



ВЫНУЖДЕННАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ БЕГУЩИХ ВОЛН В АКТИВНОЙ СРЕДЕ В АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОМ И ВОЗБУДИМОМ РЕЖИМАХ

А.В. Слепнев, И.А. Шепелев, Т.Е. Вадивасова

Саратовский государственный университет

Исследуется модель одномерной активной среды с периодическими граничными условиями, элемент которой представляет собой осциллятор ФитцХью–Нагумо. Такая среда, в зависимости от значений параметров, может являться как возбудимой, так и автоколебательной. Периодические граничные условия обеспечивают существование режимов бегущих волн в возбудимом и автоколебательном случаях без внешних детерминированных или случайных воздействий. Исследуется воздействие, оказываемое на среду локальной периодической силой. Кроме непрерывной среды также рассматривается ее аналог, представляющий собой одиночный осциллятор ФитцХью–Нагумо с дополнительной цепочкой обратной связи, содержащей задержку во времени. Проведено сравнение эффектов синхронизации в возбудимом и автоколебательном режимах активной среды и ее аналога.

Ключевые слова: Автоколебательная среда, мультистабильность, пространственные структуры, синхронизация.

Введение

Исследование активных сред остается на сегодняшний день одним из актуальных направлений в нелинейной динамике. Особый интерес представляют возбудимые распределенные системы и среды, которые часто встречаются в задачах биофизики [1–5]. При некоторых условиях в возбудимых системах без внешнего воздействия могут наблюдаться незатухающие колебания, которые трудно отличить от соответствующих режимов в автоколебательных системах. Суть этих условий состоит в реализации возврата импульса возбуждения, возникшего в некотором элементе системы обратно к этому же элементу, в результате чего без внешнего сигнала вновь выполняются условия возбуждения. Примером могут служить спиральные волны в пространстве [6–10], а также одномерные бегущие волны, возникающие в возбудимой среде при реализации периодических граничных условий [3, 11–15]. Простей-

ший случай возникновения автоколебаний в детерминированной возбудимой системе – автоколебания двух взаимодействующих осцилляторов ФитцХью–Нагумо, связанных через цепочку с задержкой [16, 17].

Хотя указанные колебательные режимы в возбудимых системах хорошо известны, остается ряд неизученных вопросов. Прежде всего возникает вопрос, можем ли мы считать колебания в возбудимых системах разновидностью автоколебаний? Как известно, одним из фундаментальных свойств автоколебаний является частотная синхронизация, то есть захват характерных частот при внешнем воздействии или в результате взаимодействия систем [18]. Для возбудимых систем, колебания которых индуцируются шумом, в условиях когерентного резонанса было установлено явление стохастической синхронизации, которому посвящено большое количество публикаций [19–21]. При этом эффекты синхронизации детерминированных колебаний в возбудимых системах и средах остаются значительно менее изученными. Имеется ряд работ, посвященных управлению колебаниями с помощью внешних импульсов в моделях сердечной мышцы, представляющих собой распределенные возбудимые системы [22–24]. Из приведенных в них результатов видно, что локальное внешнее воздействие может изменять фазу колебаний и частоту следования импульсов возбуждения. Однако указанные работы не были направлены конкретно на изучение свойств синхронизации, в частности, не рассматривалось существование области синхронизации при вариации параметров воздействия. До настоящего времени неисследованным остается вопрос о том, имеются ли какие-либо особенности указанных колебаний в возбудимых системах по сравнению с колебаниями в распределенных системах и средах, состоящих из автоколебательных ячеек (автогенераторов), и не может ли реакция на внешний периодический сигнал служить средством диагностики характера исследуемой системы?

В настоящей работе приведены результаты численного моделирования одномерной среды, элемент которой представляет собой осциллятор ФитцХью–Нагумо [25, 26]. Такая среда, в зависимости от значений параметров, может являться как возбудимой, так и автоколебательной. Периодические граничные условия обеспечивают существование режимов бегущих волн в возбудимой среде без внешних детерминированных или случайных воздействий. Таким образом, в каждой точке среды реализуются стационарные колебания. Аналогичное поведение можно наблюдать и в автоколебательном режиме. Исследовалось воздействие, оказываемое на среду локальной периодической силой. Кроме непрерывной среды был также рассмотрен ее аналог, представляющий собой единичный осциллятор ФитцХью–Нагумо с дополнительной цепочкой обратной связи, содержащей задержку во времени. Использование данной модели позволяет существенно упростить численное моделирование и исследовать интересующие нас эффекты в большем объеме и при меньших затратах времени на вычисления.

Целью проведенных исследований является сравнение синхронизации среды, находящейся в возбудимом и в автоколебательном режимах. Мы постараемся дать ответ на вопрос, существуют ли качественные отличия эффектов синхронизации в двух указанных случаях.

