющие активную среду [12, 27–33].

Объединяя рабочую область и область виртуальных НЦ в единую решетку с $0 \leq i \leq M_X + 1$; $0 \leq j \leq M_Y + 1$, можно сформулировать нижеследующий алгоритм итеративного процесса для модели ТМВС, являющейся обобщением модели ЗМ [23], в которую мы добавили каналы ЛИВ и пространственную неоднородность среды.

На первом этапе вычисляются значения вспомогательной матрицы $\mathbf{U}^{(n+1)} = \left\| u_{ij}^{(n+1)} \right\|$ на шаге $n+1$ с учетом как предыдущих значений $u_{ij}^{(n)}$, так и диффузии возбудимых от соседних АЦ. При этом считается, что стартовое значение $u_{ij}^{(n)}$ составляет $u_{ij}^{(0)} = 0$, а последующие значения $u_{ij}^{(1)}; u_{ij}^{(2)}; \dots$ определяются формулой [17]

$$u_{ij}^{(n+1)} = g u_{ij}^{(n)} + \sum_{p, q} C(p, q) J_{i+p, j+q}^{(n)}, \quad (3)$$

где параметры $C(p, q)$ задают активную окрестность соседних АЦ, а величины $J_{i+p, j+q}^{(n)}$ являются весовыми коэффициентами, определяющими характер диффузии возбуждений. В настоящей работе активной является так называемая окрестность Мура [17], содержащая возбужденные АЦ лишь в первой координационной сфере:

$$C(p, q) = \begin{cases} 1, & \text{IF } [(|p| \leq 1) \wedge (|q| \leq 1) \wedge (\delta_{p0}\delta_{q0} \neq 1)]; \\ 0, & \text{IF } [(|p| \leq 1) \wedge (|q| \leq 1) \wedge (\delta_{p0}\delta_{q0} = 1)], \end{cases} \quad (4)$$

причем, как и в работе [17], весовые коэффициенты определяются следующим образом:

$$J_{ij}^{(n)} = \begin{cases} 1, & \text{IF } (0 < \varphi_{ij}^{(n)} \leq \tau_e); \\ 0, & \text{IF } (0 < \varphi_{ij}^{(n)} \leq \tau_e). \end{cases} \quad (5)$$

На основной стадии каждой итерации осуществляется преобразование матрицы состояний $\Phi^{(n)} \equiv \|\varphi_{ij}^{(n)}\|$ [17], выполняемое колмогоровским оператором эволюции $\widehat{\Omega}_\Gamma$ [24]:

$$\Phi^{(n+1)} \equiv \|\varphi_{ij}^{(n+1)}\| = \widehat{\Omega}_\Gamma \Phi^{(n)} \equiv \|\widehat{\Omega}_\Gamma \varphi_{ij}^{(n)}\|. \quad (6)$$

Далее используется клеточно-автоматное представление колмогоровского оператора эволюции $\widehat{\Omega}_\Gamma$, причем, в отличие от базовой модели ЗМ [17, 23], мы включаем в нашу модель ТМВС каналы ЛИВ для индивидуальных АЦ и пространственную неоднородность активной среды в целом (наличие НЦ, которые замещают часть АЦ).

Итак, эволюционный оператор $\widehat{\Omega}_\Gamma$ для рассматриваемой задачи содержит 4 ортогональные ветви $\widehat{\Omega}_0, \widehat{\Omega}_I, \widehat{\Omega}_{II}, \widehat{\Omega}_{III}$, задающие итеративный процесс в области определения переменных $\varphi_{ij} \in [-1, \tau_e + \tau_r]$:

$$\varphi_{ij}^{(n+1)} = \widehat{\Omega}_\Gamma \varphi_{ij}^{(n)} = \begin{cases} \widehat{\Omega}_I \varphi_{ij}^{(n)}, & \text{IF } \varphi_{ij}^{(n)} = 0; \\ \widehat{\Omega}_{III} \varphi_{ij}^{(n)}, & \text{IF } \varphi_{ij}^{(n)} \in [1, \tau_e]; \\ \widehat{\Omega}_{II} \varphi_{ij}^{(n)}, & \text{IF } \varphi_{ij}^{(n)} \in [\tau_e + 1, \tau_e + \tau_r]; \\ \widehat{\Omega}_0 \varphi_{ij}^{(n)}, & \text{IF } \varphi_{ij}^{(n)} = -1. \end{cases} \quad (7)$$

Первая ветвь $\widehat{\Omega}_I$ является активной при $L_K = L_I$ и имеет следующий вид:

$$\widehat{\Omega}_I \varphi_{ij}^{(n)} = \begin{cases} 0, & \text{IF } ((\varphi_{ij}^{(n)} = 0) \wedge (u_{ij}^{(n+1)} < h)); \\ 1, & \text{IF } ((\varphi_{ij}^{(n)} = 0) \wedge (u_{ij}^{(n+1)} \geq h)), \end{cases} \quad (8)$$

где h – пороговое значение, соответствующее переходу АЦ из устойчивого основного состояния в возбужденное, т. е. переходу $L_I \rightarrow L_{III}$.

Вторая ветвь $\widehat{\Omega}_{II}$ активна для $L_K = L_{II}$ и описывает рефрактерное состояние АЦ

$$\widehat{\Omega}_{II} \varphi_{ij}^{(n)} = \begin{cases} \varphi_{ij}^{(n)} + 1, & \text{IF } (\tau_e < \varphi_{ij}^{(n)} < \tau_e + \tau_r); \\ 0, & \text{IF } (\varphi_{ij}^{(n)} = \tau_e + \tau_r). \end{cases} \quad (9)$$

Определенные таким образом ветви $\widehat{\Omega}_I$ и $\widehat{\Omega}_{II}$ в точности соответствуют модели ЗМ [17, 23]. Однако, как будет описано ниже, в модели ТМВС ветвь $\widehat{\Omega}_{III}$, активизирующаяся при $L_K = L_{III}$, содержит (в отличие от модели ЗМ [17, 23]) дополнительный канал диффузии возбуждений, соответствующий процессу ЛИВ [12, 27–33].

Причина введения в модель дополнительного канала диффузии состоит в следующем. В общем случае в трехуровневой активной системе лазерного (фазерного) типа имеется 3 различных канала диффузии возбуждений. Среди подобных систем, принадлежащих к классу «В», можно выделить важный подкласс, для которого третий канал диффузии оказывается не столь эффективным, как первые два. Примером такой системы является примесный парамагнетик $\text{Ni}^{2+} : \text{Al}_2\text{O}_3$ [20], где один из спиновых переходов строго запрещен для магнитодипольных взаимодействий. Однако менее двух равноправных каналов диффузии в системе лазерного (фазерного) типа быть не может. Следовательно, модель ЗМ нуждается в модификации для учета как минимум двухканального характера диффузии в многочастичной активной (возбудимой) среде.

Исходя из этого ветвь $\widehat{\Omega}_{III}$ может быть определена следующим образом [12, 27–33]:

$$\widehat{\Omega}_{III} \varphi_{ij}^{(n)} = \begin{cases} \varphi_{ij}^{(n)} + 1, & \text{IF } (Z^{(-)} \vee Z^{(0)}); \\ \varphi_{ij}^{(n)} + 2, & \text{IF } Z^{(+)}, \end{cases} \quad (10)$$

где $Z^{(\pm)}, Z^{(0)}$ – булевские выражения:

$$Z^{(-)} \equiv ((0 < \varphi_{ij}^{(n)} < \tau_e) \wedge (z_{ij}^{(n+1)} < f)); \quad (11)$$

$$Z^{(0)} \equiv (\varphi_{ij}^{(n)} = \tau_e); \quad (12)$$

$$Z^{(+)} \equiv ((0 < \varphi_{ij}^{(n)} < \tau_e) \wedge (z_{ij}^{(n+1)} \geq f)). \quad (13)$$

Здесь f – пороговое значение для параметров $z_{ij}^{(n+1)}$, описывающих второй канал диффузии возбуждений, который учитывает процесс ЛИВ на

