Труды XXV научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНЫХ КОЛЕБАНИЙ»

Председатель – В.В. Матросов, секретарь – Н.С. Ковалева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

СОЛИТОННЫЕ ХИМЕРНЫЕ РЕЖИМЫ В СИСТЕМЕ НЕЛОКАЛЬНО СВЯЗАННЫХ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ДИФФУЗИЕЙ СРЕДНЕГО ПОЛЯ

М.И. Болотов[1], Д.И. Болотов[1], Л.А. Смирнов[1, 2], Г.В. Осипов[1], А.С. Пиковский[3, 1]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] Институт прикладной физики РАН
[3] Потсдамский университет, Германия

В данной работе описан класс солитонных химерных режимов в ансамбле нелокально связанных идентичных фазовых осцилляторов с диффузией среднего поля. Описана процедура поиска солитонных химер как гомоклинических траекторий вспомогательной системы обыкновенных дифференциальных уравнений третьего порядка.

Рассмотрим модель нелокально связанных идентичных фазовых осцилляторов, расположенных равномерно на отрезке длины L с периодическими граничными условиями на концах:

$$\partial_t \varphi(x,t) = \omega + \mathrm{Im}\left[e^{-i(\varphi(x,t)+\alpha)} H(x,t)\right], \tag{1}$$

где x – координата точки в одномерной пространственной среде, $\varphi(x,t) -$ фаза точки x в момент времени t, ω – собственная частота осцилляторов, $H(x,t) -$ комплексное поле, действующее на элемент среды в точке x, динамика которого задается уравнением:

$$\tau \partial_t H(x,t) = \partial_{xx}^2 H(x,t) - H(x,t) + e^{i\varphi(x,t)}. \tag{2}$$

Данное поле $H(x,t)$ определяет нелокальное взаимодействие в среде. Параметр τ задаёт временной масштаб распространения взаимодействия в среде, параметр $\alpha -$ фазовый сдвиг [1].

С помощью процедуры усреднения по пространству можно определить локальный параметр порядка $Z(x,t) = \lim_{\delta\to 0} \frac{1}{2\delta}\int_{x-\delta}^{x+\delta} e^{i\varphi(\tilde{x},t)}\, d\tilde{x}$, представляющий собой непрерывную комплексную функцию координаты x и времени t и удовлетворяющий неравенству $|Z(x,t)| \le 1$. В случае $|Z(x,t)| = 1$ все осцилляторы в окрестности точки x синхронизированы по фазе. При выполнении условия $0 < |Z(x,t)| < 1$ принято говорить, что наблюдается режим частичной синхронизации, при $|Z(x,t)| = 0$ – полностью асинхронный режим. Используя подход, предложенный Оттом и Антонсеном [2], можно записать динамические уравнения относительно комплексных полей $Z(x,t)$ и $H(x,t)$:

$$\begin{gathered} \partial_t Z = i\omega Z + (e^{-i\alpha} H - e^{i\alpha} H^* Z^2)/2, \\ \tau \partial_t H = \partial_{xx}^2 H - H + Z \end{gathered} \tag{3}$$

с периодическими граничными условиями, задаваемыми равенствами:

$$H(0,t) = H(L,t), \quad \partial_x H(0,t) = \partial_x H(L,t). \tag{4}$$

Таким образом, для анализа динамических режимов в среде фазовых осцилляторов (1), (2) можно рассматривать как динамику ансамбля осцилляторов, так и эволюцию комплексных полей $Z(x,t)$ и $H(x,t)$, задаваемых системой дифференциальных уравнений (3) с граничными условиями (4).

Интересующие нас солитонные химерные режимы будем искать в классе стационарных равномерно вращающихся решений системы (3):

$$Z(x,t) = z(x)e^{i(\omega+\Omega)t},\ H(x,t) = h(x)e^{i(\omega+\Omega)t}, \tag{5}$$

где Ω – параметр, определяющий частоту вращения. Для их поиска подставим выражение (5) в систему (3). Получим систему относительно функций $z(x)$ и $h(x)$:

$$2i\Omega z = e^{-i\alpha}h - e^{i\alpha}h^* z^2, \tag{6}$$

$$h'' - (1 + i\tau(\omega + \Omega))h = -z. \tag{7}$$

Здесь штрихом обозначена производная по пространственной координате x. Разрешая уравнение (6) относительно z, возьмём одно из его решений:

$$z = -e^{i\beta}\left(\Omega + \sqrt{\Omega^2 - |h|^2}\right)/h^*, \tag{8}$$

где $\beta = \frac{\pi}{2} - \alpha$. Подставляя (8) в (7), мы получаем обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка относительно комплексной функции $h(x)$:

$$h'' - (1 + i\tau(\omega + \Omega))h = e^{i\beta}\left(\Omega + \sqrt{\Omega^2 - |h|^2}\right)/h^*. \tag{9}$$

В рассматриваемом стационарном (во вращающейся системе координат) случае выражения периодических граничных условий (4) принимаю вид: $h(0) = h(L)$ и $h'(0) = h'(L)$. Представим комплексную величину $h(x)$ в форме:

$$h(x) = r(x)e^{i\theta(x)}, \tag{10}$$

где $r(x)$ и $\theta(x) -$ вещественные функции. Дополнительно будем предполагать, что $r(x)$ может принимать и отрицательные значения. В этом случае $\theta(x)$ не будет совершать $\pm\pi$ скачки в точках, где $r(x) = 0$, сохраняя свою гладкость в этих точках. Заметим, что функции $Z(x,t)$ и $H(x,t)$, а следовательно, $z(x)$ и $h(x)$ определены с точностью до фазового сдвига. Таким образом, можно положить, что $\theta(0) = 0$.

Подставим (10) в (9), введем новую переменную $q = r^2\theta'$ и приравняем вещественную и комплексную части получившегося выражения к нулю, тогда приходим к системе обыкновенных дифференциальных уравнений третьего порядка:

$$r'' = r + \frac{q^2}{r^3} + \frac{\Omega}{r}\cos\beta - \frac{\sqrt{r^2-\Omega^2}}{r}\sin\beta, \tag{11}$$

$$q' = \tau(\omega + \Omega)r^2 + \Omega\sin\beta + \sqrt{r^2 - \Omega^2}\cos\beta, \tag{12}$$

где $|r(x)| \geq |\Omega|$, в области синхронной динамики осцилляторов, и

$$r'' = r + \frac{q^2}{r^3} + \frac{\Omega+\sqrt{\Omega^2-r^2}}{r}\cos\beta, \tag{13}$$

$$q' = \tau(\omega + \Omega)r^2 + (\Omega + \sqrt{\Omega^2 - r^2})\sin\beta, \tag{14}$$

где $|r(x)| \leq |\Omega|$, в области частично синхронной динамики осцилляторов.

Гомоклиническая траектория в фазовом пространстве системы (11) – (14) будет определять солитонное химерное решение с $r \to 0$ при $x \to \pm\infty$. Линеаризуя (11) – (14) в окрестности нуля, можно показать, что выбирая начальные условия в виде

$$r(0) = \varepsilon, r'(0) = \varepsilon\left(1 - \frac{\sin\alpha}{2|\Omega|}\right)^{1/2}, q(0) = 0 \tag{15}$$

и варьируя параметр ε, возможно построить данную траекторию с любой степенью близости к нулю.

На рисунке 1 изображен пример гомоклинической траектории в фазовом пространстве (r, r', q) системы (11) – (14) (фрагмент а) и бифуркационная диаграмма для солитонных химерных режимов для $\omega = 0.0$, $\tau = 0.5$ (фрагмент б) относительно параметра α. Синяя и красные кривые на фрагменте (а) обозначают части гомоклинической траектории, построенные в прямом и обратном времени, соответственно. Синяя кривая на фрагменте (б) показывает значение параметра $|\Omega|$ (полые маркеры – устойчивые структуры, пустые маркеры – неустойчивые), черная кривая – соответственные значения $r_{\max}$ для солитонных химерных режимов, зеленая пунктирная линия – значения параметра $|\Omega|$ для пространственно-однородного частично синхронного режима, рождающегося вместе с солитонным химерным режимом из полностью асинхронного состояния при $\alpha = \alpha^*$. Видно, что существует интервал значений параметра α,

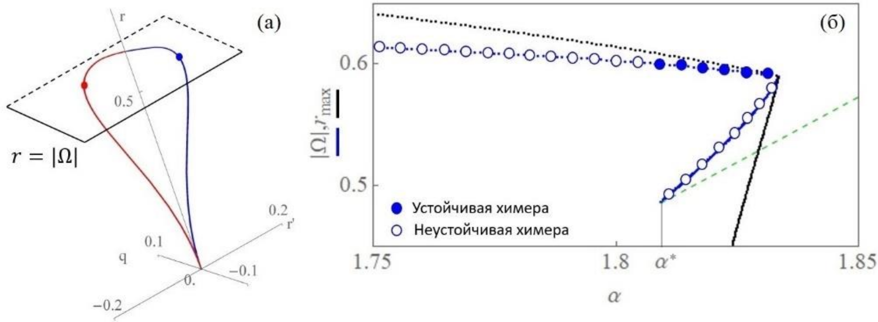


Рис. 1

где может реализовываться устойчивый солитонный химерный режим, когда малая устойчивая группа синхронных осцилляторов может существовать на асинхронном фоне в среде фазовых осцилляторов большой длины (см. рис. 2).

В данной работе был исследован на существование и устойчивость класс стационарных солитонных химер в системе нелокально связанных фазовых осцилляторов с диффузией среднего поля.

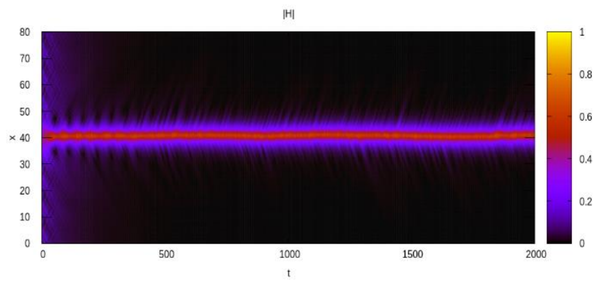


Рис. 2

Работы выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект 17-12-01534). Анализ устойчивости проведен при поддержке РФФИ (проект 19-52-12053).

[1] Smirnov L.A., Osipov G.V., Pikovsky A. // J. Phys. A 2017. Vol. 50. P. 08LT01.
[2] Ott E., Antonsen T.M. // Chaos. 2008. Vol. 18. P. 037113.

ДИНАМИКА ИСКУССТВЕННОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ В МОДЕЛИРОВАНИИ ЗАДАЧИ КОНТЕКСТНО-ЗАВИСИМОГО ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЯ

П.А. Клюшенкова[1)], О.В. Масленников[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Институт прикладной физики РАН

Искусственные нейронные сети являются важным инструментом машинного обучения. Помимо мощных методов анализа данных, ИНС в применении к задачам нейробиологии предоставляют новые подходы к построению моделей сложного поведения, нейронной активности, а также для исследования оптимизации нейронных систем способами, для которых традиционные модели не предназначены.

В настоящей работе рассмотрено применение методов глубокого обучения для решения задачи контекстно-зависимого выбора, а также возможность проекции параметров обученной сети на спайковую сеть для успешного решения той же задачи.