1. Модель исследуемой среды

В качестве элементарной ячейки активной среды был выбран осциллятор ФитцХью–Нагумо, представляющий собой одну из простейших моделей нейрона [25,26],

$$\begin{cases} \varepsilon \frac{dx}{dt} = x - y - \alpha x^3, \\ \frac{dy}{dt} = \gamma x - y + \beta, \end{cases} \quad (1)$$

где $x = x(t)$, $y = y(t)$ – безразмерные вещественные динамические переменные; t – безразмерное время; α , β , γ , ε – управляющие параметры системы. Зафиксируем параметры $\alpha = 0.2$, $\gamma = 3$, $\varepsilon = 0.01$ и будем менять значение β . При $\beta \in [0; \beta_{cr})$ осциллятор находится в автоколебательном режиме, а при $\beta \in (\beta_{cr}; 5]$ – в возбужденном. Значение $\beta_{cr} \approx 3$ является бифуркационным и соответствует субкритической бифуркации Андронова–Хопфа.

Модель среды конструируется следующим образом. Объединим N осцилляторов (1) в одномерное кольцо и используем предельный переход $N \rightarrow \infty$, считая размер каждого элемента h_s в пределе бесконечно малым. Получаем следующие уравнения активной среды:

$$\begin{cases} \varepsilon \frac{\partial x}{\partial t} = x - y - \alpha x^3 + d \frac{\partial^2 x}{\partial s^2}, \\ \frac{\partial y}{\partial t} = \gamma x - y + \beta. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $x = x(s, t)$, $y = y(s, t)$, где s – безразмерная пространственная координата, d – коэффициент диффузии (характеризует взаимодействие соседних элементов). Граничные условия имеют вид

$$x(0, t) \equiv x(L, t), \quad y(0, t) \equiv y(L, t), \quad (3)$$

где L – длина системы (пространственный период). Уравнения (2) исследовались при фиксированных параметрах $\alpha = 0.2$, $\gamma = 3$, $\varepsilon = 0.01$, $d = 0.1$, $L = 100$, параметр β выбирался в диапазоне $[0; 5]$ в соответствии с требуемым режимом. Значение $\beta = \beta_{cr} \approx 3$, как и в одиночном осцилляторе (1), является бифуркационным и соответствует переходу элементов среды из автоколебательного режима в возбужденный.

При значениях параметров, указанных выше, в среде наблюдается явление мультистабильности – в зависимости от выбора начальных условий в ней сосуществуют бегущие волны, отличающиеся друг от друга длинами волн. Мультистабильность имеет место как в автоколебательном, так и в возбужденном режимах (рис. 1) [27]. Ведем номер моды n , равный целому числу длин волн n , укладывающихся на длине системы L . Будем отличать одну бегущую волну от другой по

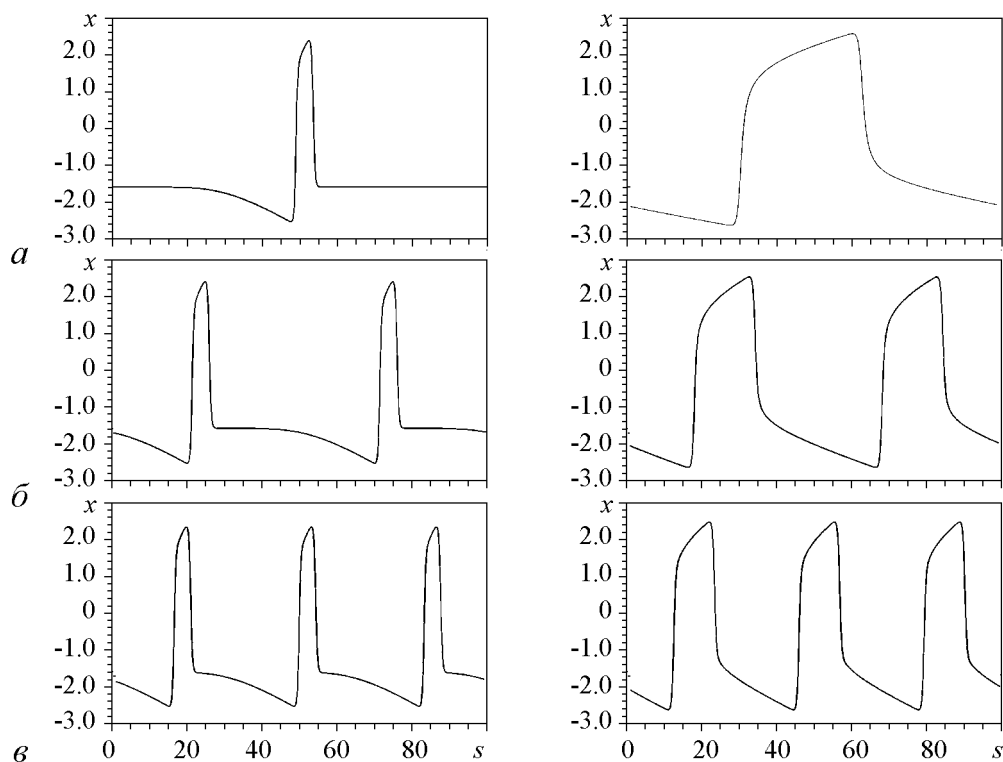


Рис. 1. Мультистабильность в активной среде в возбудимом (слева, $\beta = 4$) и автоколебательном (справа, $\beta = 2$) режимах. Пространственные профили бегущих волн $n = 1$ (а), $n = 2$ (б) и $n = 3$ (в)