переходе $L_{III} \rightarrow L_{II}$. Локальное ингибирование возбужденных АЦ (находящихся на уровне L_{III}) происходит за счет воздействия соседних АЦ, находящихся на уровне L_I . Соответствующие матричные элементы $z_{ij}^{(n+1)}$ вычисляются следующим образом:

$$z_{ij}^{(n+1)} = \sum_{p,q} C(p,q) Q_{i+p,j+q}^{(n)}, \quad (14)$$

а весовые коэффициенты имеют вид

$$Q_{i+p,j+q}^{(n)} = \begin{cases} 1, & \text{IF } (\varphi_{i+p,j+q}^{(n)} = 0); \\ 0, & \text{IF } (\varphi_{i+p,j+q}^{(n)} \neq 0). \end{cases} \quad (15)$$

И наконец, ветвь $\widehat{\Omega}_0$ является активной при $L_K = L_0$. В отличие от предыдущих ветвей, она относится не к АЦ, а к НЦ и представляет собой оператор тождественного преобразования

$$\widehat{\Omega}_0 \varphi_{ij}^{(n)} = \varphi_{ij}^{(n)} \quad \forall n \in [0, N], \quad (16)$$

поскольку состояния НЦ в рассматриваемой модели не меняются со временем и никак не зависят от состояний соседних АЦ и (или) других НЦ на всем протяжении эволюции системы

На завершающей стадии каждой итерации вычисляется распределение АЦ по уровням L_K согласно соотношениям (1). Полученное пространственное распределение АЦ может быть визуализировано и (или) сохранено на диске, а следующая итерация осуществляется с использованием текущего состояния системы.

Инициализация системы (импульсное возбуждение неравновесного состояния) осуществляется путем генерации случайных пространственных распределений АЦ по уровням L_K [12, 27–33]. Завершение итеративного процесса может происходить либо автоматически (после выхода системы на аттрактор), либо же по предопределенной точке останова, что может быть задано настройками программ [25, 26], осуществляющих компьютерное моделирование.

Перейдем к изложению конкретных результатов компьютерного моделирования, обратившись сначала к случаю отсутствия каналов ЛИВ в неоднородной возбудимой системе.

4. Автоволны в дискретной возбудимой системе типа БЖ. Простейший тип неоднородности в возбудимой среде с дискретными АЦ представляют, как отмечалось выше, дискретные НЦ. Возбудимые системы с неоднородностями в виде НЦ уже исследовались ранее [18] на основе модели «Орегонатор» [6], описывающей один из вариантов реакции БЖ. Все компьютерные эксперименты в работе [18] были проведены при

$\delta_U^{(\max)} / \lambda_W \ll 1$, где $\delta_U^{(\max)}$ – характерный линейный размер невозбудимого участка среды; λ_W – винеровская длина волны для ВСА (т. е. расстояние между соседними витками ВСА). В этом случае неоднородности не влияют на ревербераторные ВСА и не могут служить статическими ядрами для винеровских ВСА.

В этом разделе рассмотрена роль неоднородностей для возбудимой среды в условиях, когда $\delta_U^{(\max)} / \lambda_W \geq 1$. Обратимся сначала к относительно простому случаю возбудимой среды типа БЖ, когда имеет место локальная активация АЦ, но каналы ЛИВ отсутствуют. Кроме того, для простоты ограничимся пока ситуацией, когда стартовый паттерн $\mathbf{P}_{BZ}^{(0)}$ для среды БЖ содержит единственную область неоднородности (рис. 1, $n = 0$). Эта область неоднородности \mathbf{R}_U состоит из одинаковых НЦ и имеет размер 10×10 пикселей, причем каждый такой НЦ неизменно находится на одном и том же уровне L_0 на протяжении всей эволюции системы (рис. 1, $n = 0 - 15\,000$; рис. 2, $n = 35\,000 \dots 53\,000$).

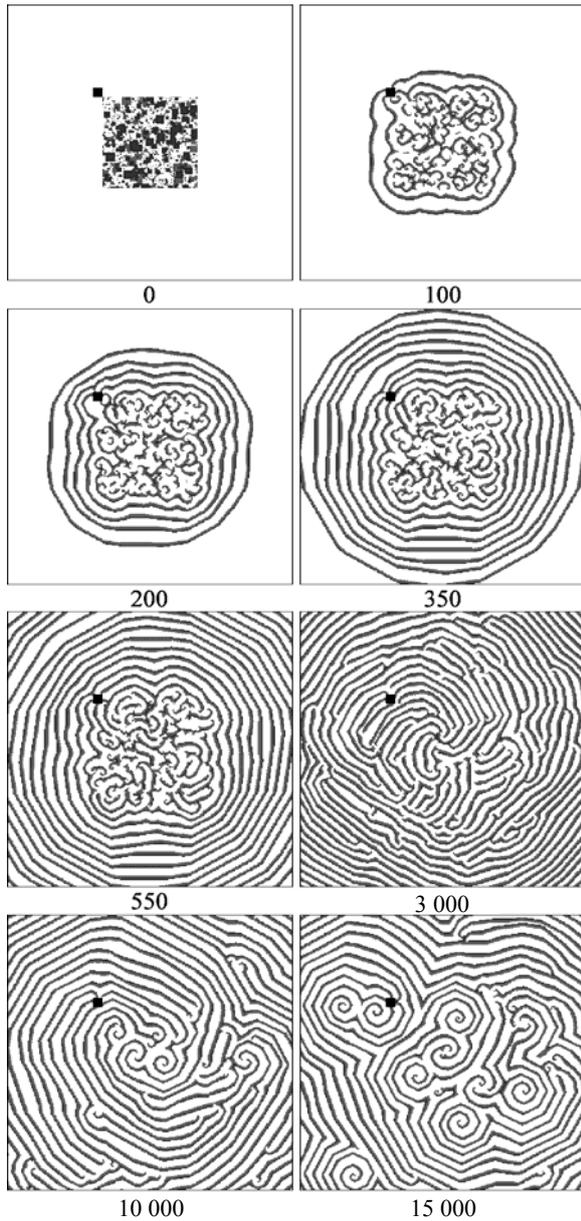


Рис. 1. Стадия формирования ревербераторных ВСА в возбужденной среде с неоднородностью при отсутствии ЛИВ

Для наглядности область \mathbf{R}_U , содержащая НЦ в статическом состоянии L_0 , на рис. 1 и 2 обозначена черным цветом. Кроме того, на рис. 1 и 2 белым цветом обозначены АЦ, находящиеся в текущем динамическом состоянии L_1 , а остальные текущие динамические состояния АЦ (L_{II} и L_{III}) выделены серым цветом.

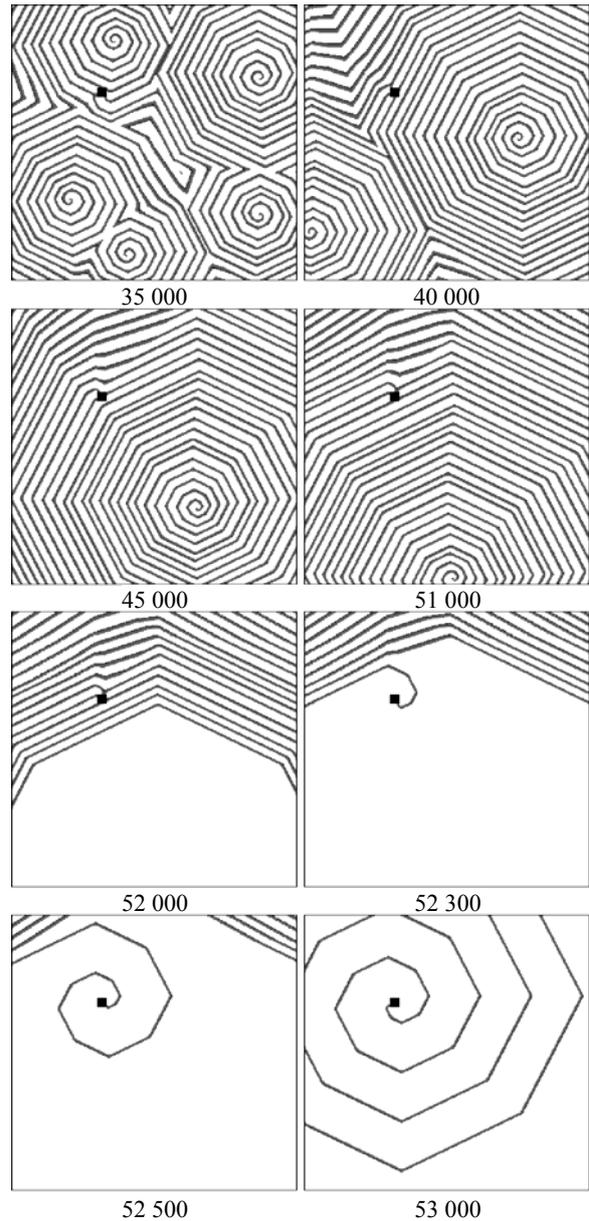


Рис. 2. Эволюция и разрушение ревербераторных ВСА, сменяющиеся возникновением винеровской ВСА

Начальные условия для системы в целом такие (рис. 1, $n = 0$):

- Нижний правый угол области \mathbf{R}_U имеет координаты $i = j = 100$ (начало отсчета координат – левый верхний угол решетки).

