

01

Исследование эффекта влияния временной задержки термической связи на синхронизацию VO₂-осцилляторов

© А.А. Величко, М.А. Беляев[¶]

Петрозаводский государственный университет, Петрозаводск, Россия

[¶] E-mail: biomax89@yandex.ru

Поступило в Редакцию 24 августа 2018 г.

Впервые исследован эффект влияния временной задержки термической связи на синхронизацию двух VO₂-осцилляторов. Предложена модификация методов определения параметров синхронизации высокого порядка. Изучена зависимость этих параметров от величины временной задержки и расстояния между осцилляторами в присутствии внутреннего шума. Полученные результаты позволят внести вклад в развитие технологии создания трехмерных нейронных сетей.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.03.47261.17502

Увеличение степени интеграции современных микро- и нанoeлектронных схем с помощью миниатюризации активных элементов сталкивается с фундаментальными физическими ограничениями [1]. Один из путей преодоления подобных ограничений заключается в использовании схем с трехмерной компоновкой, которая уже применяется в элементах памяти. Другой путь состоит в использовании новых материалов и альтернативных архитектур электронных схем [2], таких как к разрабатываемые вычислительные схемы на основе осцилляторных нейронных сетей (ОНС) [3]. Комбинирование этих двух подходов позволит существенно продвинуться в развитии технологии эффективных нейронных сетей нового поколения. В настоящей работе рассмотрены особенности реализации трехмерных ОНС на примере двухосцилляторной модели.

Осцилляторы могут быть реализованы на бистабильных элементах, использующих эффекты электрического пробоя [4], спинового переноса [5] и электрического переключения [6], например на основе VO₂-структур, испытывающих фазовый переход металл–изолятор [6]. Ряд работ описывает динамику VO₂-осцилляторов с электрическими [7] (емкостными и резистивными) и термическими связями [8]. В [8] отмечается основное преимущество реализации синхронизации за счет термической связи: возможность передачи взаимодействия между осцилляторами без дополнительных электрических соединений, так как сигнал распространяется непосредственно через любую подложку в виде сферических тепловых волн. Это позволяет значительно упростить реализацию трехмерной полносвязной ОНС, так как в случае N осцилляторов число связей может достигать $N(N-1)/2$. Тем не менее остаются открытыми важные вопросы: если тепловой сигнал имеет волновой характер, необходимо выяснить, как изменяются форма и время задержки импульса теплового взаимодействия в зависимости от расстояния и как это влияет на синхронизацию осцилляторов в присутствии внутреннего шума.

Моделирование физики работы двух осцилляторов (рис. 1, *a*) было выполнено с использованием вычислительной платформы COMSOL. Каждый переключатель состоял из области канала переключения на основе пленки VO₂ и золотых электродов. Золотые электроды и VO₂-пленка имели квадратную форму с размерами $h = 10 \mu\text{m}$ и $d = 250 \text{ nm}$. Относительное расстояние между переключателями определялось параметром l . Величина окружающей температуры T_0 задавалась температурой боковых граней расчетной области объемом $100 \times 100 \times 100 \mu\text{m}$. Токоограничивающий резистор $R_i = 500 \Omega$ последовательно соединялся с переключателем, а номинал параллельной емкости был равен $C = 500 \text{ pF}$. Моделирование осцилляций проводилось при определенной величине питающих токов I_1 и I_2 , при этом окружающая температура выставлялась равной $T_0 = 300 \text{ K}$. Для получения температурной зависимости порогового напряжения включения $U_{th}(T)$ рассчитывалась вольт-амперная характеристика (ВАХ) отдельного переключателя в режиме генератора напряжения при скорости развертки 2.5 MV/s в диапазоне температур $T_0 = 300\text{--}316 \text{ K}$. Электрические и термические константы материалов были взяты из работы [9].

Моделирование динамики работы двух осцилляторов проводилось численным методом по методике, описанной в [10]. Эффект временной задержки τ термического взаимодействия учитывался при пересчете пороговых напряжений U_{th} переключателей. В модель добавляется условие, когда пороговое напряжение переключателя уменьшается на величину ΔU_{th} через время τ после включения соседнего переключателя. Величина τ — это время, необходимое для распространения тепловой волны от одного переключателя к другому, а параметр ΔU_{th} является характеристикой силы термической связи.