номеру n . Следует отметить, что при взаимной связи элементов среды, которая предполагается в исследуемой модели (2), существуют две волны с одним и тем же номером n , которые отличаются направлением распространения. Поскольку свойства таких волн совершенно идентичны, будем рассматривать только моды, распространяющиеся слева направо. В автоколебательной среде (при $\beta < \beta_{cr}$) кроме бегущих волн существует режим однородных в пространстве колебаний, который в настоящей работе не рассматривается.

2. Одиночный осциллятор с запаздывающей обратной связью как аналог исследуемой системы

В качестве простого аналога активной среды в некоторых случаях удобно взять единственный осциллятор ФитцХью–Нагумо с цепью обратной связи, содержащей задержку во времени. Уравнения такой системы имеют вид

$$\begin{cases} \varepsilon \frac{dx}{dt} = x - y - \alpha x^3 + d[x(t - t_d) - x(t)], \\ \frac{dy}{dt} = \gamma x - y + \beta, \end{cases} \quad (4)$$

где t_d – время задержки. Модель (4) является полным аналогом однородной среды (2) при соответствующих значениях параметров, если время задержки выбрано равным

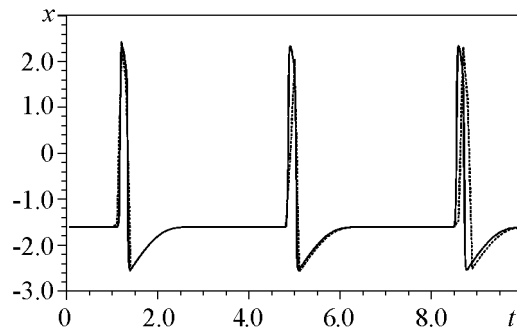


Рис. 2. Форма колебаний $x(t)$ моды $n = 1$ в среде (2) (сплошная линия) и в модели (4) (пунктирная линия) в возбудимом режиме при $\beta = 4$, $d = 0.1$

различные сосуществующие колебательные моды, которые очень хорошо соответствуют колебаниям, наблюдаемым в среде (2). Так, на рис. 2 приводится сравнение формы колебаний во времени для первой моды. Незначительные расхождения объясняются неточностью задания времени задержки, которое в численной схеме должно составлять целое число шагов интегрирования по времени. Важно также отметить, что в возбудимой среде различные волновые моды имеют одну и ту же фазовую скорость [27] и, соответственно, время задержки будет для них одинаково. В автоколебательном режиме фазовая скорость бегущих волн различна, и значение t_d будет зависеть от номера моды.

времени, в течении которого импульс возбуждения в (2) совершает полный оборот по кольцу

$$t_d = \frac{L}{v_{ph}} = nT, \quad (5)$$

где v_{ph} – фазовая скорость моды с номером n , а T – период колебаний данной моды во времени. Подбирая соответствующие начальные условия (соответствующую форму колебаний на интервале времени, равном t_d) можно полу-

3. Синхронизация колебаний при локальном внешнем гармоническом воздействии

Исследуем воздействие на среду внешней гармонической силы, приложенной к одному элементу среды (то есть в одной точке пространства). С учетом внешнего воздействия уравнения среды принимают вид

$$\begin{cases} \varepsilon \frac{\partial x}{\partial t} = x - y - \alpha x^3 + d \frac{\partial^2 x}{\partial s^2}, \\ \frac{\partial y}{\partial t} = \gamma x - y + \beta + C_0 \delta(s - s_0) \cos(\omega_{\text{ext}} t). \end{cases} \quad (6)$$

Здесь C_0 и ω_{ext} – амплитуда и частота гармонической силы, приложенной в точке s_0 . При численном моделировании функция Дирака заменяется на величину, обратную шагу Δs по пространству. Обозначим далее $C = C_0/\Delta s$. В силу симметрии системы, результаты не зависят от выбора точки s_0 . В проведенных расчетах полагалось $s_0 = 50$. Измерения средней частоты колебаний проводились в точке $s = 0$, что также не является принципиальным. Для трех устойчивых мод $n = 1, 2, 3$, обнаруженных в среде (6), были построены зависимости отношения средней частоты колебаний ω_{av} к частоте внешнего воздействия ω_{ext} от ω_{ext} при фиксированной амплитуде C .