- Распределение АЦ по уровням в центральной области системы \mathbf{R}_C при $n = 0$ является случайным и содержит пиксели всех трех типов: $L_K \in \{L_I; L_{II}; L_{III}\}$. Размер области \mathbf{R}_C составляет 100×100 пикселей.

- Почти вся периферическая область системы $\mathbf{R}_P = \mathbf{P}_{BZ}^{(0)} \setminus \mathbf{R}_C$ при $n = 0$ состоит из АЦ с $L_K = L_I$, за исключением области \mathbf{R}_U .

На начальных этапах эволюции происходит нуклеация автоволн в области \mathbf{R}_C , сопровождающаяся возникновением и распространением концентрических автоволн в возбудимой части периферической области $\mathbf{R}_P^+ = \mathbf{R}_P \setminus \mathbf{R}_U$ (рис. 1, $n = 100, 200, 350, 550$), в результате чего вся возбудимая периферическая область \mathbf{R}_P^+ заполняется указанными автоволнами. Из рис. 1 хорошо видно, что $\delta_U^{(\max)} / \lambda_W \approx 1$.

Далее, после лабиринтной стадии (рис. 1, $n = 3\,000$), происходит рождение ревербераторных ВСА (рис. 1, $n = 10\,000$) и их дальнейшее развитие (рис. 1, $n = 15\,000$), переходящее в стадию сильной конкуренции полностью обособленных ревербераторов (рис. 2, $n = 35\,000, 40\,000$). При $n = 35\,000$ (рис. 2) величина суммарного топологического заряда составляет $Q_{\Sigma T} = +3$ (при $n = 35\,000$ имеется четыре ВСА с $Q_T = +1$ и лишь одна ВСА с $Q_T = -1$). Однако побеждает в конкурентной борьбе именно последняя ВСА с $Q_T = -1$ (рис. 2, $n = 45\,000$). При этом, как и в уже рассмотренных ранее случаях [12, 27–33], эта ВСА разрушается в результате столкновения ее ядра с границей системы. Действительно, ревербераторное ядро ВСА дрейфует по направлению к южной границе системы (рис. 2, $n = 45\,000, 51\,000$), причем при $n = 51\,000$ (рис. 2) это ядро уже попадает в область поверхностного слоя.

После разрушения ревербераторного ядра остается цуг изогнутых (но не спиральных) автоволн, движущихся к северной границе активной системы.

При этом формируется все более растущая лакуна (сплошная белая область, где АЦ находятся в основном состоянии L_1 – см. рис. 2, $n = 52\,000$), поскольку арьергардная автоволна в цуге, как и все идущие впереди нее изогнутые автоволны, имеет рефрактерную тыловую область. В результате все АЦ, оказывающиеся в тылу изогнутой автоволны, переходят в состояние L_1 .

Таким образом, из-за потери динамического ядра и отсутствия новых источников формирования подобного ядра система испытывает тенденцию к коллапсу возбуждений, что характерно для однородных систем типа БЖ.

Однако в рассматриваемом случае наличие статической неоднородности предотвращает развитие коллапса возбуждений. Действительно, до сих пор статическая неоднородность (область \mathbf{R}_U) играла второстепенную роль в эволюции системы. Но уже при $n = 40\,000 \dots 52\,000$, как видно из

рис. 2, в окрестности \mathbf{R}_U формируется динамическая автоволновая дислокация, по внешнему виду напоминающая хорошо известные статические дислокации в кристаллах [34]. Благодаря этой динамической дислокации роль области \mathbf{R}_U качественно изменяется. Начиная с $n \approx 52\,300$ эта область начинает влиять на глобальную динамику системы, формируя новую (не ревербераторную) ВСА, а именно ВСА винеровского типа (рис. 2, $n = 52\,300 \dots 53\,000$). Последняя возникает из упомянутой выше автоволновой дислокации, когда цуг изогнутых автоволн уже окончательно уходит к северной границе возбудимой системы.

Начальная стадия захвата автоволновой дислокации областью \mathbf{R}_U хорошо видна на рис. 2 при $n = 52\,300$, а процесс дальнейшего формирования и динамической стабилизации винеровской ВСА показан на рис. 2 при $n = 52\,500, 53\,000$.

Для величин, количественно характеризующих винеровские ВСА, будем использовать обозначения со звездочкой. Из рис. 2 видно, что аттрактором системы является правильная винеровская ВСА (ее можно аппроксимировать архимедовой спиралью), имеющая $Q_T^* = -1$ и $\lambda_W^* \gg \lambda_W$.

Таким образом, в данном случае неоднородность играет стабилизирующую роль, предотвращая коллапс возбуждений. Существенно, что в рассмотренном выше сценарии винеровская ВСА оказывается гораздо более стойкой, чем ревербераторные ВСА, что весьма характерно для возбудимых систем типа БЖ, не имеющих механизма ЛИВ [6, 17, 23]. Рассмотрим теперь возбудимую систему, где ЛИВ не только присутствует, но и конкурирует на равных с локальной активацией. Напомним, что именно такие свойства типичны для возбудимых систем лазерного и фазерного типов.

5. Автоволны в пространственно-неоднородной возбудимой среде с каналами ЛИВ. В лазерах и микроволновых фазах взаимодействия между АЦ имеют как положительные (локальная активация), так и отрицательные (ЛИВ) петли локальных обратных связей. Это в определенной степени повышает устойчивость ревербераторных ВСА, для которых нет такой опоры в виде статической локальной неоднородности, как для винеровских ВСА. Для ревербераторной ВСА важно постоянное наличие определенного количества рефрактерных АЦ в центральной области, поскольку ревербераторное ядро является самоорганизованным. Локальное ингибирование ускоряет возникновение рефрактерных состояний АЦ в области ревербераторного ядра, что не только повышает устойчивость соответствующей ВСА, но и приводит к ряду интересных явлений, которые не наблюдаются в системах типа БЖ. В

этом разделе мы рассмотрим общие вопросы устойчивости ревербераторных ВСА в системах с каналами ЛИВ, а специфические эффекты, связанные с локальным ингибированием, будут описаны в дальнейших разделах.

На рис. 3 показаны характерные этапы эволюции возбудимой системы, имеющей следующие параметры: $M_X = M_Y = 300$, $g = 1$, $\tau_e = 60$, $\tau_r = h = 50$, $f = 3$. Система является пространственно-неоднородной, она содержит статические дефекты различных размеров, состоящие из НЦ в состоянии L_0 . Самый большой статический дефект имеет 400 (20×20) НЦ. Для наглядности все участки, содержащие НЦ в статическом состоянии L_0 , на рис. 3 (как и на рис. 1 и 2) показаны черным цветом, а белым цветом показаны АЦ, находящиеся в текущем динамическом состоянии L_1 . Остальные текущие динамические состояния АЦ (L_{II} и L_{III}) на рис. 3, как и на рис. 1 и 2, выделены серым цветом.

Инициализация системы, показанной на рис. 3, производилась в виде случайного распределения АЦ по всей активной области (в отличие от рис. 1, где инициализировалась только центральная область размером 100×100). При $n = 20\,000$ (рис. 3) в нашей системе с каналами ЛИВ уже сформированы ревербераторные ВСА, которые при $n = 100\,000$ начинают занимать значительную часть активной области, конкурируя с менее упорядоченной лабиринтной автоволновой структурой.

На следующем этапе лабиринтная структура временно вытесняет ревербераторные ВСА (рис. 3, $n = 300\,000$). При этом малая статическая неоднородность, находящаяся в верхнем левом углу системы, захватывает сразу несколько автоволновых витков, формируя винеровскую (не ревербераторную) ВСА с $Q_T = -5$ (рис. 3, $n = 300\,000$, $380\,000$). Кроме того, здесь образуется и ревербераторная ВСА с $Q_T = -1$ (рис. 3, $n = 380\,000$).