При использовании метода обучения с учителем, применяющегося в данной работе, система обучается ставить в соответствие каждому элементу из входного набора данных $\{x^{(i)}\}$, i = 1,…, N определенный выход $y_{target}^{(i)}$. Обучение сети производится за счет минимизации функции ошибки. Для решения этой задачи существует ряд методов глубокого обучения, среди которых один из распространенных – метод стохастического градиентного спуска.

Одной из фундаментальных архитектур ИНС является рекуррентная нейронная сеть, способная обрабатывать информацию во времени.

Модель, использующаяся в работе, состоит из N элементов, связанных между собой, и задается следующим образом:

$$\boldsymbol{\tau}^d \circ \frac{d\boldsymbol{x}}{dt} = -\boldsymbol{x} + W^{rate}\boldsymbol{r}^{rate} + \boldsymbol{I}_{ext}, \tag{1}$$

где $\boldsymbol{\tau}^d \in \mathbb{R}^{1\times N}$ – время затухания синаптического тока для N элементов системы,
$\mathbf{x} \in \mathbb{R}^{1\times N}$ – аналог мембранного потенциала,
$W^{rate} \in \mathbb{R}^{N\times N}$ – матрица синаптических связей системы,
$\boldsymbol{r}^{rate} \in \mathbb{R}^{1\times N}$ – оценка частоты активации каждого элемента системы, получаемая путем поэлементного применения нелинейной передаточной функции к переменной синаптического тока:

$$r_i^{rate} = \phi(x_i), \tag{2}$$

В качестве функции активации была использована сигмоида:

$$\phi(x) = \frac{1}{1 + exp(-x)}, \tag{3}$$

Внешний ток I_{ext} складывался из внешнего стимулирующего сигнала, подающийся в сеть с использованием матрицы связи W_{in}, и белого Гауссового шума:

$$\boldsymbol{I}_{ext} = W_{in}\boldsymbol{u} + \mathcal{N}(0, 0.01). \tag{4}$$

Где u – изменяющийся во времени входной сигнал ($u \in \mathbb{R}^{N_{in}\times 1}$)
W_{in} – Гауссова случайная матрица с нулевым средним и единичной дисперсией,

N_{in} – число входных сигналов, варьирующееся в зависимости от задачи,
$\mathcal{N}(0, 0.01)$ – белый Гауссовский шум с нулевым средним и дисперсией 0,01.

Выходной сигнал сети в момент времени t вычисляется следующим образом:

$$o^{rate}(t) = W_{out}^{rate} \boldsymbol{r}^{rate}(t). \tag{5}$$

Где W_{out}^{rate} вектор выходных весов ($W_{out}^{rate} \in \mathbb{R}^{1\times N}$).

Отличия моделей спайковых нейронов от частотных, связанные с учетом эволюции внутреннего состояния нейрона во времени, осложняют распространение на них математически обоснованных методов обучения, применимых к частотным нейронным сетям. В настоящей работе продемонстрировано применение метода трансляции параметров из обученной частотной сети в спайковую.

Модель спайковой сети, используемая в работе представлена ниже:

$$\tau_m \frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = -\boldsymbol{v} + W^{spk} \boldsymbol{r}^{spk} + I_{ext}, \tag{6}$$

Где $\tau_m = 10$мс - постоянная времени мембраны,
$\boldsymbol{v} \in \mathbb{R}^{1\times N}$ – переменная мембранного напряжения,
$W^{spk} \in \mathbb{R}^{N\times N}$ – матрица связей между элементами сети,
$\boldsymbol{r}^{spk} \in \mathbb{R}^{1\times N}$ – последовательность спайков, отфильтрованная синаптическим фильтром.

$$\begin{gathered} \frac{dr_i^{spk}}{dt} = -\frac{r_i^{spk}}{\tau_i^d} + s_i \\ \frac{ds_i}{dt} = -\frac{s_i}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_r \tau_i^d} \sum_{t_i^k < t} \delta\left(t - t_i^k\right). \end{gathered} \tag{7}$$

Где τ_i^d – время затухания синаптического тока для i-го элемента,
τ_r время нарастания синаптического тока.
Последовательность импульсов, создаваемая элементом i, представлена как сумма δ-функций, где t_i^k относится к k-му спайку, испускаемому i-м элементом.

Сигнал на выходе спайковой сети:

$$o^{spk}(t) = W_{out}^{spk} \boldsymbol{r}^{spk}(t). \tag{8}$$

При переносе параметров спайковая сеть инициализируется так, чтобы иметь ту же топологию, что и частотная. Входная матрица весов (W_{in}) и константы времени синаптического распада ($\boldsymbol{\tau}^d$) передаются в сеть без каких-либо изменений. Рекуррентная матрица связности (W^{rate}) и веса выходного слоя (W_{out}^{rate}) масштабируются. Предполагается линейная связность между весовыми коэффициентами в матрицах связи частотной и спайковой сети:

$$W^{spk} = \lambda W^{rate}. \tag{9}$$

Задача контекстно-зависимого выбора была описана группой ученых во главе с Валерио Манте в 2013 году [5]. Эксперимент заключался в обучении двух макак выполнять задачу по разделению восприятия на одном и том же наборе зрительных стимулов в зависимости от контекста. Обезьяны были проинструктированы контекстным сигналом различать преобладающее направление движения или преобладающий цвет зрительно предъявляемого облака точек и сообщать о своем выборе с помощью саккады одной из двух визуальных целей.

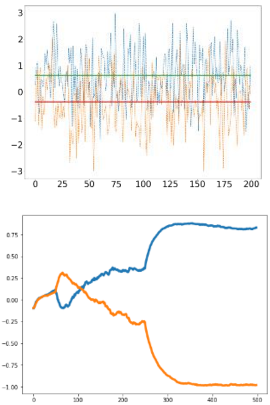
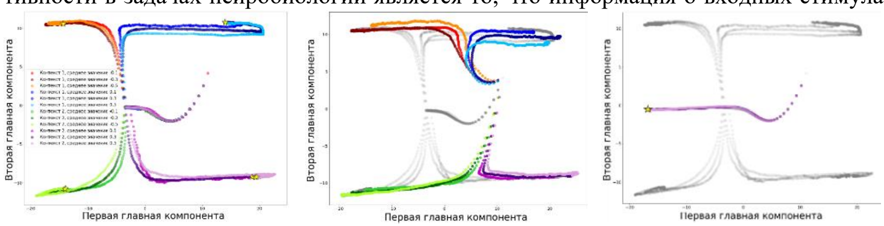


Рис. 1

Для моделирования этой задачи далее в данной работе используется рекуррентная нейронная сеть. Данные о цвете и движении представляются двумя потоками нормально распределенных шумных сигналов, подающихся на вход сети. Средние значения этих сигналов соответствуют средней силе движения и преобладающему цвету в данном испытании и для простоты имеют различные знаки для различных направлений движения/цветов (рис. 1 б). Контекстный вход принимает одно из двух значений (0 или 1), которые инструктируют сеть различать либо движение, либо цветовой ввод. Сеть была обучена определять знак среднего значения выбранного контекстом входного сигнала, выдавая выходное значение $y_{target}^{(i)} = sign(\langle x_t^{(i)} \rangle_t)$, стремящееся к +1 в случае положительного среднего входного сигнала, и к -1 в обратном случае (рис. 1).

Для исследования динамики обученной сети применялся метод главных компонент. Результаты проецирования усредненной по реализациям сетевой активности приведены на рис. 2а. Можно видеть, что проекции разделяются по значению контекста и знаку среднего значения на 4 группы. До подачи входного импульса, система является автономной и стремится к состоянию равновесия, показанному на рис. 2в. В интервале подачи входного стимула траектория стремится, в зависимости от контекста и среднего значения сигнала, к одному из состояний равновесия неавтономной системы (рис. 2б). После выключения входного сигнала в системе существует два состояния равновесия для каждого из контекстов. Подача входного воздействия однозначно определяет, в бассейн притяжения какого из аттракторов попадет траектория. По этому аттрактору можно распознать контекст и знак входного сигнала.

Существенным недостатком метода главных компонент для анализа сетевой активности в задачах нейробиологии является то, что информация о входных стимулах



а б в

Рис. 2

и ответах не принимается во внимание. Для решения этой проблемы далее в работе был использован метод разъединенных главных компонент, который разбивает популяционную активность на несколько компонентов, выявляющих зависимость от параметров задачи, таких как стимулы и ответы.

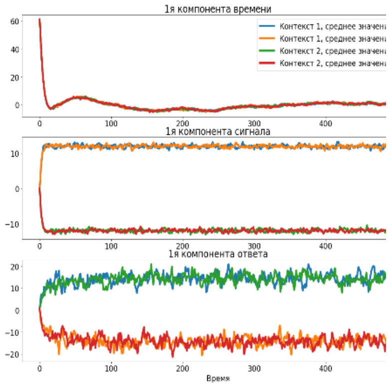


Рис. 3

На рис. 3 представлены результаты применения метода разъединенных главных компонент. На рис. 3а представлена первая компонента, независящая от условий. Независимость этой компоненты от параметров задачи объясняет то, что значения, отображенные на графике близки для каждой из четырех подгрупп. рис. 3б иллюстрирует первые компоненты стимула. Этот график наглядно отображает цель метода разъединенных главных компонент по разделению параметров задачи. Видно, что компоненты для одинаковых контекстов близко перекрываются.

В ходе работы подходы глубокого обучения были применены для построения РНС, моделирующей когнитивную задачу контекстно-зависимого выбора. На основе обученной частотной сети построена спайковая рекуррентная нейронная сеть, способная решать ту же задачу. Для анализа динамики сетей применены метод главных компонент и метод разъединенных главных компонент. Наблюдался выход системы на один из четырех аттракторов в зависимости от параметров входного сигнала, по этому аттрактору можно распознать контекст и знак входного сигнала.

[1] Kandel E.R., Schwartz J.H., Jessell T.M. Principles of Neural Science // Neurology /, 2000. Vol. 4, № 22. P. 1414.
[2] Devlin J., Chang M.-W. , Lee K., Toutanova K. Bert: Pre-training of deep bidirectional transformers for language understanding. // arXiv preprint arXiv.1810.04805. 2018.
[3] Britten K. H., Shadlen M. N., Newsome W. T., Movshon J. A. The analysis of visual motion: a comparison of neuronal and psychophysical performance. // Journal of Neuroscience. 1992. № 12. C. 4745–4765.
[4] Roitman J. D. and Shadlen M. N. Response of neurons in the lateral intraparietal area during a combined visual discrimination reaction time task. // J. Neurosci. 2002. № 22. C. 9475–9489.
[5] Mante V., Sussillo D., Shenoy K. V., Newsome W. T., Context-dependent computation by recurrent dynamics in prefrontal cortex. // Nature. 2013. № 503. C. 78–84.

ЕМКОСТЬ РАБОЧЕЙ ПАМЯТИ СПАЙКОВОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

Н.С. Ковалева, В.В. Матросов, М.А. Мищенко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Рабочая память – это ограниченная по емкости часть памяти человека, которая сочетает в себе временное хранение и манипулирование информацией. В парадигме с отсроченным ответом, кратко представляемый стимул должен сохраняться в течение нескольких секунд до выполнения задачи. В течение этого периода наблюдается усиленная активность нейронов, которая считается нейрональным коррелятом рабочей памяти [1].