Рассмотрим сначала случай возбудимой среды. Численное моделирование показало возможность захвата частоты для всех трех исследуемых мод в конечной области значений частоты воздействия. Области синхронизации были хорошо заметны

только при достаточно большом значении амплитуды ($C = 12$), что объясняется локальным характером воздействия. Однако при этом воздействие оставалось подпороговым, то есть не приводило к переходу элемента среды в точку s_0 в состояние возбуждения (рис. 3).

На рис. 4 приведены зависимости отношения частот от ω_{ext} , полученные для различных мод в различных режимах. Горизонтальные участки графиков, для которых отношение частот в преде-

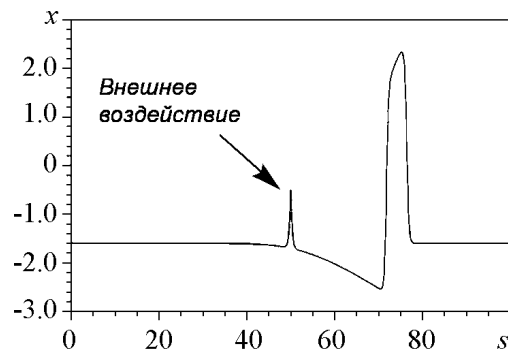


Рис. 3. Пространственный профиль волны $n = 1$ в возбудимой среде (6) при амплитуде воздействия $C = 12$, иллюстрирующий подпороговый характер воздействия

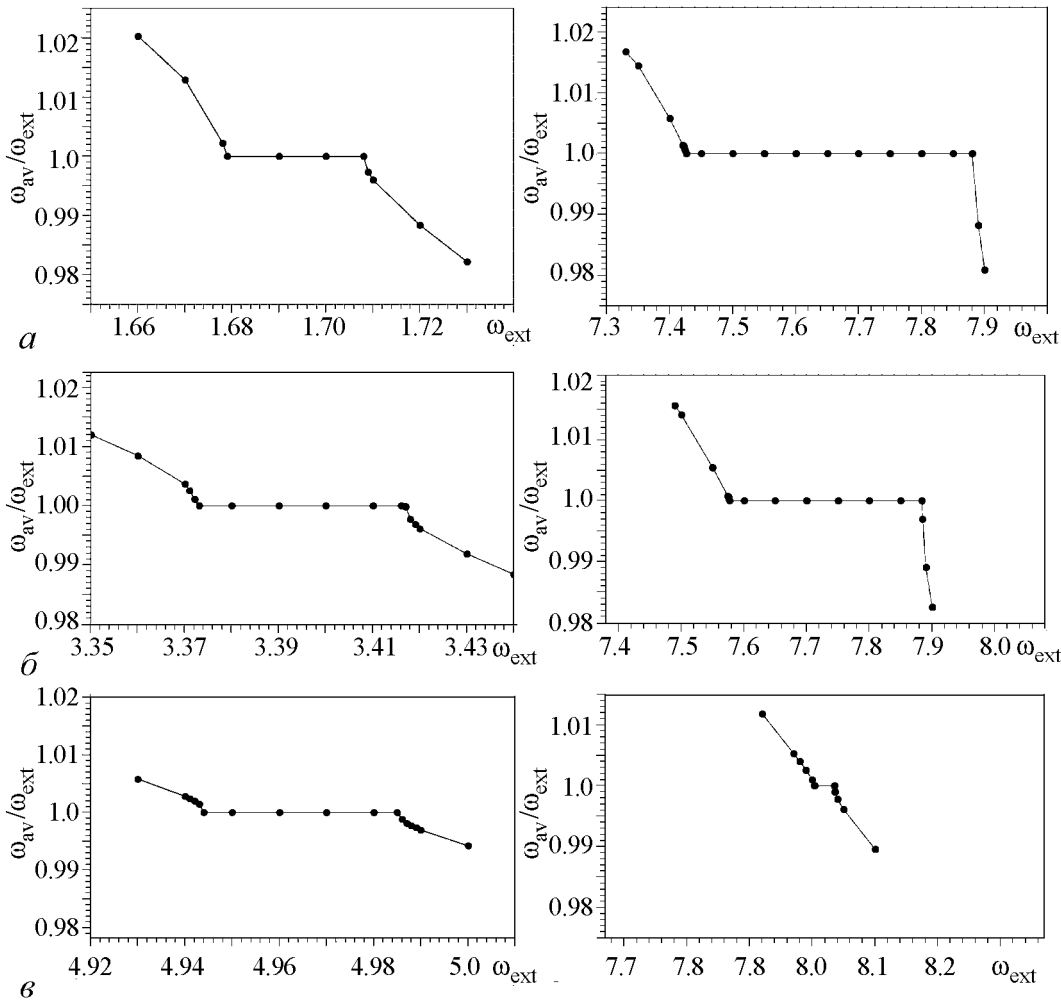


Рис. 4. Зависимости отношения частот $\omega_{\text{av}}/\omega_{\text{ext}}$ от частоты воздействия ω_{ext} в активной среде (6) в возбудимом (слева, $\beta = 4$) и автоколебательном (справа, $\beta = 2$) режимах, полученные при $C = 14$ для различных мод: $n = 1$ (а), $n = 2$ (б) и $n = 3$ (в)

лах численной ошибки равно единице, соответствуют области захвата на основной частоте. Можно видеть, что ширина области синхронизации в возбудимом режиме увеличивается с номером моды, в то время как в автоколебательном режиме она убывает, и наиболее широкая область соответствует $n = 1$, а не $n = 3$, как наблюдается в возбудимой среде. При этом ширина областей синхронизации в автоколебательном случае, в целом, на порядок больше, чем для возбудимой среды.