При $n = 400\,000$ (рис. 3) винеровская ВСА $Q_T = -5$ еще больше расширяется, а вместо ревербераторной ВСА с $Q_T = -1$ образуется ревербераторная ВСА с $Q_T = -2$. Именно эта последняя ВСА начинает быстро расти (рис. 3, $n = 500\,000$), вытесняя лабиринтные автоволны и постепенно подавляя винеровскую ВСА, имевшую $Q_T = -5$.

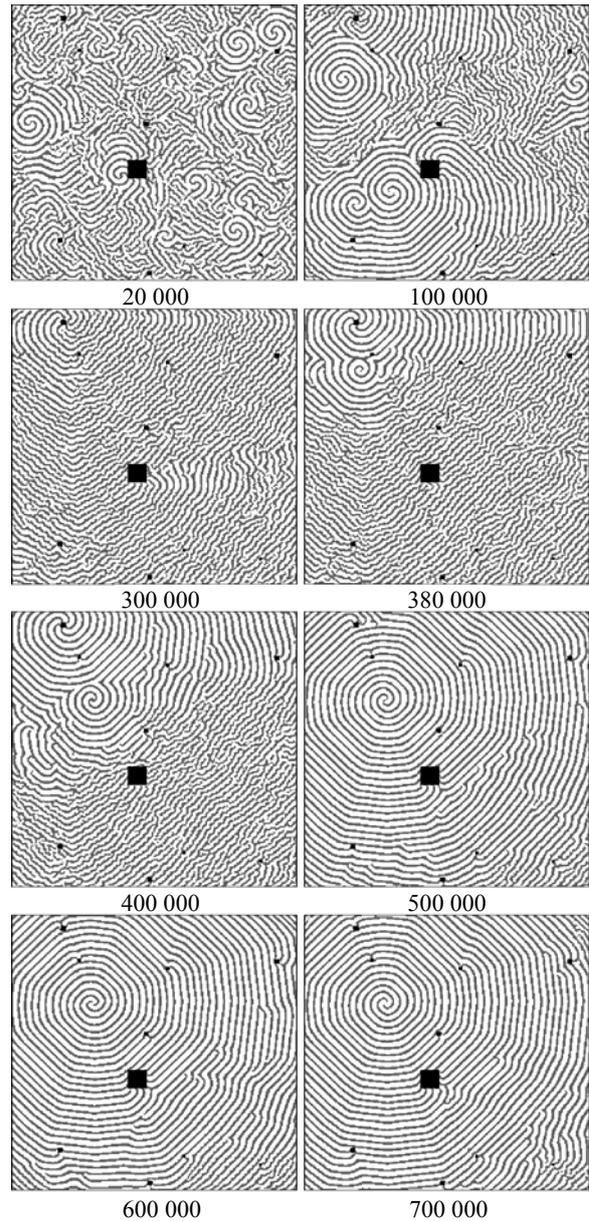


Рис. 3. Доминирование ревербераторной ВСА в возбудимой среде с каналами ЛИВ

Наконец, при $n = 600\,000$ и $n = 700\,000$ (рис. 3) ревербераторная ВСА доминирует, ее ядро стабилизируется вдали от границы, а на статических неоднородностях спиральные автоволны винеровского типа больше не образуются. Приведенный на рис. 3 пример является типичным. Аналогичные результаты были получены и для других стартовых паттернов, инициализирующих данную систему.

Таким образом, рассмотренная эволюция системы с каналами ЛИВ (рис. 3) протекает по качественно иному сценарию, чем эволюция системы типа БЖ (рис. 1 и 2). Если для системы типа БЖ характерной является неустойчивость ревербераторных ВСА и имеет место доминирование винеровской ВСА, то для системы с кана-

лами ЛИВ ситуация оказывается прямо противоположной. Дефекты, в том числе и относительно большие, как правило, не оказывают существенного влияния на эволюцию системы, что говорит о высокой устойчивости ревербераторных ВСА в системе с каналами ЛИВ. Это позволяет при дальнейших исследованиях сосредоточиться на моделировании динамики автоволновых ревербераторов в приближении однородной по Нейману активной среды. Именно к результатам таких исследований мы и переходим в разд. 6.

6. Регенерация спиральных автоволн в области поверхностного слоя. В работах по исследованию биологических и химических систем [6, 17, 23] подчеркивается, что ДС автоволнового типа, распространяющиеся в однородных возбудимых диссипативных средах, не отражаются от границ таких сред. Действительно, плоская или слабо изогнутая автоволна, в отличие от обычной волны, гасится на границе возбудимой среды в результате того, что рефрактерный тыл автоволны следует за ее возбужденным фронтом, а на месте прохождения такой автоволны все АЦ остаются в основном состоянии.

Экспериментальные данные по исследованию большинства биологических и некоторых химических систем подтверждают адекватность подобного элементарного сценария также и для случаев более сложных ДС (в том числе и вихревых), налетающих на границы возбудимой среды. Среди таких ДС можно отметить дрейфующие ВСА ревербераторного типа, пейсмейкеры с динамическими ядрами типа вихрь-антивихрь и т. п. [6]. Поэтому представление о невозможности отражения автоволн от границ вошло в парадигму нелинейной динамики возбудимых биологических и химических сред [6, 17].

Для биологических, а также для значительной части химических возбудимых систем специфичным является, как уже отмечалось выше, доминирование механизма локальной активации возбудителей. В то же время для лазерных систем и микроволновых фазеров ЛИВ конкурирует с локальной активацией. В работах [12, 27, 30–32] методом компьютерного моделирования было показано, что в возбудимых системах с каналами ЛИВ столкновение ядра ВСА с поглощающей границей еще не означает, что ВСА будет разрушена. Рассмотрим эти явления более подробно, базируясь на результатах компьютерных экспериментов, часть из которых была кратко описана ранее [12, 30].

На рис. 4 приведен фрагмент эволюции возбудимой системы с каналами ЛИВ, демонстрирующий эффект регенерации (нелинейного отражения) для некоторой дрейфующей ВСА с $Q_T = -1$. Регенерация ВСА имеет место при попадании ядра последней в область поверхностного слоя и действительно выглядит как отражение ВСА от границы активной среды. Для удобства

область, включающая рассматриваемую ВСА, на рис. 4 выделена более темным цветом.

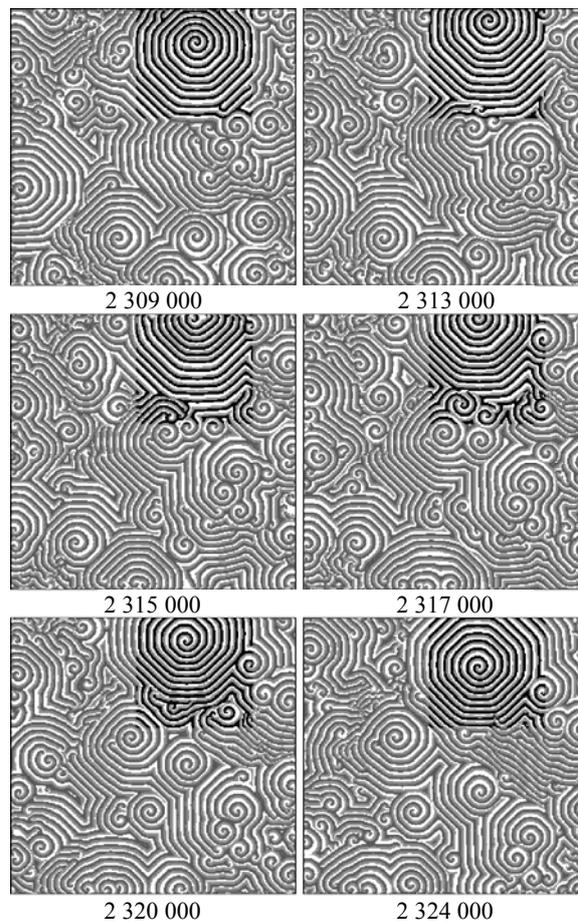


Рис. 4. Нелинейное отражение ВСА от поглощающей границы возбудимой среды (эффект регенерации ВСА)

Проанализируем движение этой ВСА, происходящее сначала по направлению к северной границе активной среды. При $n = 2\,309\,000$ и $n = 2\,313\,000$ (рис. 4) ядро данной ВСА еще находится вне поверхностного слоя активной среды. Поэтому ВСА движется как обычно, сохраняя спиральную форму своего ревербераторного ядра.