Предполагается, что образ поддерживается рабочей памятью за счет кратковременного усиления связей внутри нейронной сети, активированной стимулом. Усиление связей вызвано повышенным уровнем остаточного кальция в пресинаптических терминалях нейронов, которые кодируют этот элемент. Действие такого механизма исследовано с помощью рекуррентной сети нейронов - пороговых интеграторов.

Сеть состоит из N_E возбуждающих и N_I тормозных нейронов. Подпороговая динамика деполяризации описывается уравнением:

$$\tau_m \dot{V_i} = V_r - V_i + I_i^{(rec)}(t) + I_i^{(ext)}(t), \qquad (1)$$

где $i = 1, N_E + N_I$ - номер нейрона, τ_m – постоянная времени мембраны, $I_i^{(ext)}$ – внешний ток. Каждый раз, когда деполяризация достигает определенного порога θ (т.е. $V_i(t) \geq \theta$), нейрон генерирует импульс и становится невосприимчивым в течение рефрактерного периода τ_{arp}, затем снова восстанавливается со значения потенциала V_r.

Рекуррентный ток $I_i^{(rec)}(t)$ – сумма постсинаптического тока от всех других нейронов, связанных с нейроном i:

$$I_i^{(rec)}(t) = \sum_j \widehat{J_{ij}}(t) \sum_k \delta\left(t - t_k^{(j)}\right), \qquad (2)$$

где $\widehat{J_{ij}}(t)$ – мгновенная эффективность синапса, соединяющего нейрон j с нейроном i; t_k – все времена импульсов (j) пресинаптического нейрона j.

Уравнения синаптической пластичности:

$$\begin{aligned} \dot{u}_j(t) &= \frac{U - u_j(t)}{\tau_F} + U[1 - u_j(t)] \sum_k \delta(t - t_k^{(j)}), \\ \dot{x}_j(t) &= \frac{U - x_j(t)}{\tau_D} + u_j(t) x_j(t) \sum_k \delta(t - t_k^{(j)}) \end{aligned} \qquad (3)$$

где u – синаптическая эффективность, x – синаптический ресурс, τ_F – время восстановления уровня кальция, τ_D - время восстановления нейропередатчиков.

Мгновенная эффективность синапса:

$$\widehat{J_{ij}}(t) = J_{ij} u_j(t) x_j(t), \qquad (4)$$

где J_{ij} – абсолютная синаптическая эффективность связи между возбуждающими нейронами. Для остальных нейронных связей - $\widehat{J_{ij}} = J_{ij}$.

Внешние токи моделируются как гауссовский белый шум:

$$I_i^{(ext)}(t) = \mu_{ext} + \sigma_{ext}\eta_i(t) \tag{5}$$

при $\langle\eta_i(t)\rangle = 0$, $\langle\eta_i(t)\,\eta_j(t')\rangle = \delta_{ij}\delta(t - t')$, так что μ_{ext} и σ_{ext}^2 являются соответственно средним значением и дисперсией внешних токов.

Проведено математическое моделирование динамики сети, состоящей из 1000 нейронов. Сеть содержит 8 кластеров, в каждом из которых содержится 70 возбуждающих нейронов (1-560 нейроны), 20% сети – тормозные нейроны (801-1000 нейроны), остальные элементы сети – возбуждающие нейроны, не входящие в кластеры, вероятность установления синаптического контакта – 20%. На рис. 1 показана динамика сети в зависимости от времени при τ_F = 1500 мс и τ_D =200 мс, где каждая точка обозначает возникновение спайка на определенном нейроне. Для каждого кластера синим цветом изображены графики изменения средних значений синаптической эффективности u в кластерах, красным – изменения средних значений синаптического ресурса x в кластерах.

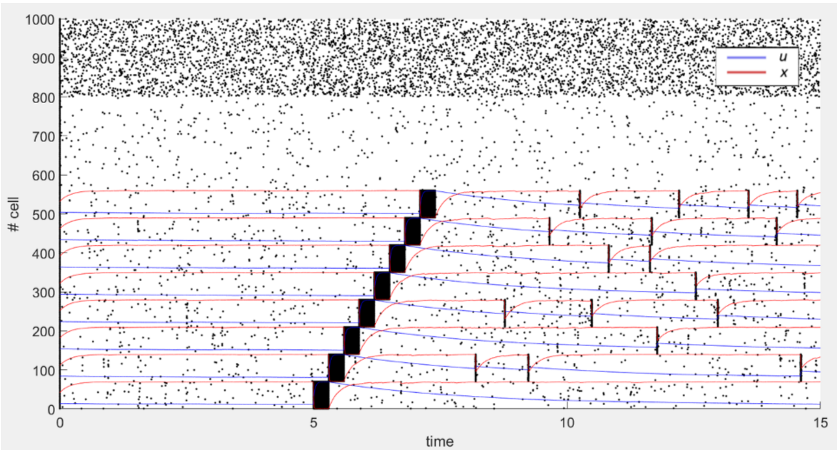


Рис. 1

Рассмотрено влияние параметров модели рабочей памяти сети на основе спайковых нейронных сетей на воспроизведение эффекта сохранения образов памятью. Отмечено, что достижение данного эффекта возможно при соблюдении баланса параметров сил связей и фонового воздействия, при этом все соотношения важны. Небольшое изменение значений параметров может привести к отсутствию воспроизведения образов, сливанию образов в памяти или появлению синхронной активности кластеров до внешней стимуляции.

В работе [2] оценивалась емкость рабочей памяти частотной модели в зависимости от временных параметров синаптической пластичности. В данной работе проведено исследование влияния параметров τ_F и τ_D на количество сохраненных образов в рассматриваемой спайковой модели сети. Емкость вычислялась как среднее количество сохраненных воспоминаний на 10 повторений, при этом каждое повторение – разная реализация внешнего шума. Получены зависимости емкости памяти сети от времен синаптической пластичности при силах связи внутри кластеров J_p =2.7 (рис. 2) и J_p =2.3 (рис. 3) и параметрах внешнего воздействия μ_{ext}=10 и σ_{ext}^2=12.

Отмечено, что при увеличении параметра времени восстановления уровня кальция τ_F значение емкости увеличивается в среднем. Показано, что увеличение потенциированного уровня соединений J_p от возбуждающего нейрона к возбуждающему приводит к увеличению емкости в среднем, при этом зависимость от времен синаптической пластичности сохраняется. Небольшие изменения параметров сил связей между остальными нейронами также приводят к изменению емкости сети в среднем.

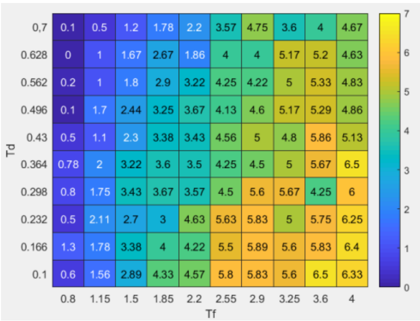


Рис. 2

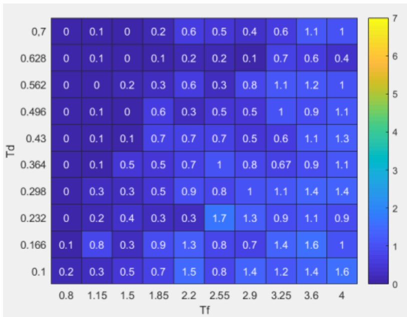


Рис. 3

Получена зависимость емкости памяти сети при различных комбинациях параметров внешнего воздействия μ_{ext} и σ_{ext}^2 и при фиксированных значениях параметров времен синаптической пластичности (рис. 4). Уменьшение общей активности сети за счет уменьшения параметров среднего значения и дисперсии фонового воздействия шума приводит к уменьшению емкости в среднем, при этом зависимость от времени восстановления уровня кальция τ_F и времени восстановления нейропередатчиков τ_D сохраняется.

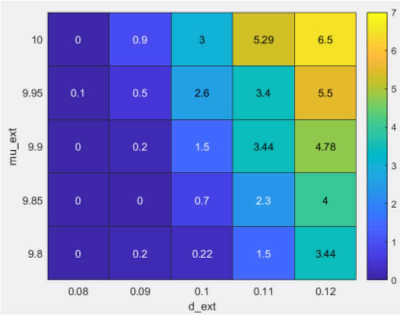


Рис. 4

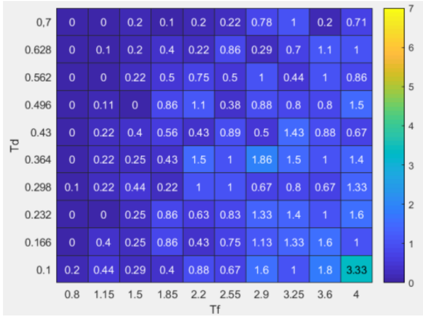


Рис. 5

Исследовано влияние наличия перекрывающихся связей между кластерами нейронов, когда часть нейронов популяций, кодирующих образ, имеют сильные связи с другими популяциями, в модели рабочей памяти сети на емкость рабочей памяти. Получена зависимость емкости от времен синаптической пластичности при наличии 5.5% общих нейронов в соседних кластерах при J_p =2.3 (рис. 5). Зависимость схожа с зависимостью емкости от параметров синаптической пластичности аналогичной сети без перекрывающихся ансамблей (рис 3).

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках госзадания (соглашение 0729-2020-0040) и при поддержке РФФИ в рамках проекта 20-32-90157.

[1] Mongillo G., Barak O., Tsodyks M. // Science. 2008. Vol. 319, № 5869. P. 1543.
[2] Mi Y., Katkov M., Tsodyks M. // Neuron. 2017. Vol. 93, № 2. P. 323.

СИНХРОНИЗАЦИЯ В НЕЙРОН-АСТРОЦИТАРНОЙ СЕТИ

С.Ю. Маковкин, Е.А. Козинов, С.Ю. Гордлеева, М.В. Иванченко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Исследование эффектов синхронизации в динамике систем, состоящих из взаимодействующих биологических осцилляторов, является одним из передовых направлений современной радиофизики. Яркий пример таких систем представляют собой сети, состоящие из взаимодействующих клеток мозга – нейронов и астроцитов. Нейроны, способные генерировать электрические импульсы, считаются основными сигнальными клетками мозга. Совсем недавно было обнаружено, что астроциты также способны генерировать кальциевые импульсы в ответ на прохождение импульсных сигналов по нейронной сети. Считается, что кальциевые импульсы в астроцитах вовлечены в биофизические механизмы двунаправленного взаимодействия между нейронами и астроцитами. Обладая собственной нетривиальной динамикой, нейронные и кальциевые осцилляторы формируют сети со сложными межклеточными взаимодействиями. Данная работа посвящена исследованию нелинейных эффектов коллективной динамики нейрон-астроцитарных сетей таких, как синхронизация, формирование структур активности, регуляризация и хаотизация колебаний. Считается, что эти феномены лежат в основе различных процессов обработки информации в мозге, например, обучения и памяти, понимание механизмов, которых составляет одну из приоритетных и актуальных задач современной радиофизики. Понимание механизмов астроцитарной регуляции нейронной активности открывает целый ряд потенциальных возможностей для опосредованного терапевтического воздействия на нейронные сети мозга.