Установленные особенности эффектов синхронизации связаны с принципиально различным поведением элементов среды. В случае автоколебательной среды каждый элемент является автоколебательной системой (автогенератором) и обладает собственной частотой. Синхронизация системы в целом означает синхронизацию всех элементарных автогенераторов. При этом их фазы могут иметь достаточно сложное распределение и могут меняться вдоль кольца немонотонным образом. На пространственно-временной диаграмме колебаний в области синхронизации (рис. 5, *a*) можно наблюдать искажение фронта волны. Возникает участок, где волна движется в обратном направлении (меняется наклон светлой полосы, соответствующей бегущему импульсу). Изменения движения фронта волны позволяют автоколебательным элементам среды подстраиваться и менять частоту в соответствии с частотой воздействия в сравнительно широких пределах. В возбудимой среде отдельные элементы не являются автогенераторами, и говорить об их синхронизации нельзя. Синхронизация связана с системой в целом. Частота колебаний элементов возбудимой среды определяется временем, в течение которого импульс возбуждения пробегает по кольцу. Это время связано со скоростью движения импульса (фазовой скоростью бегущей волны). Вынужденная синхронизация означа-

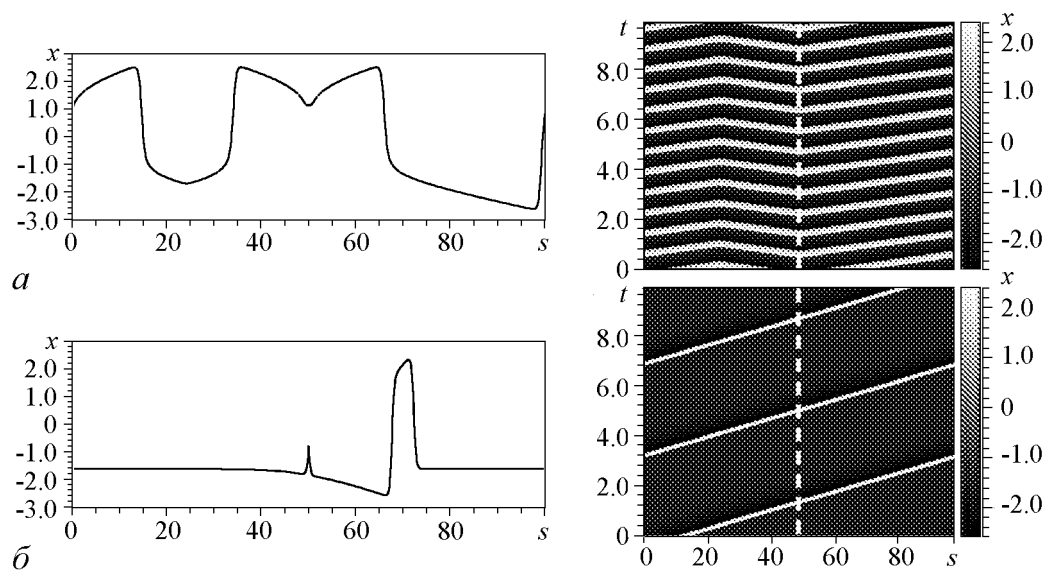


Рис. 5. Мгновенные пространственные профили (слева) и пространственно-временные диаграммы (справа) колебаний моды $n = 1$, полученные для системы (6) в области синхронизации при автоколебательном (*a*) и возбудимом (*б*) режимах. Значения параметров соответствуют рис. 4. Значение переменной x показано градациями тона (белый цвет соответствует максимуму, черный минимуму). Пунктирной линией отмечена точка пространства, к которой приложено внешнее воздействие

ет, что под действием внешней силы изменяется скорость движения импульса. Такие изменения оказываются возможны только в незначительных пределах. Причем, несмотря на локальный характер воздействия, скорость импульса остается одинаковой во всех точках пространства, о чем свидетельствуют прямые наклонные полосы на пространственно-временной диаграмме (рис. 5, б). В этом случае поведение волнового фронта в области синхронизации и вне её на диаграмме практически неразличимы.