Далее, при $n = 2\,315\,000$ ядро ВСА настолько приближается к границе, что становятся заметными искажения его ревербераторной структуры. Если бы такое столкновение ВСА с границей имело место для возбудимой системы типа БЖ, то подобную ВСА неминуемо ожидало бы полное разрушение [6, 17]. Однако в системе с каналами ЛИВ ревербераторное ядро не только не разрушается до конца, но и начинает постепенно восстанавливаться ($n = 2\,317\,000$), а затем и уходит от границы активной среды ($n = 2\,320\,000$ и $n = 2\,324\,000$). Это обратное

движение отчетливо проявляется в форме отражения ВСА от границы активной среды.

Важно, что хотя в данном случае направление движения ВСА и меняется на противоположное, но при этом сохраняется как модуль, так и знак Q_T (в данном случае имеем $Q_T = -1$). Итак, наиболее крупный вихрь в верхней части паттернов, приведенных на рис. 4, движется сначала по направлению к северной границе активной системы, а затем отражается от этой границы, сохраняя исходное значение топологического заряда, включая знак этого заряда.

Конечно, такое отражение автоволны от поглощающей границы не имеет ничего общего с отражением обычной волны от некоторой зеркальной поверхности. На самом деле здесь реализуется нелинейный эффект регенерации ВСА, когда ревербераторное ядро, попавшее в область поверхностного слоя, перерождается, и ревербератор дрейфует уже в обратную сторону. По сути, здесь происходит нелинейное взаимодействие ревербератора с неоднородностью активной среды в поверхностном слое.

Далее, при описанных выше нелинейных процессах знак топологического заряда ВСА может и не сохраняться. Подтверждением этого является показанный на рис. 5 пример регенерации ВСА в форме нелинейного отражения особого рода, когда не только направление движения ВСА изменяется на противоположное, но обращается и знак топологического заряда отраженной ВСА. Такой процесс нелинейного отражения с пере-зарядкой Q_T хорошо виден на рис. 5 для наиболее крупной ВСА в нижней части активной среды (область ее локализации выделена более темным цветом). При движении этой ВСА по направлению к южной границе среды выполняется $Q_T = +1$ ($n = 672\ 000$ и $n = 677\ 000$). Затем ревербераторное ядро ВСА сталкивается с южной границей ($n = 679\ 000$), но, как и в предыдущем случае, не разрушается, а перерождается в области поверхностного слоя. В результате возникает отраженная ВСА, но уже с обращенным знаком топологического заряда: $Q_T = -1$ ($n = 680\ 000$).

Понятно, что обычная плоская пружинная спираль, движущаяся, например, по гладкой поверхности стола, после отражения от препятствия знак Q_T не изменит (предполагается, что спираль не отрывается от поверхности стола). И вообще, никакие линейные преобразования на плоскости не могут превратить правую спираль в левую (или правую перчатку в левую). Поэтому отражение ВСА представляет собой существенно нелинейный эффект, связанный с перерождением ее ядра в области поверхностного слоя.

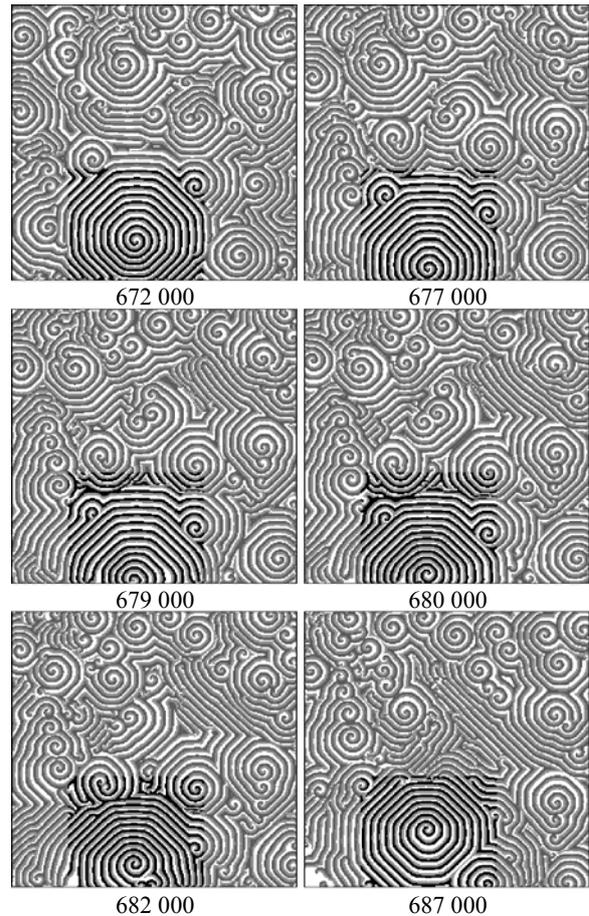


Рис. 5. Обращение топологического заряда ВСА при ее нелинейном отражении от поглощающей границы

Конкретный механизм, обеспечивающий перерождение ядра ВСА и, как следствие, выживание ВСА после ее столкновения с границей, обусловлен именно наличием ЛИВ в системе. Действительно, в области поверхностного слоя активной среды количество соседствующих АЦ меньше, чем вдали от границ этой среды. В случае системы без каналов ЛИВ это автоматически означает обеднение поверхностного слоя в отношении количества рефрактрных АЦ, поскольку рефрактрное состояние АЦ наступает только после истечения времени τ_e в результате перехода $L_{III} \rightarrow L_{II}$.

В то же время в условиях ЛИВ время перехода АЦ в рефрактрное состояние может быть значительно меньшим, чем τ_e , из-за чего поверхностный слой постоянно обогащается динамическими неоднородностями, т. е. АЦ, находящимися в состоянии L_{II} . При этом время жизни АЦ в состоянии L_{II} не зависит от наличия каналов ЛИВ, оно всегда составляет τ_r по определению возбудимой системы.

В активной системе с каналами ЛИВ обогащение поверхностного слоя рефрактерными АЦ ведет к увеличению вероятности описанных выше перерождений ревербераторного ядра. При этом, по-видимому, равновероятными являются случаи формирования обновленных ядер с $\text{sgn}Q_T = +1$ и $\text{sgn}Q_T = -1$. Отметим, что нелинейное отражение ВСА с обращением $\text{sgn}Q_T$ в некоторой степени на-поминает эффект андреевского отражения квази-частиц на границе раздела нормального металла и сверхпроводника (*NS*-границе) [35]. Андреевское отражение проявляется в виде возникновения дырки, движущейся по нормальному металлу в обратном направлении по отношению к движению электрона, налетевшего из нормального металла на *NS*-границу.

В случае андреевского отражения налетающий на *NS*-границу электрон, естественно, физически не исчезает: он просто переходит в сверхпроводник, образуя там куперовскую пару с другим электроном, имеющим противоположный импульс. Соответственно, интегральный электрический заряд $Q_{\Sigma E}$ для полной *NS*-системы сохраняется: $Q_{\Sigma E} = \text{const}$.

При нелинейном отражении ВСА с обращением знака топологического заряда наблюдается другой процесс. Налетающая на границу возбудимой среды ВСА не выходит за пределы активной области в силу поглощательных граничных условий. Поэтому регенерированная ВСА, движущаяся от границы вглубь возбудимой среды, по-настоящему заменяет налетающую на границу ВСА. При этом в случае обращения локального $\text{sgn}Q_T$ интегральный топологический заряд возбудимой системы $Q_{\Sigma T}$ не сохраняется, изменяясь минимум на величину $|\Delta Q_{\Sigma T}| = 2$.