Остальные параметры, необходимые для численного расчета по методике [10], были следующими: $\Delta t = 10^{-8} \text{ s}$ (временной интервал расчета), $C = 500 \text{ pF}$ (емкость), $U_{th} = 21 \text{ V}$ (пороговое напряжение включения переключателей), $U_h = 5 \text{ V}$ (пороговое напряжение выключения

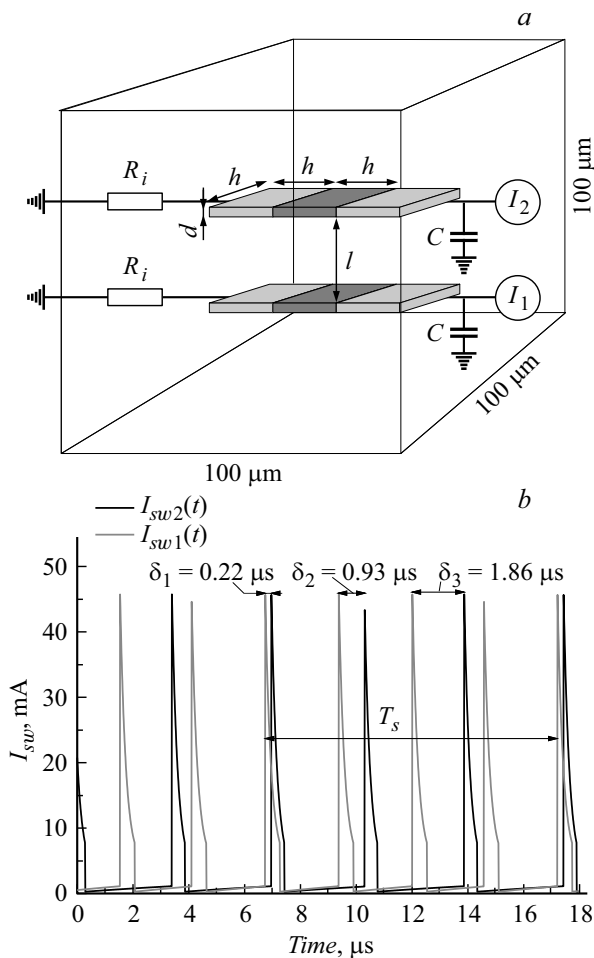


Рис. 1. *a* — модельная схема двух VO₂-осцилляторов: нижний — № 1, верхний — № 2; *b* — пример рассчитанной осциллограммы с временем задержки $\tau = 0.7 \mu\text{s}$ ($I_1 = 4.5 \text{ mA}$, $I_2 = 3.29 \text{ mA}$, $\Delta U_{th} = 1 \text{ V}$), демонстрирующей смещение пиков тока и синхронизацию $\text{SHR} = 4/3$.

переключателей), $U_{cf} = 1 \text{ V}$ (напряжение отсечки ВАХ), $R_{off} = 19 \text{ k}\Omega$, $R_{on} = 500 \Omega$ (динамические сопротивления переключателей в высокоомном и низкоомном состояниях). Кроме того, в расчетной схеме присутствовал источник шума с амплитудой шума на выходе $U_{n0} = 20 \text{ mV}$, необходимый для моделирования реальных условий флуктуации порогового напряжения переключателей [10].

Для оценки синхронизации высокого порядка мы использовали такие параметры, как порядок синхронизации SHR и эффективность синхронизации η . Методики их вычисления были описаны нами в предыдущих работах [8,10]. По определению SHR соответствует отношению номеров субгармоник k_1 и k_2 осцилляций на частоте синхронизации F_S и выражается формулой

$$\text{SHR} = \frac{k_2}{k_1} = \frac{M_1}{M_2}, \quad (1)$$

где M_1 и M_2 — число периодов колебаний в пределах периода синхронизации двух осцилляторов T_s . Для при-

мера на рис. 1, *b* показан случай, когда $M_1 = 4$, а $M_2 = 3$ ($\text{SHR} = 4/3$).

Эффективность синхронизации η мы находили как процентное отношение длительности всех N_{SHR} синхронных периодов T_s с определенным SHR к общей длительности обрабатываемой осциллограммы T_{all}

$$\eta = \frac{N_{\text{SHR}} T_s}{T_{all}} \cdot 100\%. \quad (2)$$

Если в сигнале несколько типов синхронизаций с разными SHR , то результирующая η ассоциировалась с максимальным значением η . Такая методика определения η коррелирует с методикой, представленной в [8], и, по нашему мнению, отражает физический смысл η как максимальной доли синхронизированного сигнала в общей осциллограмме. Далее значение η сравнивалось с пороговым значением $\eta_{th} = 90\%$. Осцилляции считались синхронизированными, когда величина η превышала порог $\eta \geq \eta_{th}$.