Из тех же соображений можно объяснить и различную тенденцию в поведении мод при синхронизации автоколебательной и возбудимой среды. В автоколебательной среде колебания любой моды характеризуются практически одним и тем же периодом T_0 . Соответственно, при синхронизации на основном тоне, локальное возмущение для всех мод имеет период, близкий к T_0 , несмотря на то, что число волн (импульсов) в пространственном профиле растет с ростом номера моды n . В возбудимой среде частота колебаний пропорциональна номеру n и синхронное возмущение производится в n раз чаще. Таким образом, синхронизация коротковолновых мод в автоколебательной среде оказывается менее эффективной по сравнению с основной модой. Напротив, в возбудимой среде, в связи с ростом частоты синхронного воздействия, синхронизовать коротковолновые моды становится проще, чем моду $n = 1$.

Помимо уравнений среды (6) была исследована частотная синхронизация в модели осциллятора с задержкой (4), которая при внешнем гармоническом воздействии принимает вид

$$\begin{cases} \varepsilon \frac{dx}{dt} = x - y - \alpha x^3 + d [x(t - t_d) - x(t)], \\ \frac{dy}{dt} = \gamma x - y + \beta + C \cos(\omega_{\text{ext}} t). \end{cases} \quad (7)$$

Значения параметров модели (7) выбирались такими же как в (6) (за исключением амплитуды воздействия), а время задержки t_d рассчитывалось в соответствии с соотношением (5) на основании данных, полученных из численного интегрирования (2). Для трех колебательных мод в модели (7), соответствующих номерам $n = 1, 2, 3$, в среде в возбудимом режиме осциллятора ($\beta = 4$) время задержки было одним и тем же: $t_d \approx 3.72$. В автоколебательном режиме ($\beta = 2$) время задержки для различных мод несколько различалось и составляло $t_d \approx 0.844, 1.656, 2.350$ для первой, второй и третьей моды, соответственно.

Для трех мод в модели (7) были построены области синхронизации на плоскости параметров воздействия (ω_{ext}, C). Результаты, полученные в возбудимом и автоколебательном режиме представлены на рис. 6. Необходимо отметить тот факт, что при наличии локального воздействия среда перестает быть однородной и модель (7) уже не является полным аналогом (6). Однако, как можно видеть из представленных результатов, качественное соответствие поведения двух моделей полностью сохраняется. Наблюдаются те же закономерности синхронизации: области синхронизации в возбудимом режиме значительно уже, чем в автоколебательном, причем с ростом номера моды в возбудимом режиме они становятся шире, в то время как в автоколебательном режиме – сужаются.