К этому следует добавить, что описанный выше эффект обращения знака топологического заряда при регенерации ВСА качественно отличается также и от обращения знака интегрального топологического заряда, обнаруженного ранее в работах [27, 30–32] при существенно иных соотношениях скоростей локальной активации и локального ингибирования возбуждений. В частности, наблюдавшееся ранее в работах [27, 30–32] обращение $\text{sgn}Q_{\Sigma T}$ не связано с отражением (регенерацией) единичной ВСА, а обусловлено конкуренцией различных ВСА, часть из которых появляется только на поздних этапах эволюции системы. Эти новые ВСА рождаются из автоволновых дислокаций [27, 30–32], которые, в свою очередь, появляются в поверхностном слое возбудимой системы с каналами ЛИВ при ее облучении периферическими волнами нестрого архимедовых ВСА. В итоге новые ВСА могут вы-

теснить все остальные, что при соответствующих соотношениях между парциальными $\text{sgn}Q_T$ может привести к обращению $\text{sgn}Q_{\Sigma T}$.

Наблюдение отражений ВСА в возбудимой системе с каналами ЛИВ указывает также и на возможность постановки некоторых дополнительных компьютерных экспериментов, непосредственно связанных с вышеизложенными материалами. Известно, что отражения обычных (например, световых) волн от границы раздела между двумя различными средами при определенных условиях могут приводить к скольжению волны вдоль границы раздела. Подобный эффект нам удалось наблюдать и в экспериментах с ВСА в ограниченной возбудимой системе с каналами ЛИВ, о чем пойдет речь в разд. 7.

7. Скользящие ВСА в возбудимой среде с каналами ЛИВ. До сих пор мы противопоставляли винеровские и ревербераторные ВСА. Действительно, винеровская ВСА всегда имеет статическое ядро, образованное локальной неоднородностью активной среды. Последняя в данном случае может рассматриваться как топологически двусвязный (в общем случае многосвязный) объект. Напротив, ревербераторная ВСА может рождаться и стабилизироваться в топологически односвязной активной среде, т. е. при полном отсутствии каких-либо статических зародышей для нуклеации винеровских вихрей. Если статические неоднородности все-таки есть, ревербераторная ВСА может их не замечать. Более того, как было показано выше, винеровские ВСА вообще могут быть подавлены ревербераторами.

В пространственно неограниченной среде, а также в среде с периодическими граничными условиями статические неоднородности типа дефектов, отверстий и т. п. исчерпывают возможные нарушения трансляционной симметрии системы. В то же время в ограниченной возбудимой среде с непериодическими граничными условиями появляется еще один тип пространственной неоднородности – граница системы. Так, при наличии полностью поглощающих, непроницаемых границ обычно используют условия нулевого потока, представляющие собой частный вид неймановских граничных условий. Именно такой тип граничных условий был рассмотрен нами выше, причем считалось, что НЦ, формирующие границу системы, не отличаются от НЦ, образующих локальные дефекты в толще активной среды.

В связи с этим может быть поставлен вопрос: могут ли возникать самоорганизованные автоволны вихревого типа, которые скользили бы вдоль границы? Ведь граница, составленная из упомянутых выше НЦ, может в определенном смысле трактоваться как крупномасштабный «дефект» или же «вывернутое наизнанку» топологическое отверстие.

Следует отметить, что организующая роль поглощающих границ, хотя и в другом аспекте, уже обсуждалась ранее [6, 27, 30–33] в связи с вопросом об устойчивости ВСА с высшими топологическими зарядами $|Q_T| > 1$. В неограниченной среде и в средах с периодическими граничными условиями вихри, имеющие $|Q_T| > 1$, в том числе и многорукавные ВСА, обычно менее устойчивы, чем фундаментальные вихри с $|Q_T| = 1$. Но в среде с поглощательными граничными условиями высшие ВСА, как было показано [27, 30–33], могут не только конкурировать с фундаментальными ВСА, но и подавлять последние. При этом вдоль поглощающей границы движутся периферические участки рукавов ВСА, «захваченные» поверхностным слоем. В итоге ядро ревербераторной ВСА является динамическим, а движение хвостовых участков ВСА поддерживается глобальной статической неоднородностью – границей среды. В силу $p_A \gg \lambda_W$, где p_A – периметр активной среды, захват хвостовых участков возможен даже для ВСА с $|Q_T| \gg 1$.

Но может ли подобным же образом поддерживаться дрейф ревербераторного ядра? Другими словами, возможны ли ревербераторные ВСА, длительное время движущиеся вдоль поглощающей границы?

Кратковременное взаимодействие ревербераторного ядра с такой границей, как было показано в разд. 6, при определенных условиях приводит к нелинейным отражениям ВСА (см. рис. 4 и 5). Каждое отражение происходит благодаря однократному процессу регенерации ядра в поверхностном слое. Ниже приведены результаты компьютерного эксперимента, демонстрирующие эффект длительного взаимодействия ревербераторного ядра с границей, что обеспечивает возникновение скользящего дрейфа спиральной автоволны «вдоль берега» (рис. 6).

Как видно из рис. 6, ревербераторное ядро одной из двух имеющихся ВСА, достигнув границы, не разрушается, а на протяжении длительного времени скользит вдоль этой границы. Для наглядности указанная ВСА выделена на рис. 6 черным цветом. Компьютерный эксперимент выполнен в параметрически однородной среде при $M_X = M_Y = 300$; $\tau_e = 60$; $\tau_r = 40$; $h = 51$; $g = f = 1$. Числа под паттернами, как и на предыдущих рисунках, соответствуют номерам n текущих итераций.

В процессе движения скользящая ВСА успешно преодолевает два поворота на 90° (левый нижний и левый верхний углы системы) и разрушается лишь при $n \approx 3 \cdot 10^5$ (на рис. 6 не показано).

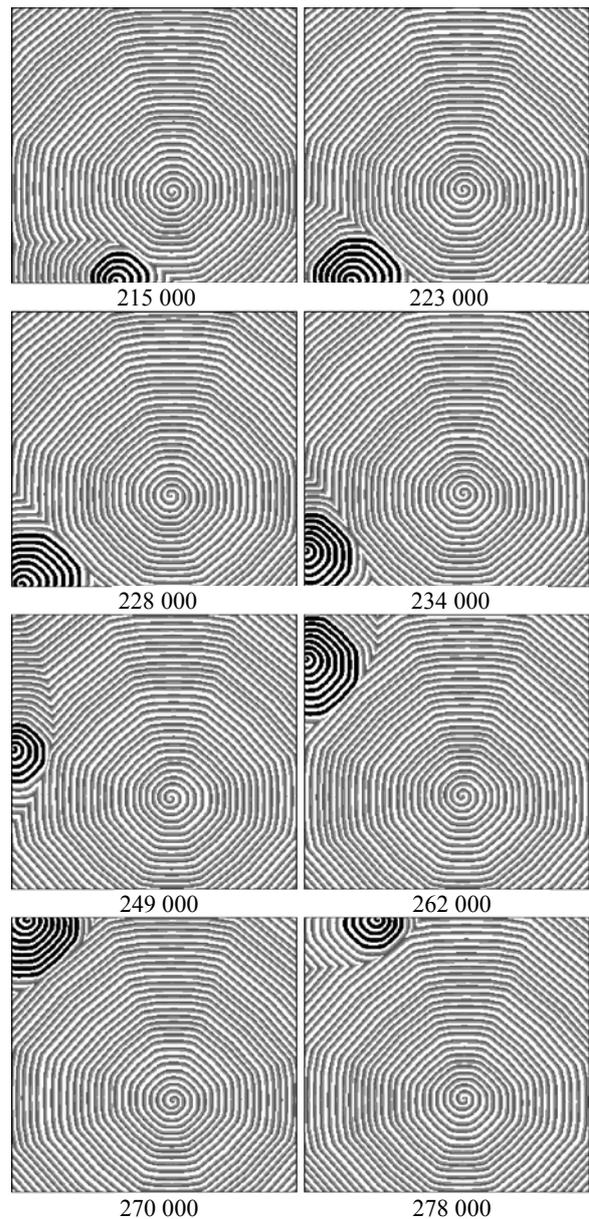


Рис. 6. Скользящий режим движения ядра ВСА вдоль поглощающей границы возбудимой среды

По ходу движения скользящая ВСА пульсирует благодаря взаимодействию со второй, медленно дрейфующей ВСА, ревербераторное ядро которой находится вдали от границы. Причину разрушения скользящей ВСА нетрудно увидеть, посмотрев на положение ядра второй, медленно дрейфующей ВСА – оно смещено в юго-восточную сторону системы. Начало очередного уменьшения размеров скользящей ВСА ($n \approx 278\ 000$) совпадает с переходом ее ядра в восточную полуплоскость активной среды, где уже не остается места не только для очередного нарастания, но даже для сохранения скользящей ВСА в целом. Тем не менее время взаимодейст-

вия скользящей ВСА с поглощающей границей является гигантским и составляет в рассмотренном примере более чем $6 \cdot 10^4$ итераций.