В случае присутствия временной задержки взаимодействия осцилляторов τ на осциллограммах токов возникают относительные временные смещения δ импульсов тока. Это приводит к тому, что метод, описанный в [8,10], перестает работать, так как период синхронизации T_s определяется между двумя синхронными пиками двух осциллограмм.

При синхронизации на близких частотах всегда наблюдается равенство $\delta = \tau$, и если совместить пики обратным смещением осциллограмм относительно друг друга на δ , то стандартный алгоритм (1), (2) покажет $\text{SHR} = 1/1$ и $\eta = 100\%$. Тем не менее в общем случае, когда синхронизация имеет более сложный характер, существует целый набор смещений пиков $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_i, \dots, \delta_p$ в пределах периода колебаний. При этом не обязательно среди этого набора существует $\delta_i = \tau$. Один из таких примеров для $\tau = 0.7 \mu\text{s}$ показан на рис. 1, *b*. Здесь имеется набор из трех смещений ($\delta_1 = 0.22 \mu\text{s}$, $\delta_2 = 0.93 \mu\text{s}$, $\delta_3 = 1.86 \mu\text{s}$), при этом ни одно из значений δ_i не совпадает с τ . В этом случае мы производим обратное смещение осциллограмм на наиболее часто встречающееся значение $\delta_1 = 0.22 \mu\text{s}$ и, используя стандартный алгоритм (1), (2), получаем $\text{SHR} = 4/3$ и $\eta = 100\%$.

Таким образом, для нахождения основных параметров синхронизации высокого порядка (SHR и η) при наличии временного смещения взаимодействия τ необходимо определить набор временных смещений пиков тока $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_i, \dots, \delta_p$, выбрать из этого набора наиболее часто встречающееся значение δ_i в пределах длительности обрабатываемой осциллограммы T_{all} , произвести обратное смещение осциллограмм относительно друг друга на эту величину и затем применить стандартные методики (1), (2).

Следует отметить интересный факт: смещение пиков может не равняться длительности задержки $\delta_i \neq \tau$. По нашему мнению, это происходит в силу того, что

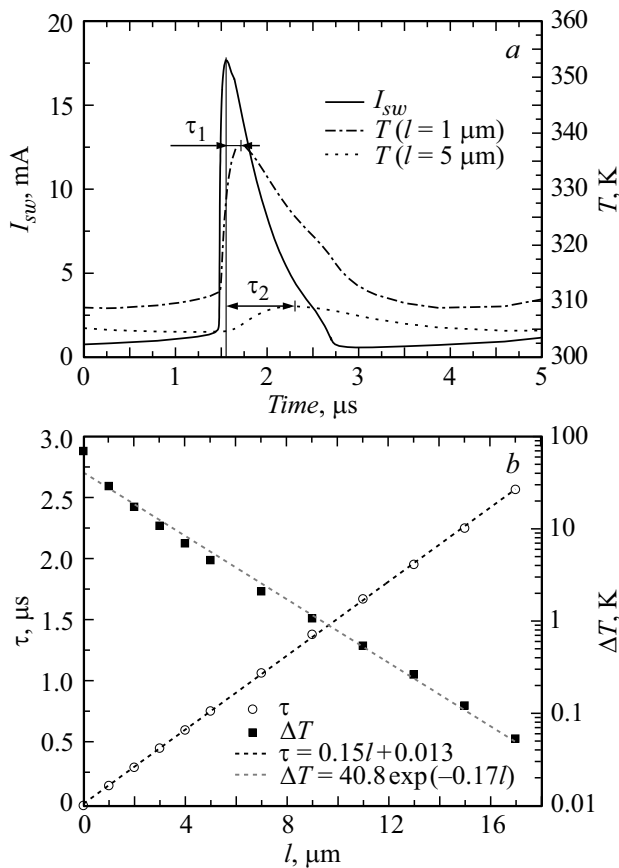


Рис. 2. Динамика изменения температуры, вызванная протеканием через переключатель тока I_{sw} , на различных расстояниях l от переключателя (a) и зависимости задержки τ и амплитуды импульса температуры ΔT от l (b).

импульс термического взаимодействия имеет определенную длительность и в данной модели зависит от длительности токовых сигналов.