В работе изучается влияние астроцитов на процессы передачи сигналов в нейронной сети. Была рассмотрена архитектура нейрон-астроцитарной сети в виде взаимодействующих трех колец, соответствующая экспериментальным данным об организации сетей в мозге. Первое кольцо системы представляет собой ансамбль возбуждающих нейронов, каждый из которых стимулируется некоррелированным процессом Пуассона, моделирующим воздействие внешней нейронной сети. Второе кольцо системы представляет собой сеть тормозных нейронов, которые получают сигналы от возбуждающих нейронов, и которые находятся под воздействием астроцитов, образующих третье кольцо рассматриваемой сети. Генерация кальциевых импульсов в астроцитах индуцируется активностью первого кольца системы. Действие астроцитов сводится к изменению амплитуд воздействия возбуждающих нейронов на тормозные, а также к изменению эффективных сил связей во втором кольце. В работе исследуется коллективная динамика сигнализации тормозных нейронов. Динамика нейрон-астроцитарного взаимодействия в элементарной ячейке рассматриваемой сети, состоящей из двух нейронов и двух астроцитов, была изучена ранее [1].

В качестве описания динамики мембранного потенциала нейрона была выбрана модель Ходжкина-Хаксли [3] с модификацией Майнена [4]. Однонаправленная импульсная связь между нейронами моделирует динамику химического синапса [1]. Динамика внутриклеточной концентрации кальция в астроцитах описывается моделью Уллаха-Юнга [2]. Воздействие астроцитов на нейроны моделировалось с помощью ранее предложенного подхода [1]. При достижении концентрацией кальция порога, активировалась астроцитарная регуляция синаптической передачи в сети тормозных нейронов. Были рассмотрены экспериментально подтвержденные эффекты астроцит-опосредованного усиления и подавления силы синаптической связи в нейронной сети.

Для исследования влияния астроцитарной регуляции передачи сигналов на коррелированность сигнализации нейронной сети для временных рядов мембранных потенциалов тормозных нейронов был рассчитан коэффициент синхронизации, а также средняя частота генерации. Общий для всей сети коэффициент синхронизации рассчитывался как среднее значение коэффициентов синхронизации для каждой пары нейронов в сети во временном окне 500 мс. Были рассчитаны области параметров модели соответствующие синхронизации в нейронной сети.

Показано, что астроцитарная регуляция передачи сигналов между нейронами влияет на установление синхронизации активности нейронного ансамбля на временах кальциевой динамики в астроцитах. Было выявлено, что влияние астроцитов может приводить как к расширению области синхронизации, так и к смещению ее границ.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Соглашение № 074-02-2018-330(1).

[1] Makovkin S. Y. et al. Astrocyte-induced intermittent synchronization of neurons in a minimal network // Chaos, Solitons & Fractals. 2020. Vol. 138. P. 109951.
[2] Ullah G., Jung P., Cornell-Bell A. H. Anti-phase calcium oscillations in astrocytes via inositol (1, 4, 5)-trisphosphate regeneration // Cell calcium. 2006. Vol. 39, №. 3. P. 197.
[3] Hodgkin A. L., Huxley A. F. A quantitative description of membrane current and its application to conduction and excitation in nerve // The Journal of physiology. 1952. Vol. 117, №. 4. P. 500.
[4] Mainen Z. F. et al. A model of spike initiation in neocortical pyramidal neurons // Neuron. 1995. Vol. 15, №. 6. P. 1427.

УЕДИНЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМЕ ГЛОБАЛЬНО СВЯЗАННЫХ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ИНЕРЦИЕЙ

В.О. Муняев[1)], М.И. Болотов[1)], Л.А. Смирнов[1, 2)], Г.В. Осипов[1)], И.В. Белых[1, 3)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Институт прикладной физики РАН
[3)] Государственный университет Джорджии, США

Коллективная динамика сложных систем различной природы, в частности синхронизация и формирование кластерных состояний, является одним из центральных направлений исследований в нелинейной динамике [1]. Переход от режима полной синхронизации ансамбля к асинхронным режимам может происходить различным образом, например, через состояния частичной синхронизации, а именно, через уединенные состояния [2]. Для уединенных состояний характерно, что отдельные «уединенные» осцилляторы при вариации параметров системы начинают покидать синхронный кластер в случайных положениях в пространстве [2]. Примеры уединенных состояний были найдены в различных ансамблях связанных элементов, системах нелокально связанных элементов [3], системах осцилляторов Стюарта–Ландау [4].

В работе рассматривается ансамбль N глобально связанных идентичных фазовых осцилляторов, представляющий собой систему Курамото–Сакагучи с инерцией, состояния элементов которого определяются фазами θ_n и фазовыми скоростями $\dot{\theta}_n$ ($n = 1,2,\dots,N$), динамика которых подчиняется системе дифференциальных уравнений

$$m\ddot{\theta}_n + \dot{\theta}_n = \omega + \frac{1}{N}\sum_{\tilde{n}=1}^{N} \sin(\theta_{\tilde{n}} - \theta_n - \alpha), \qquad (1)$$

где m – масса элементов, ω – постоянный вращательный момент, а параметр α – фазовый сдвиг в связи.

Несмотря на высокую степень симметрии системы (1), в ней возможна реализация различных несинфазных устойчивых режимов движения. В данном исследовании изучается конкретный вид движения – уединенные состояния, которые характеризуются синфазной динамикой всех элементов за исключением единственного, движущегося отдельно. На рассматриваемом многообразии $D(2) = \{\theta_1 = \Theta_s, \dot{\theta}_1 = \dot{\Theta}_s, \theta_2 = \dots = \theta_N = \Theta, \dot{\theta}_2 = \dots = \dot{\theta}_N = \dot{\Theta}\}$ динамика функции отстройки $X = \Theta_s - \Theta$, представляющей собой разность фаз уединенного элемента Θ_s и синхронного кластера Θ, будет задаваться следующим уравнением

$$m\ddot{X} + \dot{X} = \frac{N-2}{N}\sin\alpha - \frac{N-1}{N}\sin(X+\alpha) - \frac{1}{N}\sin(X-\alpha). \qquad (2)$$

Нетрудно показать, что уравнение (2) эквивалентно хорошо изученному уравнению маятника $\Phi''(\tau) + \lambda\Phi'(\tau) + \sin\Phi(\tau) = \gamma$ [5] (достаточно выполнить замену $X(t) = \Phi\left(\lambda\frac{R}{N}t\right) - \operatorname{sgn}\alpha \arccos\left(\frac{N}{R}\cos\alpha\right)$, где параметры $\lambda = \sqrt{\frac{N}{mR}}$, $\gamma = \frac{N-2}{R}\sin\alpha$ и $R = \sqrt{(N-1)^2 + 1 + 2(N-1)\cos 2\alpha}$), бифуркационная диаграмма которого приведена на рисунке 1. При $\gamma \geq 0$ диаграмма делится на три области: в D_1 существует два состояния равновесия, седло и устойчивый фокус (узел); в D_2 сосуществуют устойчивое 2π-периодическое по Ф движение и устойчивый фокус (узел); в D_3 существует только устойчивое вращательное периодическое движение. Области D_1 и D_2 разделены бифуркационной кривой Трикоми T, хорошей аппроксимацией которой является выражение $\mathrm{T}(\lambda) = \frac{4}{\pi}\lambda - 0.305\lambda^3$ [5]. Для значений $\gamma < 0$ диаграмма может быть расширена исходя из симметрии уравнения: $\Phi \to -\Phi$, $\gamma \to -\gamma$. Таким образом, при $t \to \infty$ отстройка X либо выходит на некоторое стационарное значение, либо совершает вращательные колебания. Мы остановимся на втором, менее тривиальном случае *бризерных* уединенных состояний, характеризующихся переменной отстройкой X.

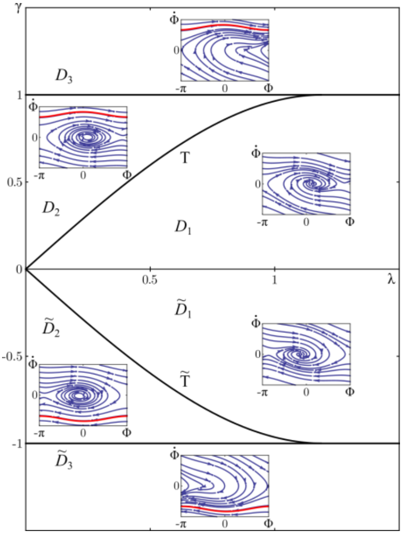


Рис. 1

Области существования *бризерных* уединенных состояний определяются неравенством $\frac{N-2}{R}|\sin\alpha| > \mathrm{T}\left(\sqrt{\frac{N}{mR}}\right)$, где $\mathrm{T}(.)$ – функция кривой Трикоми, при этом их границы задаются следующими параметрическими выражениями:

$$\sin\alpha = \pm\frac{\mathrm{T}(p)N}{\sqrt{(N-2)^2 + 4\mathrm{T}^2(p)(N-1)}}, m(p) = \frac{1}{p^2}\sqrt{1 + 4\mathrm{T}^2(p)\frac{N-1}{(N-2)^2}}, \tag{3}$$

где параметр $p \in [0, p^*]$ ($\mathrm{T}(p^*) = 1$, $p^* \approx 1.187$). На рисунке 2 представлены примеры искомых областей существования (ограничены черными кривыми) для ансамблей различных размеров N (при $\alpha < 0$ картина зеркально симметрична). Нетрудно показать, что области оказываются вложенными друг в друга. Кроме того, *бризерные* уединенные режимы возможны только при $m > m_c = \frac{1}{p^{*2}(N-2)}$.

Для поиска *бризерных* уединенных состояний в исходной системе (1) была разработана соответствующая процедура, состоящая из двух этапов. На **первом** шаге в системе (2) требуется найти устойчивую вращательную траекторию $x(t)$: $x(t + T_x) = x(t) + 2\pi$, где T_x – период вращения. К сожалению, вращательное решение $x(t)$ не может быть записано аналитически. Для его поиска можно использовать численные методы (см., например, [7]). Так же в некоторых предельных случаях оказывается возможным построение приблизительного выражения. С помощью метода Пуанкаре–Линдштедта нами были найдены несколько первых членов асимптотического ряда $x(t)$ для случая большой массы m:

$$x(t) \approx \Omega_p t + \frac{1}{m\Omega_p}\left(\cos\Omega_p t - 1 + \Omega_p^{-1}\cos\alpha\sin\Omega_p t\right), \tag{4}$$

где $\Omega_p = \frac{N-2}{N}\sin\alpha$. В силу ограниченности области существования *бризерных* уединенных режимов снизу значением m_c аппроксимация (4) оказывается достаточно точной в широкой области интересующих значений параметров. На **втором** шаге находятся начальные условия для уединенного элемента и элементов синхронного кластера:

$$\Theta_s(0) - \Theta(0) = x(0),$$
$$\dot{\Theta}_s(0) = \omega - \frac{1}{N}\sin\alpha - \frac{N-1}{mN(e^{T_x/m}-1)}\int_0^{T_x} e^{t'/m}\sin(x(t')+\alpha)\,dt', \tag{5}$$
$$\dot{\Theta}(0) = \omega - \frac{N-1}{N}\sin\alpha + \frac{1}{mN(e^{T_x/m}-1)}\int_0^{T_x} e^{t'/m}\sin(x(t')-\alpha)\,dt'.$$

При выбранных начальных условиях для $\forall t \geq 0$: $\Theta_s(t) - \Theta(t) = x(t)$. Можно показать, что решения $\Theta_s(t)$ и $\Theta(t)$ имеют следующую структуру: $\Theta_s(t) = \Omega_s t + \widetilde{\Theta}_s(t)$ и $\Theta(t) = \Omega t + \widetilde{\Theta}(t)$, где $\widetilde{\Theta}_s(t)$, $\widetilde{\Theta}(t)$ – функции с периодом T_x, а $\Omega_s - \Omega = 2\pi/T_x$.