Таким образом, для возбудимой среды с каналами ЛИВ нами впервые наблюдался скользящий режим движения ВСА непосредственно вдоль поглощающей границы среды. Указанную ВСА можно рассматривать как вихревую структуру смешанного типа (винеровско-ревербераторную). Действительно, данная ВСА захвачена неоднородностью системы, что характерно и для обычных винеровских ВСА (только неоднородность теперь уже не внутренняя, а внешняя). При этом сохраняется и остаток ревербераторного ядра ВСА, который излучает полукольцевые или четвертькольцевые автоволны с тем же значением λ_W , что и для второй, обычной ревербераторной ВСА (рис. 6). Предполагаемой причиной столь необычного поведения ВСА является, как и при регенерации ВСА, обогащение области ревербераторного ядра рефрактерными АЦ. Однако, в отличие от эффекта регенерации (см. рис. 4 и 5), эффект скользящего ВСА (рис. 6) соответствует балансу между тенденцией к полному разрушению ядра и его отрывом (отражением) от границы.

Полное разрушение ревербераторного ядра ВСА при его опасном приближении к поглощающей границе является типичным для систем типа БЖ, не имеющих каналов ЛИВ. Сохранение ревербераторного ядра ВСА при его столкновении с границей наблюдалось в наших компьютерных экспериментах только для систем с каналами ЛИВ. Скользящие ВСА существуют, по-видимому, только в сравнительно узких областях управляющих параметров и являются менее типичными, чем отражающиеся ВСА. В этом смысле ситуация, по крайней мере, внешне, напоминает случай отражения обычных световых волн от границы раздела между двумя различными средами, где для возбуждения скользящей волны требуется подбор угла падения светового луча (или же параметров системы – показателей преломления). Конечно, это сходство чисто внешнее, но оно хорошо иллюстрирует относительные частоты появления отраженных и скользящих ВСА в наших компьютерных экспериментах.

Сам же факт возбуждения автоволн скользящего типа показывает, что роль НЦ в возбудимой среде является конструктивной не только для формирования статических зародышей для винеровских ВСА, но и для образования более сложных винеровско-ревербераторных ВСА. В целом же возбудимые системы с локальным ингибированием демонстрируют гораздо более

широкий спектр автоволновых движений, чем исследовавшиеся ранее системы без локальных механизмов ингибирования.

Выводы. Таким образом, выполнено компьютерное моделирование процессов самоорганизации ВСА в активной среде с каналами ЛИВ. Показано, что ревербераторные ВСА в пространственно-неоднородной среде с каналами ЛИВ доминируют, подавляя винеровские ВСА. Обнаружен эффект регенерации (нелинейного отражения) ревербераторных ВСА на границах активной среды. Найдены условия, при которых регенерация ВСА сопровождается самоиндуцированным обращением знака топологического заряда ВСА. Впервые наблюдался скользящий режим движения ядра ВСА вдоль поглощающей границы среды. Обсуждены возможные механизмы регенерации, обращения знака топологического заряда и возникновения скользящего режима на основе единого подхода, учитывающего процесс ЛИВ и, как результат, динамическое обогащение поверхностного слоя рефрактерными АЦ.

Дальнейшее развитие исследований самоорганизации автоволновых структур в системах с дискретными АЦ может включать ситуации, когда АЦ не закреплены физически в некоторых неподвижных узлах решетки, а могут мигрировать в пределах всей активной среды [36, 37] и даже диффундировать в другую среду через общую границу [38]. Особенностью указанных систем является образование не только волновых, но и корпускулярных (атомных) наноразмерных ДС [36–38], что особенно актуально в контексте потребностей современной нанoeлектроники.

Автор выражает искреннюю признательность С. Д. Маковецкому (*Microsoft CP*) за возможность использовать разработанные им программы TLCA (*Three-Level Cellular Automaton*), TLL (*Three-Level Laser model*) и TLM (*Three-Level Model of excitable system*), а также за постоянную помощь и консультации в области современных компьютерных технологий. Автор глубоко благодарен Е. Д. Маковецкому (Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, кафедра физической оптики), О. Л. Бандман (Институт вычислительной математики и математической геофизики, Новосибирск, Россия), Х. Гисадо (*Computer Science Department, Centro Universitario de Merida, Spain*) и Ж. Рамосу (*Universidad de Malaga, Spain*) за интерес к нашим исследованиям автоволновой динамики возбудимых систем и за предоставленную библиографическую информацию по тематике данной работы.

1. Васильев В. А. Автоволновые процессы / В. А. Васильев, Ю. М. Романовский, В. Г. Яхно. – М.: Наука, 1987. – 240 с.
2. Николис Г. Самоорганизация в неравновесных системах / Г. Николис, И. Пригожин; пер. с англ. В. Ф. Пастушенко. – М.: Мир, 1979. – 512 с.