Мы рассчитали зависимости длительности задержки τ и амплитуды термического воздействия ΔT от расстояния между переключателями l . Длительность задержки рассчитывалась как временной интервал между максимумами импульсов тока и температуры на соответствующем расстоянии. На рис. 2, a приведены сигналы термического отклика на расстоянии 1 и 5 μm от переключателя. Видно, что форма температурной волны меняется с увеличением расстояния, ширина импульса на полувысоте увеличивается, а амплитуда снижается. Зависимость длительности задержки τ от расстояния l является линейной (рис. 2, b), что указывает на постоянство величины скорости распространения волны температуры $V_p = \text{const}$. Значение скорости может быть оценено по наклону графика $\tau(l) = l/V_p$ (см. аппроксимацию на рис. 2, b), в результате получаем $V_p = 6.64 \text{ m/s}$. Известно, что скорость тепловых волн пропорциональна корню частоты колебаний $\sim F^{1/2}$ [11], а так как в спектре импульсного сигнала существует набор частот, V_p соответствует групповой скорости.

Этот факт ответствен и за уширение теплового импульса в результате дисперсии. В случае импульсных периодических сигналов или единичных температурных импульсов для оценки скорости можно взять среднюю частоту спектра $F = 1/(2T_p)$, где T_p — длительность импульса. Такое приближение дает аналитическую оценку $V_p = 7.02 \text{ m/s}$, близкую к модельным. Амплитуда наводимой температуры ΔT имеет спадающую экспоненциальную зависимость вида $\Delta T(l) = A \exp(-Bl)$ (рис. 2, b), согласующуюся с теоретическими представлениями [11]. С учетом квазилинейной температурной зависимости порогового напряжения функция термической связи, используемая для изучения динамики осцилляций, имеет следующий вид: $\Delta U_{th}(l) = 0.89\Delta T(l) = 36.3 \exp(-0.17l)$.

На рис. 3 приведены зависимости η и SHR от величины τ при одном и том же значении термической связи $\Delta U_{th} = 1 \text{ V}$ для осцилляций с основными частотами $F_1 = 381 \text{ kHz}$ и $F_2 = 285 \text{ kHz}$ (дополнительные параметры указаны на рис. 1, b). Анализируя зависимость $\eta(\tau)$, можно отметить, что кривая имеет ряд периодических минимумов и в целом эффективность η снижается с ростом τ . Кроме того, независимо от величины задержки основная величина синхронизации остается неизмен-

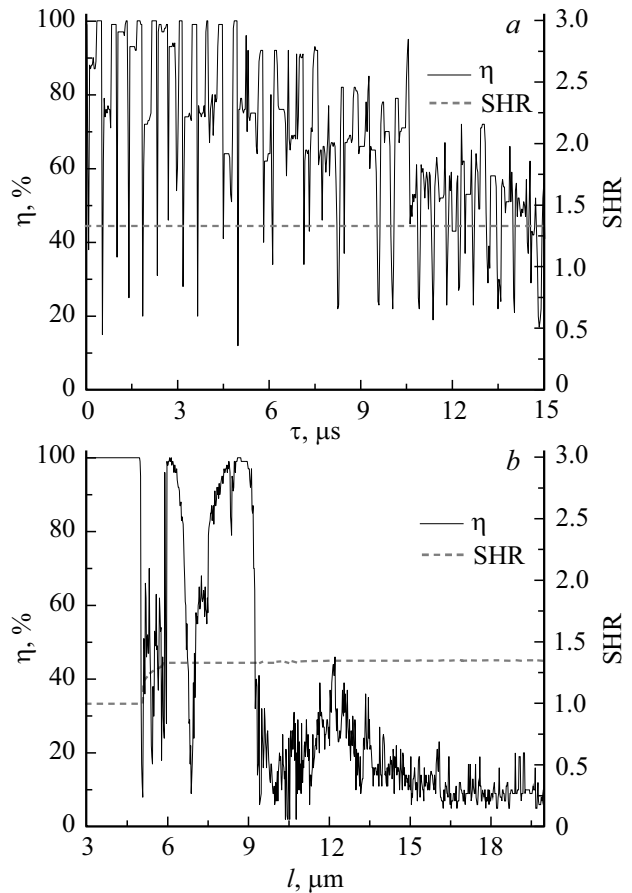


Рис. 3. Зависимости эффективности синхронизации η и SHR от величины времени задержки τ (a) и расстояния l между осцилляторами (b).

ной $SHR = 4/3 \approx 1.33$. Отмеченные особенности наблюдаются и при других параметрах осцилляторов.