Подробно была исследована линейная устойчивость *бризерных* уединенных состояний. Аналитически показано, что мультипликаторы уединенной траектории имеют значения 1, $e^{-T_x/m}$, μ_1 и μ_2, которые встречаются в спектре, соответственно 2, 2, $N-2$ и $N-2$ раз, причем μ_1 и μ_2 являются мультипликаторами уравнения

$$m\ddot{\xi} + \dot{\xi} + \left(\frac{N-1}{N}\cos\alpha + \frac{1}{N}\cos(x(t)-\alpha)\right)\xi = 0. \tag{6}$$

Один из единичных мультипликаторов связан с вращательной периодичностью отстройки $x(t)$, второй – с инвариантностью системы (1) относительно сдвига фаз на постоянную величину. На рисунке 2 представлены карты устойчивости *бризерных* уединенных режимов для ансамблей с различным числом элементов N. Синий цвет соответствует устойчивым режимам, красный – неустойчивым. Карты показывают, что существует две области неустойчивости движения: узкая область левее $\alpha = \pi/2$ и большая область, примыкающая к границе существования рассматриваемых режимов. Анализ показал, что первая область связана с развитием параметрической неустойчивости, на ее границах наблюдается бифуркация удвоения периода. На левой границе второй области наблюдается бифуркация «вилка». Для описания наблюдаемых областей неустойчивости была развита аналитическая теория, результатом которой являются следующие утверждения:

Утверждение 1. Бифуркация типа «вилка», приводящая к потере устойчивости *бризерного* уединенного состояния, происходит при (оранжевый пунктир на рис. 2)

$$\alpha_c = \frac{\pi}{2} + \frac{N}{2m(N-2)^2} - \frac{N^3(18N^2-27N+13)}{96m^3(N-2)^6} + o(m^{-3}). \tag{7}$$

Утверждение 2. Нижняя точка (α^*, m^*) (оранжевая точка на рис. 2) области параметрической неустойчивости приближенно может быть найдена с помощью выражений

$$\alpha^* = \arcsin\left(\frac{1}{N-2}\right), m^* = 4N\frac{N-1}{N-2}\sqrt{N^2-4N+3}. \quad (8)$$

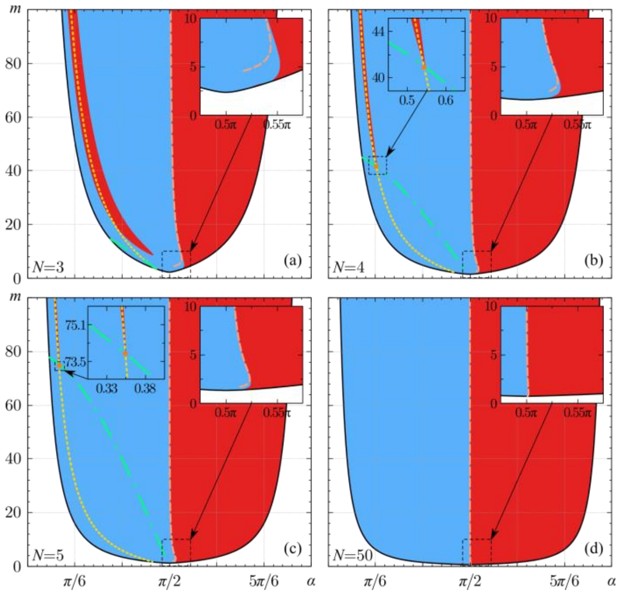


Рис. 2

Аналитические результаты получены при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № 0729-2020-0036). Численные результаты поддержаны Российским научным фондом (грант № 19-12-00367).

[1] Pikovsky A., Rosenblum M. // Chaos. 2015. Vol. 25, № 9. P. 097616.
[2] Maistrenko Y., Penkovsky B., Rosenblum M. // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 89, № 6. P. 060901.
[3] Jaros P., Maistrenko Y., Kapitaniak T. // Phys. Rev. E. 2015. Vol. 91, № 2. P. 022907.
[4] Schmidt L., Krischer K. // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 90, № 4. P. 042911.
[5] Andronov A.A., Vitt A.A., Khaikin S.E. Theory of Oscillators. – Pergamon, 1966, 815 pp.
[6] Belykh I.V., Brister B.N., Belykh V.N. // Chaos. 2016. Vol. 26, № 9. P. 094822.
[7] Bolotov M.I., Munyaev V.O., Kryukov A.K., Smirnov L.A., Osipov G.V. // Chaos. 2019. Vol. 29, № 3. P. 033109.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВЯЗЕЙ НА ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СОБЫТИЯ В АНСАМБЛЕ ДВУХ НЕЙРОНОВ ХИНДМАРШ-РОУЗ С ХИМИЧЕСКИМИ СВЯЗЯМИ

Е.Ю. Семенюта, Т.А. Леванова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Экстремальные события (ЭС) - редкие и непредсказуемые события, которые сильно отклоняются от нормы. Одним из ярких примеров ЭС в нейронауке и медицине являются эпилептические припадки [1]. Математически ЭС могут быть описаны как нерегулярные, достаточно сильные отклонения некоторой наблюдаемой величины (например, мембранного потенциала нейронов) от характерного диапазона принимаемых ею значений при изменении управляющего параметра. В работе [2] был введен статистический критерий ЭС. Событие является ЭС, если его амплитуда превышает критический уровень H_s, который задается как

$$H_s = \mu + 6\sigma, \tag{1}$$

где μ – выборочное среднее, σ - среднеквадратическое отклонение.

В данной работе мы изучаем влияние электрических связей на ЭС и хаотическую динамику, наблюдаемую в минимальном ансамбле двух пачечных нейронов Хиндмарш-Роуз с химическими связями. Математическая модель такого ансамбля описывается системой ОДУ вида:

$$\begin{cases} \dot{x}_i = y_i + bx_i^2 - ax_i^3 - z_i + I - k_i(x_i - v_s)\Gamma(x_j) + k(x_j - x_i) \\ \dot{y}_i = c - dx_i^2 - y_i \\ \dot{z}_i = r[s(x_i - x_R) - z\_i] \\ i,j = 1,2 (i \neq j), \end{cases} \tag{2}$$

где x_i – мембранный потенциал i –го нейрона, y_i и z_i – быстрые и медленные ионные токи, текущие через мембрану i –го нейрона. Параметр $r \ll 1$ определяет соотношение временных масштабов этих токов, в исследовании $r = 0.001$. Параметр I описывает внешний ток, приложенный к нейрону, $I = 4$. Остальные параметры описывают нелинейность проводимости мембраны. В данной работе были использованы типичные значения, при которых изолированный нейрон генерирует пачечную активность: $a = 1, b = 3,\ c = 1, d = 5, x_R = -1.6,\ s = 5$.

Химические синаптические связи описываются слагаемым $k_i(x_i - v_s)\Gamma(x_j)$, где

$$\Gamma(x) = \frac{1}{1 + exp(-\lambda(x - \Theta))} \tag{3}$$

является сигмоидной функцией с параметрами $\lambda = 10,\ \Theta = -0.25,\ v_s = 2$. Параметры $k_{1,2}$ являются управляющими параметрами в системе и отвечают за силу химической связи. Изменяя их значения, мы можем моделировать различные типы химических синаптических взаимодействий: взаимные тормозящие связи ($k_{1,2} < 0$), взаимные возбуждающие связи ($k_{1,2} > 0$), а также случаи, когда одна из связей является возбуждающей, а другая тормозящей ($k_1 > 0,\ k_2 < 0$ или наоборот). Электрическая синаптическая связь между элементами описывается в соответствии с принципом диффузии с помощью слагаемого $k(x_j - x_i)$, где параметр k отвечает за силу связи.

Ранее в статье [3] для аналогичного ансамбля с чисто химическим взаимодействием между элементами в широком диапазоне параметров $k_{1,2}$ было показано существование ЭС, которые представляют собой спайки, наблюдающиеся в ходе временной эволюции переменной $x_{||} = x_1 + x_2$, амплитуды больше уровня H_s. Для изучения влияния электрической связи были численно построены карты ЭС в плоскости параметров $k_{1,2}$ при различных значениях параметра k: $k = 0$ (рис. 1а) и $k = 0.1$ (рис. 1б). Здесь белый цвет соответствует областям, в которых экстремальные события не наблюдаются. Остальные области помечены разными цветами в зависимости от того, сколько ЭС наблюдается при выбранных значениях параметров (карты построены в логарифмическом масштабе). Из рис. 1а,б видно, что при добавлении в систему слабой электрической связи области устойчивости ЭС существенно уменьшились, и ЭС в них стали наблюдаться реже.

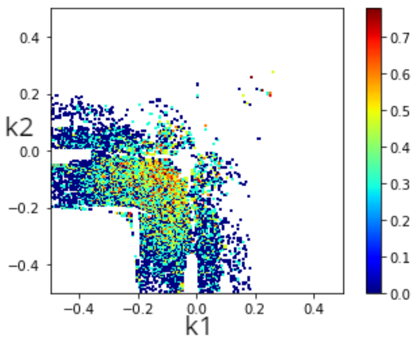


Рис. 1а

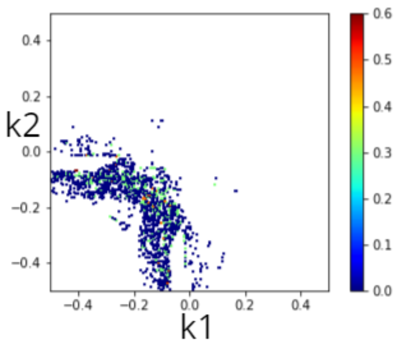


Рис. 1б

Для более подробного исследования были выбраны два случая: (1) тормозящие связи $k_{1,2} = -0.17$ и (2) возбуждающие связи $k_{1,2} = 0.07$. Для этих значений параметров химических связей были построены графики зависимости трех старших ляпуновских показателей от силы электрической связи k (см. рис. 2а,б). Видно, что в обоих случаях существование ЭС связано с феноменом гиперхаоса, когда два старших ляпуновских показателя принимают значение больше нуля ($\Lambda_1 > \Lambda_2 > 0$). При увеличении силы электрической связи до некоторого порогового значения (различного в обоих случаях) происходит эволюция соответствующего хаотического аттрактора. Сначала разрушается гиперхаотический режим (соответствующий ЭС), затем практически сразу хаотический режим становится регулярным. Из рис. 2а,б видно, что при дальнейшем увеличении параметра электрической связи k снова могут возникать хаотические режимы, однако гиперхаос уже не наблюдается, и ЭС не возникают. При достаточно сильной электрической связи элементы демонстрируют синфазную пачечную активность.