3. Давыдов В. А. Кинематика автоволновых структур в возбудимых средах / В. А. Давыдов, В. С. Зыков, А. С. Михайлов // Успехи физ. наук. – 1991. – 161, № 8. – С. 45–85.
4. Кернер Б. С. Автосолитоны: Локализованные сильно неоднородные области в однородных диссипативных системах / Б. С. Кернер, В. В. Осипов. – М.: Наука, 1991. – 197 с.
5. Ванг В. К. Волны и динамические структуры в реакционно-диффузионных системах. Реакция Белоусова-Жаботинского в обращенной микромульсии / В. К. Ванг // Успехи физ. наук. – 2004. – 174, № 9. – С. 991–1010.
6. Колебания и бегущие волны в химических системах / Пер. с англ., под ред. Р. Филда, М. Бургер. – М.: Мир, 1988. – 720 с.
7. Иваницкий Г. Р. От динамики популяционных автоволн, формируемых живыми клетками, к нейроинформатике / Г. Р. Иваницкий, А. Б. Медвинский, М. А. Цыганов // Успехи физ. наук. – 1994. – 164, № 10. – С. 1041–1072.
8. Свирижев Ю. М. Нелинейные волны, структуры и катастрофы в экологии / Ю. М. Свирижев. – М.: Наука, 1987. – 368 с.
9. Reaction-Diffusion Systems Consisting of Single-Electron Oscillators / Т. Оуа, Т. Асаи, Т. Фукуй, Я. Амемия // Int. J. Unconventional Computing. – 2005. – 1, N 2. – P. 177–194.
10. Бандман О. Л. Клеточно-автоматные модели пространственной динамики / О. Л. Бандман // Системная информатика. – 2006. – Вып. 10. – С. 57–113.
11. Маковецкий Д. Н. Резонансная дестабилизация микроволнового индуцированного излучения фононов в акустическом квантовом генераторе (фазере) при периодической модуляции накачки / Д. Н. Маковецкий // Журн. техн. физики. – 2004. – 74, вып. 2. – С. 83–91.
12. Makovetskii D. N. Branching, Coexistence and Collapse of Inversion States in Solid-State Microwave Quantum Devices / D. N. Makovetskii // 5th Intern. Kharkov Symp. "Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves - MSMW2004": proc. – Kharkov, 2004. – 2. – P. 569–571.
13. Makovetskii D. N. Slowing-Down of Transient Processes upon the Formation of the Power-Spectrum Fine Structure of a Microwave Phonon Laser (Phaser) / D. N. Makovetskii // Ukr. J. Phys. – 2006. – 51, N 5. – P. 449–459.
14. Ахманов С. А. Генерация структур в оптических системах с двумерной обратной связью. На пути к созданию нелинейно-оптических аналогов нейронных сетей / С. А. Ахманов, М. А. Воронцов, В. Ю. Иванов // Новые физические принципы оптической обработки информации. – М.: Наука, 1990. – С. 263–324.
15. Solitons and Vortices in Lasers / С. О. Weiss, М. Vaupel, К. Staliunas et al. // Appl. Phys. B. – 1999. – 68, N 2. – P. 151–168.
16. Staliunas K. Nonstationary Vortex Lattices in Large-Aperture Class B Lasers / К. Staliunas, С. О. Weiss // J. Opt. Soc. Amer. B. – 1995. – 12, N 6. – P. 1142–1149.
17. Лоскутов А. Ю. Введение в синергетику / А. Ю. Лоскутов, А. С. Михайлов. – М.: Наука, 1990. – 272 с.
18. Ramos J. I. Wave Propagation and Suppression in Excitable Media with Holes and External Forcing / J. I. Ramos // Chaos, Solitons and Fractals. – 2002. – 13, N 6. – P. 1243–1251.
19. Weiss C. O. Pattern Formation in Optical Resonators / С. О. Weiss, Ye. Larionova // Rep. Prog. Phys. – 2007. – 70, N 1. – P. 255–335.
20. Алтшулер С. А. Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп / С. А. Алтшулер, Б. М. Козырев. – М.: Наука, 1972. – 672 с.
21. Винер Н. Проведение импульсов в сердечной мышце / Н. Винер, А. Розенблют // Кибернетич. сб. – 1961. – Вып. 3. – С. 7–56.
22. Балаховский И. С. Некоторые режимы движения возбуждения в идеальной возбудимой ткани / И. С. Балаховский // Биофизика. – 1965. – 10, № 6. – С. 1063–1067.
23. Зыков В. С. Вращающиеся спиральные волны в простой модели возбудимой среды / В. С. Зыков, А. С. Михайлов // Докл. АН СССР. – 1986. – 286, № 2. – С. 341–344.
24. Колмогоров А. Н. Избранные труды. Теория информации и теория алгоритмов / А. Н. Колмогоров. – М.: Наука, 1987. – 304 с.
25. Маковецкий С. Д. Программа для моделирования пространственно-временных структур в трехуровневых лазерах / С. Д. Маковецкий // Тр. 9-го Междунар. форума «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке» / Харьков. нац. ун-т радиоэлектрон. – X., 2005. – С. 348.
26. Маковецкий С. Д. Метод численного моделирования нестационарных процессов в трехуровневых возбудимых средах и его программная реализация на языке Java / С. Д. Маковецкий // Тр. 10-го Юбилейного Междунар. форума «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке» / Харьков. нац. ун-т радиоэлектрон. – X., 2006. – С. 357.
27. Самоорганизация вихревых структур, медленные переходные процессы и ветвление динамически устойчивых состояний (мультистабильность) в детерминированных многочастичных активных системах: отчет о НИР «Структура» (заключительный) / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины; Д. Н. Маковецкий. – X., 2006. – Т. 1. – С. 256–275. – № 01.02U003139.
28. Маковецкий Д. Н. Нестационарные пространственные структуры, медленные переходные процессы и мультистабильность при слабой диффузии возбуждений в распределенных неравновесных системах с трехуровневыми активными центрами / Д. Н. Маковецкий // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2005. – 10, № 3. – С. 466–475.
29. Makovetskii D. N. Nonstationary Spatial Structures, Slow Transient Processes, and Multistability under Weak Diffusion of Excitations in the Distributed Nonequilibrium Systems with Active Three-Level Centers / D. N. Makovetskii // Telecommunications and Radioengineering. – 2006. – 65, N 13. – P. 1227–1245.
30. Makovetskii D. N. Self-Organized Rotating Spiral Autowaves in a Nonequilibrium Dissipative System of Three-Level Phaser / D. N. Makovetskii // 6th Intern. Kharkov Symp. "Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves - MSMW2007": proc. – Kharkov, 2007. – V. 2. – P. 16.
31. Маковецкий Д. Н. Конкуренция самоорганизованных вращающихся спиральных автоволн в неравновесной диссипативной системе с трехуровневыми активными центрами / Д. Н. Маковецкий // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2007. – 12, № 1. – С. 209–222.
32. Makovetskii D. N. Competition of Self-Organized Rotating Helical Autowaves in Nonequilibrium Dissipative System with Three-Level Active Centers / D. N. Makovetskii // Telecommunications and Radioengineering. – 2008. – 67, N 4. – P. 353–377.
33. Маковецкий Д. Н. Эволюция и динамическая стабилизация мезоскопических диссипативных структур (вращающихся автоволн) с кратными топологическими зарядами в трехуровневых возбудимых системах / Д. Н. Маковецкий // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2008. – 13, № 2. – С. 200–213.
34. Радченко И. В. Молекулярна фізика / И. В. Радченко. – X.: Вид-во ХДУ, 1959. – 538 с.
35. Свидзинский А. В. Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости / А. В. Свидзинский. – М.: Наука, 1982. – 312 с.
36. Makovetsky E. D. Peculiarities of Spontaneous Grating Formation in Light-Sensitive Waveguide Films Near a Magic Angle of Laser Beam Incidence / D. N. Makovetskii, V. K. Miloslavsky // Opt. Commun. – 2005. – 244, N 1–6. – P. 445–454.
37. Makovetsky E. D. Spontaneous Grating Formation in Thin Light-Sensitive AgCl-Ag Films at Linear P/S-Polarization of a Laser Beam / D. N. Makovetskii, V. K. Miloslavsky, L. A. Ageev // J. Optics A: Pure Appl. Optics. – 2005. – 7, N 7. – P. 324–332.
38. Thermally Stimulated Implantation of Nanoscaled Ag Particles Into a Quartz Glass Using a CO₂ Laser Beam / L. A. Ageev,

V. K. Miloslavsky, D. N. Makovetskii et al. // Functional Materials. – 2007. – 14, N 1. – P. 24–31.

D. N. Makovetskii

PECULIARITIES OF AUTOWAVE MOTIONS
IN BOUNDED EXCITABLE MEDIA CONTAINING
ACTIVE PARAMAGNETIC CENTERS

The paper is devoted to computer investigations of self-organized autowave motions in bounded nonequilibrium systems of the excitable type including, in particular, phasers with paramagnetic active centers (ACs). A feature of microscopic interaction between such ACs is the presence of not only local activation, but local inhibition of excitations (LIE), which influences essentially the mechanism of the self-organization of autowaves. The main attention is devoted to studying of the rotating spiral autowaves (RSAs) taking into account the LIE channels. It was shown that in a system with LIE the reverberator RSAs (containing dynamic cores) are dominating, and they depress the Wiener RSAs (containing dynamic cores). The phenomenon of the regeneration of reverberator RSA, which manifests itself in a form of a nonlinear «reflection» of RSA from the absorbing boundary of a medium, was revealed. The conditions at which the regeneration of RSA is accompanied by the self-induced inversion of the RCA's topological charge are found. The sliding mode of a RSA's core along the boundary of an active medium was observed for the first time. The mechanisms of these phenomena caused by the role of LIE in processes of the self-organization of RSAs are discussed.

Key words: self-organization, rotating spiral autowaves, three-level excitable media.

Д. М. Маковецкий

ОСОБЛИВОСТІ АВТОХВИЛЬОВИХ РУХІВ
В ОБМЕЖЕНИХ ЗБУДЖУВАНИХ
СЕРЕДОВИЩАХ З АКТИВНИМИ
ПАРАМАГНІТНИМИ ЦЕНТРАМИ

Робота присвячена комп'ютерному дослідженню самоорганізованих автохвильових рухів у обмежених нерівноважних системах збуджуваного типу, до яких належать, зокрема, фазери з парамагнітними активними центрами (АЦ). Особливістю мікроскопічних взаємодій між такими АЦ є наявність не тільки локальної активації, але й локального інгібування збуджень (ЛІЗ), що суттєво впливає на механізм самоорганізації автохвиль. Основну увагу приділено вивченню обертових спіральних автохвиль (ОСА) з урахуванням каналів ЛІЗ. Показано, що за наявності ЛІЗ ревербераторні ОСА (які мають динамічні ядра) домінують, руйнуючи вінерівські ОСА (які мають статичні ядра). Виявлено ефект регенерації ревербераторних ОСА, котрий проявляється у формі нелінійного «відбиття» ОСА від поглинаючої границі середовища. Знайдено умови, за яких регенерація ОСА супроводжується самоіндукованим оберненням знаку топологічного заряду ОСА. Вперше спостерігався ковзаючий режим руху ядра ОСА вздовж границі активного середовища. Обговорено можливі механізми цих явищ, зумовлені роллю ЛІЗ у процесах самоорганізації ОСА.

Ключові слова: самоорганізація, обертові спіральні автохвилі, трирівневі збуджувані середовища.

Рукопись поступила 08.06.11 г.