Периодичность зависимости $\eta(\tau)$, по всей видимости, связана с тем, что сами осцилляции имеют средний период и при определенных соотношениях периода и величины задержки динамика системы повторяется. А наличие минимумов обусловлено возникновением слабоустойчивых динамических состояний, когда внутренний шум оказывает наибольшее влияние на синхронизацию. Кроме того, с увеличением длительности задержки происходит эффект накопления влияния шума на синхронизацию, что приводит к спаду среднего значения η . Последнее подтверждается увеличением скорости спада $\eta(\tau)$ с возрастанием амплитуды шума U_{n0} .

При проектировании трехмерных ОНС можно варьировать расстояние l между осцилляторами, но при этом меняется не только величина τ , но и величина ΔU_{th} , поэтому представляет интерес рассмотреть зависимости $\eta(l)$ и $SHR(l)$, показанные на рис. 3, б. Здесь мы наблюдаем довольно сложную зависимость $\eta(l)$, где также присутствуют минимумы. Можно заметить, что при $l > 10 \mu\text{m}$ средняя величина η резко снижается и далее не поднимается выше η_{th} , поэтому можно говорить о наличии эффективного радиуса синхронизации $R_{TC} = 10 \mu\text{m}$ (по аналогии с работой [8]). Модельные эксперименты показали, что радиус R_{TC} увеличивается при снижении амплитуды шума U_{n0} . Величина SHR претерпевает изменение в зависимости от l , что обусловлено вариацией ΔU_{th} при изменении расстояния: при малых расстояниях наблюдаются захват частоты и синхронизация $SHR = 1/1$, а при $l > 6 \mu\text{m}$ $SHR = 4/3 \approx 1.33$ и практически не меняется. По всей видимости, появление минимумов и максимумов параметров синхронизации при вариации временной задержки взаимодействия осцилляторов в сети является универсальным, но в то же время малоизученным эффектом. Так, похожее поведение наблюдалось в немногих работах по изучению взрывных осцилляций биоподобной ОНС [12].

В заключение отметим, что отношение τ к периоду собственных колебаний T_F при низкочастотных осцилляциях ($F < 1 \text{ kHz}$) настолько мало ($\tau/T_F < 3 \cdot 10^{-3}$), что эффект задержки можно не учитывать ни в модельных расчетах, ни в методике определения SHR . В случае использования высокочастотных осцилляторов при проектировании трехмерных ОНС ($F = 100 \text{ kHz} - 3 \text{ GHz}$) эффект влияния временной задержки термической связи на синхронизацию осцилляторов необходимо принимать во внимание.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 16-19-00135).

Список литературы

- [1] Keyes R.W. // Rep. Prog. Phys. 2005. V. 68. P. 2701–2746.
- [2] Nikonov D.E., Young I.A. // IEEE J. Explor. Solid-State Comput. Devices Circuits. 2015. V. 1. P. 3–11.
- [3] Dörfler F., Bullo F. // Automatica. 2014. V. 50. P. 1539–1564.
- [4] Sharma A.A., Bain J.A., Weldon J.A. // IEEE J. Explor. Solid-State Comput. Devices Circuits. 2015. V. 1. P. 58–66.
- [5] Lebrun R., Tsunegi S., Bortolotti P., Kubota H., Jenkins A.S., Romera M., Yakushiji K., Fukushima A., Grollier J., Yuasa S., Cros V. // Nature Commun. 2017. V. 8. P. 15825.
- [6] Sakai J. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 103708.
- [7] Velichko A., Belyaev M., Putrolaynen V., Pergament A., Perminov V. // Int. J. Mod. Phys. B. 2017. V. 31. P. 1650261.
- [8] Velichko A., Belyaev M., Putrolaynen V., Perminov V., Pergament A. // Solid-State Electron. 2018. V. 141. P. 40–49.
- [9] Freeman E., Kar A., Shukla N., Misra R., Engel-Herbert R., Schlom D., Gopalan V., Rabe K., Datta S. // Proc. 70th Device Research Conf. (DRC 2012). University Park, 2012. P. 243–244.
- [10] Электронный ресурс. Режим доступа: <https://arxiv.org/abs/1804.03395>
- [11] Marín E., Vaca-Oyola L.S., Delgado-Vasallo O. // Rev. Mex. Física E. 2016. V. 62. P. 1–4.
- [12] Wang Q., Chen G., Perc M. // PLoS One. 2011. V. 6. P. e15851.