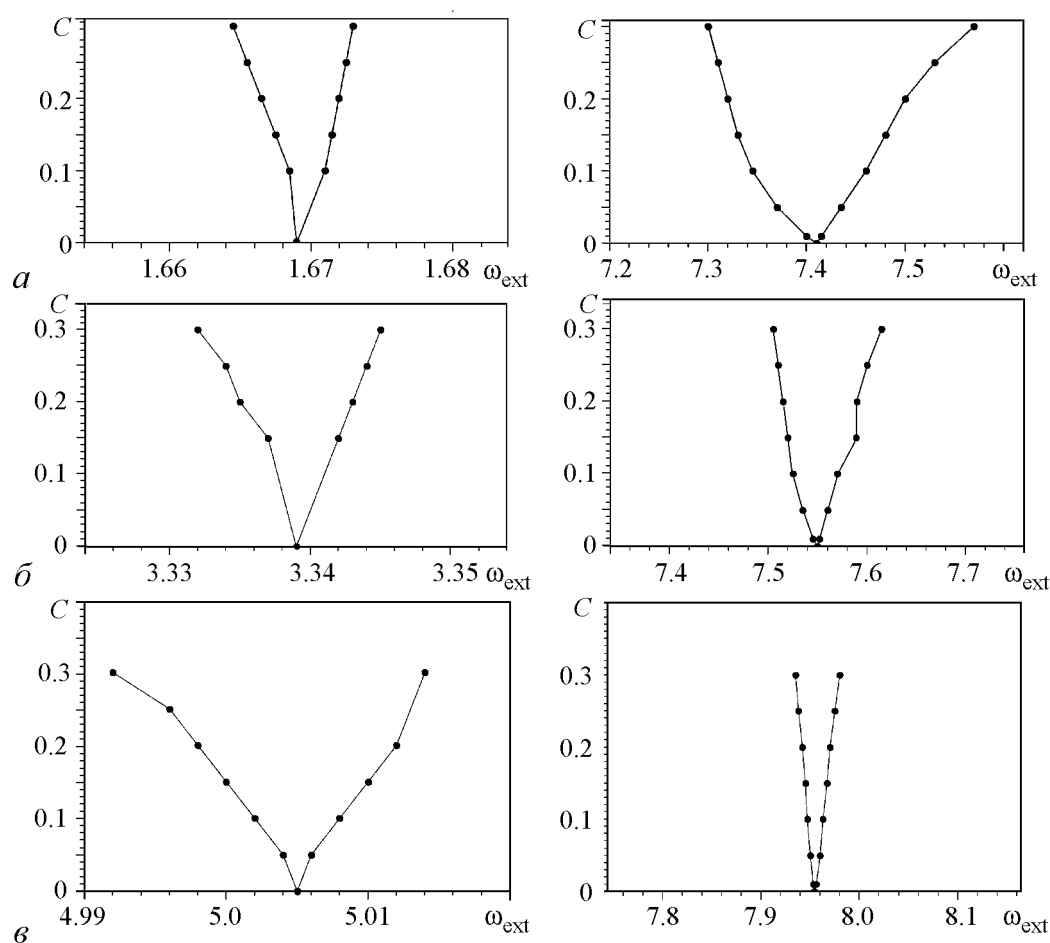


Рис. 6. Области синхронизации на плоскости параметров (ω_{ext}, C) для мод $n = 1$ (а), $n = 2$ (б) и $n = 3$ (е) в модели (7) при $\beta = 4$ (возбудимый режим, слева) и $\beta = 2$ (автоколебательный режим, справа)

Заключение

Проведенные исследования показали, что колебания, возникающие в детерминированной среде, составленной из возбудимых элементов, могут быть синхронизированы внешним воздействием в некоторой области частотных расстроек и, в этом смысле, могут рассматриваться как особый автоколебательный режим. То же самое относится к любым возбудимым системам, в которых колебания возникают не в результате шумового (или иного) внешнего воздействия, а вследствие дополнительных обратных связей (как, например, в модели (4)). Однако, при этом, были выявлены существенные отличия частотной синхронизации в возбудимой среде по сравнению с автоколебательной средой. Во-первых, области синхронизации в возбудимой среде значительно (в целом на порядок) уже, чем в автоколебательной. Во-вторых, что на наш взгляд особенно интересно, ширина областей синхронизации по-разному зависит от номера колебательной моды n : в возбудимой среде она растет с ростом n , а в автоколебательной, напротив, уменьшается. Данная особенность могла бы оказаться

полезной при установлении характера элементов среды в реальных экспериментах. Однако требуется показать, что она носит общий характер и не является чертой, присущей одной модели. Полагаем, что данный вопрос заслуживает дальнейшего исследования с использованием других моделей возбудимой среды.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ (код проекта 1008).

Библиографический список

1. *Wiener N., Rosenblueth A.* The mathematical formulation of the problem of conduction of impulses in a network of connected excitable elements, specifically in cardiac muscle // *Arch. Inst. Cardiol. Mexico.* 1946. Vol. 16. P. 205.
2. *Rinzel J., Keller J.D.* Traveling wave solutions of a nerve conduction equation // *J. Biophys.* 1973. Vol. 13. P. 1313.
3. *Winfree A.T.* The geometry of biological time. New York: Springer, 1980.
4. *Романовский Ю.М., Степанова Н.В., Чернавский Д.С.* Математическое моделирование в биофизике. М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003.
5. *Keener J., Sneyd J.* Mathematical physiology. New York: Springer, 1998.
6. *Winfree A.* Varieties of spiral wave behavior: An experimentalist's approach to the theory of excitable media // *Chaos.* 1991. Vol. 1, № 3. P. 303.
7. *Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С.* Основы теории сложных систем. М.-Ижевск: НИЦ «РХД», Институт компьютерных исследований, 2007.
8. *Bub G., Shrier A., Glass L.* Spiral Waves Break Hearts: New research stresses the importance of communication between cardiac cells. Inside Science News Services, 2005
9. *Pertsov A.M., Ermakova E.A., Panfilov A.V.* Rotating spiral waves in a modified FitzHugh–Nagumo model // *Phys. D.* 1984. Vol. 14. P. 117.
10. *Zaritski R.M., Pertsov F.M.* Stable Spiral structures and their interaction in two-dimensional excitable media // *Physical Review E.* 2002. Vol. 66, № 6. P. 066120(1–6).
11. *Jones K.R.T.* Stability of the traveling wave solution of the FitzHugh–Nagumo system // *Trans. Amer. Math. Soc.* 1984. Vol. 286. P. 431.
12. *Neu J.C., Preissig R.S. and Krassowska W.* Initiation of propagation in a one-dimensional excitable medium // *Phys. D.* 1997. Vol. 102. P. 285.
13. *Nagai Y., González H., Shrier A., Glass L.* Paroxysmal starting and stopping of circulating waves in excitable media // *Phys. Rev. Letters.* 2000. Vol. 84, № 18. P. 4248.
14. *Cytrynbaum E. and Keener J.P.* Stability conditions for the traveling pulse: Modifying the restitution hypothesis // *Chaos.* 2002. Vol. 12 P. 788.
15. *Alford J.G., Auchmuty G.* Rotating wave solutions of the FitzHugh–Nagumo equations // *J. Math. Biol.* 2006. Vol. 53, № 5. P. 797.