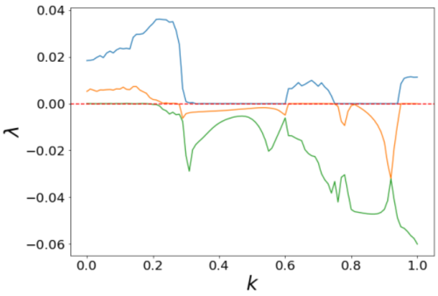


Рис. 2а

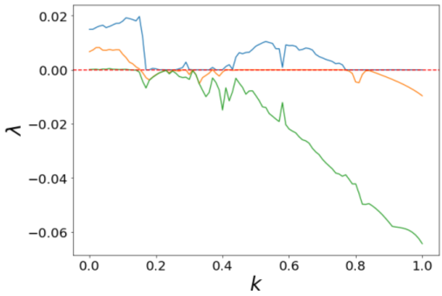
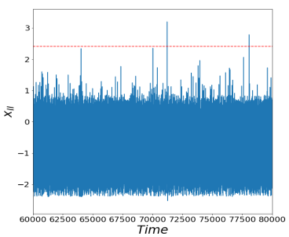
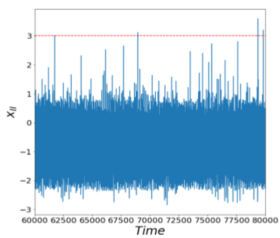


Рис. 2б

Примеры гиперхаотических режимов, связанных с ЭС, представлены на рис. 3а ($k_{1,2} = -0.17, k = 0$) и рис. 3б ($k_{1,2} = -0.17, k = 0.1$). Верхний ряд рисунков представляет собой временные диаграммы, средний ряд – проекции фазового пространства на плоскость (x_1, x_2), нижний ряд – функция плотности вероятности (PDF). Красным пунктиром обозначен уровень H_s. Видно, что в первом случае (рис. 3а, нижняя панель) наблюдается распределение ЭС типа король-дракон [3].

Таким образом, в ходе проведенного исследования было показано, что существование ЭС в системе (2) с химическими тормозящими связями связано с наличием гиперхаоса. Добавление слабой электрической связи приводит к сокращению областей устойчивости экстремальных событий и возникновению регулярных режимов. Дальнейшее увеличение силы электрической связи приводит к регуляризации нейроноподобной активности. При этом для значений сил связей может из некоторого диапазона может наблюдаться хаотическая активность, не приводящая к возникновению ЭС, которая исчезает при дальнейшем увеличении силы электрической связи.





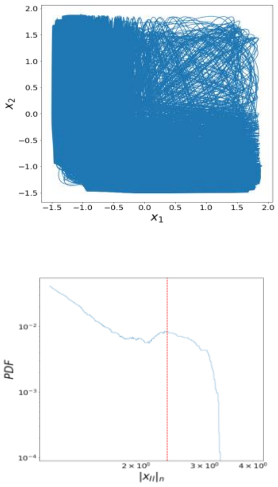


Рис. 3а

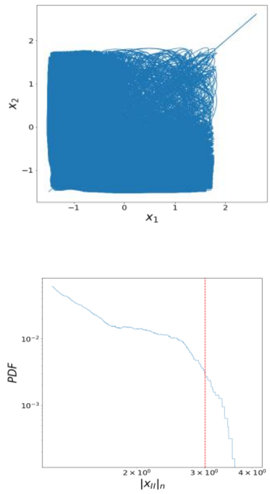


Рис. 3б

Исследование поддержано грантом РНФ 19-72-10128.

[1] Lehnertz K. Epilepsy: Extreme Events in Nature and Society. – Berlin: Heidelberg: Springer, 2006, P. 123.

[2] Dysthe K., Krogstad E. H., Muller P. // Oceanic Rogue Waves, Annual Review of Fluid Mechanics. 2008. Vol. 1, № 40. P. 287.

[3] Mishra A., Saha S., Vigneshwaran M., Pal. P., Kapitaniak T., Dana S. K. // Physical Review E. 2018. Vol. 97, № 6. P. 062311.

ИССЛЕДОВАНИЕ СОВМЕСТНОГО ВЛИЯНИЯ ФЛУКТУАЦИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПОЛЯРИЗАЦИИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СЛОЕВ НА СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЕБАНИЙ СПИН-ТРАНСФЕРНОГО НАНООСЦИЛЯТОРА

А.М. Тузиков[1, 2], А.В. Половинкин[1, 2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского,
[2] Научно-образовательный математический центр
“Математика технологий будущего”

Введение

Интерес исследователей к спин-трансферному наногенератору обусловлен тем, что он имеет небольшие размеры ~ $10^1 \div 10^2$ нм, малое рабочее напряжение (~ 0.25 В) и широкий диапазон перестройки частоты: ($f \sim 10^1 \div 10^2$ ГГц). Одной из особенностей спиновых наногенераторов является зависимость частоты генерации от амплитуды колебаний. Отметим, что изучение шумовых характеристик спиновых генераторов важно также с прикладной точки зрения, в частности, для его использования в качестве генератора частотного сигнала, генератора спиновых волн, сверхнастраиваемого СВЧ генератора, а также чувствительного датчика магнитного поля.

Стохастическая динамика магнитного момента

Рассмотрим магнитную структуру с полем анизотропии направленным перпендикулярно магнитным слоям рис. 1.

Эта структура состоит из двух ферромагнетиков, разделенных немагнитным слоем. Управление намагниченностью реализуется в более тонком свободном слое F₁ ($d \ll d_F$). Намагниченность второго слоя F₂ примерно постоянна.

Далее опишем принцип работы ферромагнитной ячейки основываясь на работе [1], но также учитывая слагаемое полученное Слончевским, описывающее эффект переноса магнитного момента спин-поляризованным током [2], запишем уравнения Ланжевена стохастической динамики вектора намагниченности свободного слоя (рис. 1) в присутствии внешнего магнитного поля **H** и с учётом флуктуаций магнитного поля в форме Ландау-Лифшица в безразмерных переменных в виде [3]:

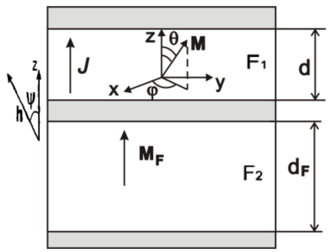


Рис. 1

$$\frac{d\boldsymbol{m}}{d\tau} = \left(\boldsymbol{h}_{eff} + \widetilde{\boldsymbol{h}}(\tau)\right) \times \boldsymbol{m} - \lambda\left(\boldsymbol{m} \times \left(\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{h}_{eff}\right)\right) + \frac{\beta(\boldsymbol{m} \times (\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{n}))}{1 + \varepsilon(\boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{n})}. \qquad (1)$$

Здесь $\tau = |\gamma| M_s t$ – безразмерное время, $M_s = |\boldsymbol{M}|$ – величина намагниченности насыщения, γ – гиромагнитное отношение электрона, $\boldsymbol{m} = \boldsymbol{M}/|M_s|$ – единичный вектор, указывающий направление вектора намагниченности свободного слоя, **n** – единичный вектор, ортогональный граничным поверхностям слоистой структуры и указывающий направление намагниченности фиксированного слоя, $\mathbf{h}_{\mathrm{eff}}$ – нормированная на M_s детерминированная составляющая эффективного магнитного поля, обусловленная внешним магнитным полем **H** и учитывающая магнитную анизотропию среды, k – коэффициент магнитной анизотропии, $\tilde{\mathbf{h}}(\tau)$ – относительная флуктуационная часть магнитного поля, $\lambda{\sim}10^{-2}$ – нормированный параметр магнитной релаксации Ландау-Лифшица, $\beta{\sim}10^{-2}$ – параметр, пропорциональный плотности спин-поляризованного тока J, $\varepsilon = P^2$ – определяет асимметрию спинового момента, P – коэффициент поляризации [4].

Кроме того, следуя [1] и учитывая взаимосвязь релаксационных и флуктуационных характеристик движения магнитного момента, будем предполагать флуктуации магнитного поля изотропным белым гауссовым шумом с функцией корреляции: $\langle \tilde{h}_i(\tau_1)\tilde{h}_j(\tau_2)\rangle = D_h\delta_{ij}\delta(\tau_2-\tau_1)$, где δ_{ij} – символ Кронекера, $\delta(\tau)$ – дельта-функция Дирака.

Для анализа эффектов, связанных с воздействием шума, рассмотрим наиболее простой для аналитического исследования случай аксиальной симметрии рис. 1, когда внешнее магнитное поле **H** и намагниченность фиксированного слоя параллельны вектору **n**. Учитывая, что воздействие магнитного поля приводит лишь к поворотам вектора намагниченности свободного слоя, перейдём от векторного уравнения (1) к уравнениям Ланжевена стохастической динамики на единичной сфере для точки, указывающей направление вектора **m**(τ).

$$\dot{\theta} = \lambda sin(\theta)\left(\frac{\beta}{\lambda(1+\varepsilon\, cos(\theta))} - \left(h_z + kcos(\theta)\right)\right) - \tilde{h}_x sin(\varphi) + \tilde{h}_y cos(\varphi) \tag{2а}$$

$$\dot{\varphi} = h_z + kcos(\theta) - \frac{\tilde{h}_x\, cos(\varphi) + \tilde{h}_y\, sin(\varphi)}{tan(\theta)} + \tilde{h}_z. \tag{2б}$$

Исследование статистических характеристик колебаний спин-трансферного нанооcцилятора

Для исследования статистических характеристик движения изображающей точки наногенератора в пространстве (θ, φ) запишем уравнение Фоккера-Планка (3), кинетические коэффициенты $K_i^{(1)}$ и $K_{ij}^{(2)}$ для которого нетрудно получить, используя известную методику [5].

$$\frac{\partial W}{\partial \tau} = -\frac{\partial}{\partial x^i}\left(K_i^{(1)}\cdot W\right) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^i \partial x^j}(K_{ij}^{(2)}\cdot W) \tag{3}$$

$$K_\theta^{(1)} = \lambda sin(\theta)\left(\frac{\beta}{\lambda(1+\varepsilon\, cos(\theta))} - (h_z + kcos(\theta))\right) + \frac{D_h}{2tan(\theta)}, \quad K_\varphi^{(1)} = h_z + kcos(\theta) \tag{4}$$

$$K_{\theta\theta}^{(2)} = D_h,\;\; K_{\varphi\varphi}^{(2)} = \frac{D_h}{sin^2(\theta)},\;\; K_{\varphi\theta}^{(2)} = K_{\theta\varphi}^{(2)} = 0. \tag{5}$$

Отметим, что уравнение Фоккера-Планка (3) записывается для плотности вероятности $W(\theta, \varphi)$, которая связана очевидным соотношением с плотностью вероятности случайного распределения на поверхности единичной сферы: $W(\theta, \varphi) = W_{sphere}(\theta, \varphi)\sin(\theta)$.