16. *Buric N., Todorovic D.* Dynamics of FitzHugh–Nagumo excitable systems with delayed coupling // *Phys. Rev. E.* 2003. Vol. 67. P. 066222.
17. *Schöll E., Hiller G., Hövel P., Dahlem M.A.* Time-delayed feedback in neurosystems // *Phil. Trans. R. Soc. A.* 2009. Vol. 367. P. 1079.
18. *Rosenblum M. G., Pikovsky A., Kurths J.* Synchronization—a universal concept in nonlinear sciences. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2001.
19. *Han S.K., Yim T.G., Postnov D.E., Sosnovtseva O.V.* Interacting coherence resonance oscillators // *Phys. Rev. Lett.* 1999. Vol. 83, № 9. P. 1771.
20. *Neiman A., Schimansky-Geier L., Cornell-Bell A., Moss F.* Noise-enhanced phase synchronization in excitable media // *Phys. Rev. Lett.* 1999. Vol. 83, № 23. P. 4896.
21. *Hu B., Zhou Ch.* Phase synchronization in coupled nonidentical excitable systems and array-enhanced coherence resonance // *Phys. Rev. E.* 2000. Vol. 61, № 2. P. R1001(1–4).
22. *Nomura T., Glass L.* Entrainment and termination of reentrant wave propagation in a periodically stimulated ring of excitable media // *Phys. Rev. E.* 1996. Vol. 53, № 6. P. 6353.
23. *González H., Nagai Y., Bub G., Glass L.* Resetting and annihilating reentrant waves in a ring of cardiac tissue: Theory and experiment // *Progress of Theor. Phys. Supplement.* 2000. Vol. 139. P. 83.
24. *Glass L., Nagai Y., Hall K., Talajic M., Natta S.* Predicting the entrainment of reentrant cardiac waves using phase resetting curves // *Phys. Rev. E.* 2002. Vol. 65. P. 021908(1–10).
25. *FitzHugh R.A.* Impulses and physiological states in theoretical models of nerve membrane // *Biophys. J.* 1961. Vol. 1. P. 445.
26. *Nagumo J.S., Arimoto S., Yoshizawa S.* An active pulse transmission line simulating nerve axon // *Proceedings of the Institute of Radio Engineers.* 1962. Vol. 50. P. 2061.
27. *Слепнев А.В., Вадивасова Т.Е.* Два вида автоколебаний в активной среде с периодическими граничными условиями // *Нелинейная динамика.* 2012. Т. 8, № 3. С. 497.

Поступила в редакцию 6.12.2013
После доработки 14.02.2014

EXTERNAL SYNCHRONIZATION OF TRAVELING WAVES IN AN ACTIVE MEDIUM IN SELF-SUSTAINED AND EXCITABLE REGIME

A. V. Slepnev, I. A. Shepelev, T. E. Vadivasova

National Research Saratov State University

The model of a one-dimensional active medium, which cell represents FitzHugh–Nagumo oscillator, is studied with periodical boundary conditions. Such medium can be either self-oscillatory or excitable one in dependence of the parameters values. Periodical boundary conditions provide the existence of traveling wave regimes both in excitable and

self-oscillatory case without any deterministic or stochastic impacts. The local periodic force influence on the medium is under study. In addition to the uniform medium study the single FitzHugh–Nagumo oscillator with complementary time-delayed feedback is considered. The comparison of synchronization effects in excitable and self-oscillatory regimes of the active medium and its analogue is carried out.

Keywords: Self-oscillatory medium, multistability, spatial structures, synchronization.



Слепнев Андрей Вячеславович – родился в 1987 году в Саратове, окончил физический факультет Саратовского государственного университета по специальности «радиофизика и электроника» (2009). В 2011 году получил в СГУ степень магистра физики по направлению «Физика». Аспирант кафедры радиофизики и нелинейной динамики. Научные интересы: динамика распределенных систем, пространственные структуры, влияние случайного воздействия на динамику нелинейных систем.

410012 Саратов, Астраханская, 83
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: a.v.slepnev@gmail.com



Шепелев Игорь Александрович – родился в Саратове (1989), окончил физический факультет Саратовского государственного университета по специальности «радиофизика и электроника» (2012), в настоящее время обучается в магистратуре. Научные интересы: численный эксперимент, математическое моделирование, активные среды, распределенные системы, влияние случайного воздействия на динамику нелинейных систем.

410012 Саратов, Астраханская, 83
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: igor_sar@li.ru



Вадивасова Татьяна Евгеньевна – родилась в 1958 году. Окончила физический факультет Саратовского государственного университета (1981), доктор физико-математических наук. В настоящее время – профессор кафедры радиофизики и нелинейной динамики физического факультета СГУ. Научные интересы сосредоточены в области нелинейной динамики: эффекты синхронизации в ансамблях хаотических осцилляторов, явление фазовой мультистабильности взаимодействующих хаотических систем, свойства различных типов нерегулярных аттракторов, статистические характеристики динамического хаоса, роль флуктуаций в нелинейных системах и др. Автор более 60 публикаций в отечественной и зарубежной печати, включая 3 монографии.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: vadivasovate@yandex.ru