Далее найдем выражение для стационарной плотности вероятности $W_{st}(\theta, \varphi)$. Вследствие очевидной инвариантности задачи относительно поворотов на произвольный азимутальный угол φ, плотность вероятности не зависит от азимутального угла: $W_{st}(\theta, \varphi) = \mathrm{W}_{\theta,\mathrm{st}}(\theta)/2\pi$. Решая стационарное уравнение Фоккера-Планка, получим:

$$W_{\theta,st}(\theta) = Cexp\left\{\begin{matrix} \dfrac{\lambda}{k \cdot D_h}\left[\dfrac{\beta}{\lambda} - h_z - kcos(\theta)\right]^2 + \\ + \dfrac{2\beta\, cos(\theta)}{D_h} \end{matrix}\right\}[1 + \varepsilon\, cos(\theta)]^{-\frac{2\beta}{D_h \varepsilon}} sin(\theta), \qquad (6)$$

где C – константа нормировки.

Представленные ниже графически аналитические и численные результаты получены при следующих значениях параметров: $k = -1$, $\lambda = 0.03$.

Усредняя уравнение (2б) для средней частоты вращения магнитного момента в случае аксиальной симметрии имеем:

$$\langle\omega\rangle = \langle\dot{\varphi}\rangle = h_z + k\langle cos(\theta)\rangle, \langle cos(\theta)\rangle = \int_0^{\pi} cos(\theta)\, W_{\theta,st}(\theta) d\theta. \qquad (7)$$

В случае малых ε с использованием (6), (7) может быть также получено аналитическое выражение для средней частоты генерации в виде:

$$\langle\omega\rangle = \omega_{det} + \Delta\omega_{noisy} \qquad (8)$$

где ω_{det} – в пределах диапазона генерации для бесшумового случая, с точностью до поправки порядка $O(\varepsilon^2)$ совпадает с выражением для частоты генерации в отсутствие шумов, $\Delta\omega_{noisy}$ – шумоиндуцированный сдвиг частоты генерации

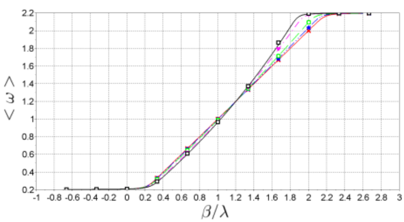


Рис. 2а

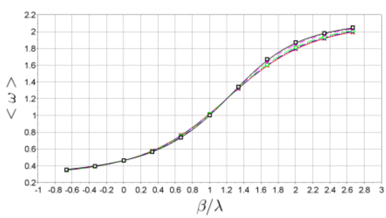


Рис. 2б

На рис. 2а, б видно полное соответствие найденных с использованием аналитического выражения (8) зависимостей $< \omega >$ от плотности спин-поляризованного тока (рис. 2а, б) результатам численного счёта ($D_h = 10^{-4}$(а), $D_h = 10^{-2}$ (б), маркерами отмечены результаты численного моделирования стохастической системы (2), а линия

, , , , ,отмечены результаты расчета с использованием формулы (8), соответственно для значений: ε=0, ε=0.0196(Gd), ε=0.0529(Ni), ε=0.1225(Co), ε=0.16(Fe)). Отметим, что рост интенсивности шума приводит, с одной стороны – к увеличению шумоиндуцированного сдвига средней частоты генерации, но с другой – к частичной компенсации асимметричного отклонения зависимостей средних частот генерации от соответствующих зависимостей для случая $P = 0$.

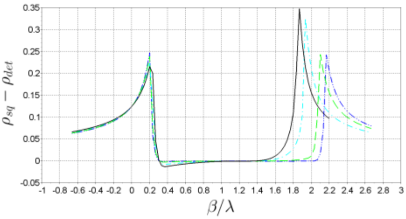


Рис. 3

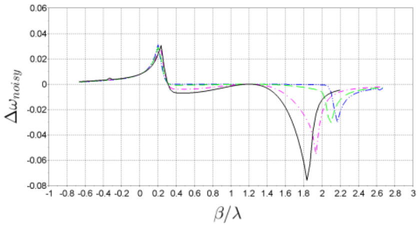


Рис. 4

Была построена зависимость шумоиндуцированного изменения амплитуды $\rho_{sq} - \rho_{det}$ от параметра β/λ для $D_h = 10^{-4}$ (рис. 3). На рис. 3 видно, что амплитуда шумоиндуцированного сдвига растёт с увеличением параметра асимметрии ε, что приводит к частичной компенсации шумом влияния асимметрии. При значениях $\beta/\lambda - h_z$ близких к нулю (что соответствует в отсутствие шума значениям угла θ, близким к $\pi/2$), при малых ε плотность вероятности распределения полярного угла θ (6) близка к симметричной относительно значения $\theta = \pi/2$ и, таким образом, значение $\cos(\theta)$, характеризующее согласно (7) влияние шума на частоту генерации, близко к нулю, следовательно, для таких значений параметров шумоиндуцированный сдвиг частоты не наблюдается (рис. 4).

Работа выполнена в рамках Программы развития регионального научно-образовательного математического центра «Математика технологий будущего», проект #075-02-2020-1483/1.

[1] Brown W.F. // Phys. Rev. 1963. Vol. 130. P. 1677.
[2] Slonczewski J. // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol. 159. P. L1.
[3] Половинкин А.В., Мишагин К.Г. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44, № 8. С. 20.
[4] Siracusano G., Tomasello R. // IEEE TRANS. ON MAGN. 2018. Vol. 54. P. 1.
[5] Стратонович Р.Л. Избранные вопросы теории флюктуаций в радиотехнике. – М.: Сов. радио, 1961, 558 с.

УПРАВЛЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ЯЧЕЙКИ MRAM ПОД ДЕЙСТВИЕМ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ТОКА И ФЛУКТУАЦИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.М. Тузиков[1, 2], А.В. Половинкин[1, 2], М.А. Эзекова[1]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского,
[2] Научно-образовательный математический центр “Математика технологий будущего”

Введение

В данной работе рассматривается бистабильная ячейка памяти, из которых состоит магниторезистивная оперативная память MRAM. Одним из важнейших вопросов в изучении этих ячеек является управление переключением вектора магнитного момента из одного метастабильного состояния в другое под действием спин-поляризованного тока и флуктуаций магнитного момента. Нами исследовалось влияние коэффициента поляризации спинового тока и направления переключения на вероятность непереключения вектора магнитного момента.

Стохастическая динамика магнитного момента

Рассмотрим магнитную структуру с полем анизотропии направленным перпендикулярно магнитным слоям рис. 1.

Эта структура состоит из двух ферромагнетиков, разделенных немагнитным слоем. Управление намагниченностью реализуется в более тонком свободном слое F₁ ($d \ll d_F$). Намагниченность второго слоя F₂ примерно постоянна.

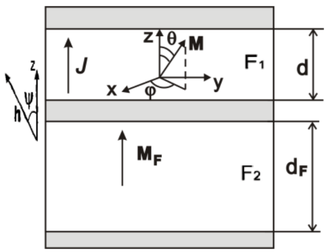


Рис. 1

Следуя работе [1], но также учитывая добавочное слагаемое Слончевского, описывающее эффект переноса магнитного момента спин-поляризованным током [2], запишем уравнения Ланжевена стохастической динамики вектора намагниченности свободного слоя (рис. 1) в присутствии внешнего магнитного поля **H** и с учётом флуктуаций магнитного поля в форме Ландау-Лифшица в безразмерных переменных в виде [3]:

$$\frac{d\boldsymbol{m}}{d\tau} = \left(\boldsymbol{h}_{eff} + \widetilde{\boldsymbol{h}}(\tau)\right) \times \boldsymbol{m} - \lambda\left(\boldsymbol{m} \times \left(\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{h}_{eff}\right)\right) + \frac{\beta(\boldsymbol{m} \times (\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{n}))}{1 + \varepsilon(\boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{n})} \quad (1)$$

Здесь $\tau = |\gamma| M_s t$ – безразмерное время, $M_s = |\boldsymbol{M}|$ – величина намагниченности насыщения, γ – гиромагнитное отношение электрона, $\boldsymbol{m} = \boldsymbol{M}/|M_s|$ – единичный вектор, указывающий направление вектора намагниченности свободного слоя, **n** – единичный вектор, ортогональный граничным поверхностям слоистой структуры и указывающий направление намагниченности фиксированного слоя,

$$\boldsymbol{h}_{eff} = \frac{\boldsymbol{H}_{eff}}{M_s} = \boldsymbol{H} + \frac{k(\boldsymbol{M} \cdot \boldsymbol{n})\boldsymbol{n}}{M_s} = \boldsymbol{h} + k(\boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{n})\boldsymbol{n} \quad (2)$$

– нормированная на M_s детерминированная составляющая эффективного магнитного поля, обусловленная внешним магнитным полем **H** и учитывающая магнитную анизотропию среды, k – коэффициент магнитной анизотропии,

$$\tilde{\boldsymbol{h}}(\tau) = \frac{\tilde{\boldsymbol{H}}(\tau)}{M_s} = \{\tilde{h}_x \boldsymbol{e}_x, \tilde{h}_y \boldsymbol{e}_y, \tilde{h}_z \boldsymbol{e}_z\} \tag{3}$$

– относительная флуктуационная часть магнитного поля, $\lambda \sim 10^{-2}$ – нормированный параметр магнитной релаксации Ландау-Лифшица, $\beta \sim 10^{-2}$ – параметр, пропорциональный плотности спин-поляризованного тока J, $\varepsilon = P^2$ – определяет асимметрию спинового момента, P – коэффициент поляризации [4].

Кроме того, следуя [1] и учитывая взаимосвязь релаксационных и флуктуационных характеристик движения магнитного момента, будем предполагать флуктуации магнитного поля изотропным белым гауссовым шумом с функцией корреляции:

$$\langle \tilde{h}_i(\tau_1) \tilde{h}_j(\tau_2) \rangle = D_h \delta_{ij} \delta(\tau_2 - \tau_1). \tag{4}$$

В (4) δ_{ij} – символ Кронекера, $\delta(\tau)$ – дельта-функция Дирака.

Для анализа эффектов, связанных с воздействием шума, рассмотрим наиболее простой для аналитического исследования случай аксиальной симметрии рис. 1, когда внешнее магнитное поле **H** и намагниченность фиксированного слоя параллельны вектору **n**. Учитывая, что воздействие магнитного поля приводит лишь к поворотам вектора намагниченности свободного слоя, перейдём от векторного уравнения (1) к уравнениям Ланжевена стохастической динамики на единичной сфере для точки, указывающей направление вектора **m**(τ).

$$\dot{\theta} = \lambda sin(\theta) \left(\frac{\beta}{\lambda(1 + \varepsilon\, cos(\theta))} - \left(h_z + kcos(\theta)\right) \right) - \tilde{h}_x sin(\varphi) + \tilde{h}_y cos(\varphi) \tag{5а}$$

$$\dot{\varphi} = h_z + kcos(\theta) - \frac{\tilde{h}_x cos(\varphi) + \tilde{h}_y sin(\varphi)}{tan(\theta)} + \tilde{h}_z \tag{5б}$$

Управление стохастическими характеристиками бистабильной ячейки памяти

Предположим, в начальный момент времени вектор магнитного момента свободного слоя был направлен вниз, так что изображающая точка системы находилась вблизи метастабильного состояния $\theta = \pi$. Подается отрицательный токовый сигнал, в квазистатическом приближении это состояние равновесия становится неустойчивым, изображающая точка начинает движение к другому состоянию равновесия $\theta = 0$. В качестве критерия успешного переключения бистабильной ячейки выберем, следуя работе [5], близость к 1 вероятности находиться к моменту наблюдения внутри μ-окрестности точки $\theta = 0$ при $\mu = \pi/12$. Для обратного переключения в качестве критерия выбиралась близость к 1 вероятности к моменту наблюдения находиться в μ-окрестности точки $\theta = \pi$.

На рис. 2-5 изображены зависимости логарифма вероятности непереключения от длительности сигнала (синим цветом изображены нефильтрованные зависимости, а красным - фильтрованные методом скользящего окна), полученные при помощи моделирования стохастической системы (5) с параметрами: $k = 16$, $\lambda = 0.03$ (CoFeB), $M_s = 1000$, $D_h = \frac{2\lambda k_B T_a}{M_s^2 V} = 8.78535 * 10^{-4}$, k_B – коэффициент Больцмана, T_a – абсолютная температура, V – объем свободного слоя [4], $N_r = 10^5$ – количество реализаций. Внешнее магнитное поле отсутствует. В качестве управления были выбраны прямоугольные сигналы с различными энергиями и длительностями, в качестве времен наблюдения выбирались значения $T = 2$нс и $T = 7$нс.

На рис. 2, 3 слагаемое по току асимметрично $\varepsilon = 0.64$, переключение происходило из состояния равновесия $\theta = \pi$ в μ-окрестность состояния равновесия $\theta = 0$. Энергии прямоугольных сигналов были выбраны $E_s = 2.4$ для времени наблюдения 2нс и $E_s = 2$ для 7нс соответственно для рис. 2 и рис. 3.

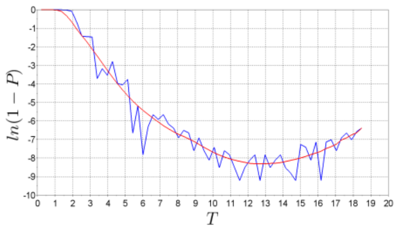


Рис. 2

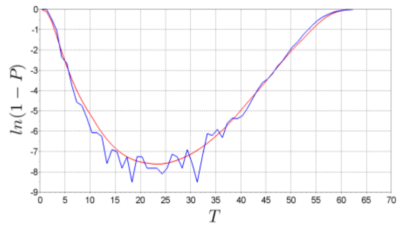


Рис. 3

На рис. 4, 5 слагаемое по току также асимметрично $\varepsilon = 0.64$, но по сравнению с рис. 2 и рис. 3 переключение происходило из состояния равновесия $\theta = 0$ в μ-окрестность точки $\theta = \pi$. Энергии прямоугольных сигналов были выбраны $E_s = 17$ для времени наблюдения 2нс и $E_s = 34$ для 7нс соответственно для рис. 4 и рис. 5.

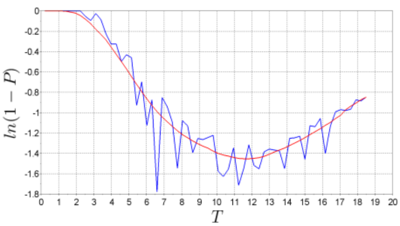


Рис. 4

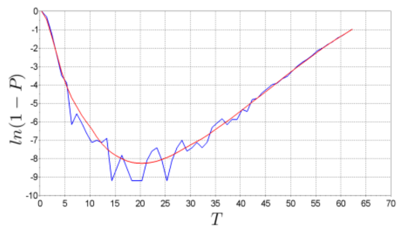


Рис. 5

Из построенных зависимостей вероятности непереключения от длительности сигнала видно, что существует оптимальная длительность сигнала переключения, которая уменьшается при уменьшении времени фиксации непереключения.

Кроме того, можно сделать вывод, что одна и та же вероятность непереключения требует для переключения из метастабильного состояния $\theta = 0$ в μ-окрестность точки $\theta = \pi$ (против направления вектора намагниченности фиксированного слоя F_2) большую на порядок минимальную энергию, чем для переключения из метастабильного состояния $\theta = \pi$ в μ-окрестность точки $\theta = 0$ (по направлению намагниченности F_2).

Была построена также зависимость среднего времени первого достижения (СВПД) границы $\mu = \pi/12$ для переключения из метастабильного состояния $\theta = \pi$ в μ-окрестность точки $\theta = 0$ (черная кривая на рис. 6) и $\mu = 11\pi/12$ для переключения в обратном направлении (красная кривая на рис. 6) от длительности сигнала при фиксированной безразмерной энергии $E_s = 20$ и коэффициенте $\varepsilon = 0.64$.

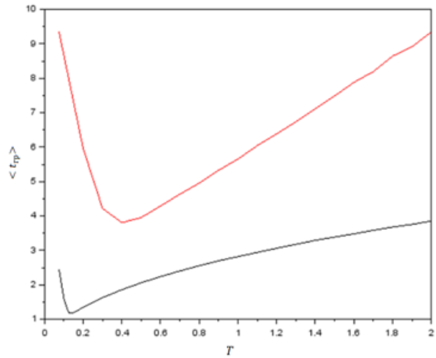


Рис. 6

Из построенных зависимостей видно, что при одной и той же энергии переключающего сигнала и СВПД границы, окружающей μ-окрестность финального состояния, и оптимальная длительность переключающего сигнала меньше в случае переключения вектора намагниченности свободного слоя по направлению вектора намагниченности фиксированного слоя, чем при переключении в обратном направлении.

Работа выполнена в рамках Программы развития регионального научно-образовательного математического центра «Математика технологий будущего», проект #075-02-2020-1483/1.

[1] Brown W.F. // Phys. Rev. 1963. Vol. 130. P. 1677.
[2] Slonczewski J. // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol. 159. P. L1.
[3] Половинкин А.В., Мишагин К.Г. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44, № 8. С. 20.
[4] Siracusano G., Tomasello R. // IEEE TRANS. ON MAGN. 2018. Vol. 54. P. 1.
[5] Chen B. J., Cai K., Han G. C., Lim S. T., Tran M. A. // IEEE TRANS. ON MAGN. 2015. Vol. 51. N. 11.

АППАРАТНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ СВЯЗИ ДВУХ НЕЙРОПОДОБНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА ОСНОВЕ ФАПЧ

А.С. Васин[1)], Д.И. Большаков[1)], М.А. Мищенко[1)], И.В. Сысоев[1, 2, 3)]

[1)] *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*
[2)] *Саратовский государственный университет*
[3)] *Саратовский филиал Института радиоинженерии и электроники РАН*

В данной работе исследована модель нейроподобного генератора на основе системы фазовой автоподстройки частоты с полосовым фильтром второго порядка [1,2]:

$$\begin{gathered}\dot{\varphi} = y \\ \dot{y} = z \\ \varepsilon_1\varepsilon_2\dot{z} = \gamma - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)z - (1 + \varepsilon_1 cos\varphi)y\end{gathered}, \quad (1)$$

где φ – текущая разность фаз подстраиваемого и опорного генераторов, γ – начальная частотная расстройка, ε_1, ε_2 – параметры инерционности фильтра. Применительно к динамике нейрона переменную y можно интерпретировать как описывающую изменение мембранного потенциала, параметры ε_1 и ε_2 позволяют задавать необходимый динамический режим, а γ оказывает воздействие, сходное с воздействием внешнего тока в модели Ходжкина–Хаксли [3]. Изменяя значения параметров γ и ε_1, имеется возможность регулировать количество импульсов в пачке, интервалы между пачками, амплитуду импульсов [2].

Для исследования синхронизации пачечных колебаний два нейроподобных генератора связывались однонаправленной импульсной связью. Из работы [4] адаптирована формула синаптического тока, описывающая взаимодействие двух нейронов Ходжкина-Хаксли.

$$I_{syn} = \frac{d(V_2 - V_{syn})}{1 + exp(-\frac{V_1 - \theta_{syn}}{k_{syn}})}. \quad (2)$$

Здесь индексы “1” и “2” обозначают управляющий (пресинаптический) и управляемый (постсинаптический) нейроны соответственно, I_{syn} – синаптический ток, V_1 и V_2 – мембранные потенциалы, V_{syn} – синаптический потенциал, k_{syn} – крутизна пороговой функции, θ_{syn} - сдвиг пороговой функции, $d -$ сила связи.

В рамках данного исследования разработана аппаратная реализация импульсной связи для подключения нейроноподобного генератора на основе ФАПЧ (см. рис 2).

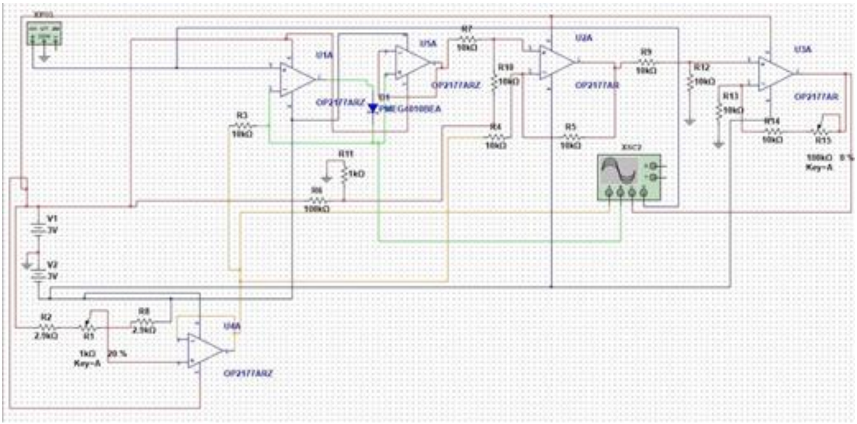


Рис. 1

Схема связи воспроизводит функцию синаптического тока (2). Ключевыми особенностями функции (2) являются пороговая активация, деактивация и регулирование амплитуды по параметру силы связи d. Эти особенности реализованы в электронной схеме на рис. 1. Изменив значение сопротивления резистора R1, можно установить пороговое значение θ_{syn}, а изменив сопротивление резистора R15, можно настроить параметр силы связи d. Данная схема так же была реализована схемотехнически (рис. 2).

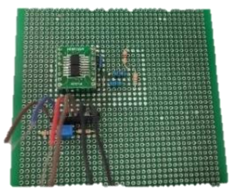


Рис. 2

В данной работе проведены численные и экспериментальные исследования синхронизации двух нейроноподобных генераторов. Разработана и внедрена электронная схема импульсной связи двух генераторов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Президента МД-3006.2021.1.2.

[1] Shalfeev V.D. // Radiophysics and Quantum Electronics. 1968. Vol. 11, № 3. P. 221.
[2] Мищенко М.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011. Т. 5, № 3. С. 279.
[3] Hodgkin A.L., Huxley A.F. // The Journal of physiology. 1952. Vol. 117, № 4. P. 500.
[4] Симонов А.Ю., Гордлеева С.Ю., Писарчик А.Н., Казанцев В.Б. // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2013. Т. 98, № 10. С. 707.

Секция «Фундаментальные и прикладные задачи теории нелинейных колебаний»

Заседание секции проводилось 20 мая 2021 г.
Председатель – В.В. Матросов, секретарь – Н.С. Ковалева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.