

07.4

Синтезатор дискретной сетки частот на основе антиферромагнитного спинтронного осциллятора

© А.Р. Сафин^{1,2}, П.А. Попов^{1,3}, Д.В. Калябин^{1,3}, С.А. Никитов^{1,3}¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия² Национальный исследовательский университет „МЭИ“, Москва, Россия³ Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия
E-mail: arsafin@gmail.com

Поступило в Редакцию 26 марта 2020 г.

В окончательной редакции 10 июля 2020 г.

Принято к публикации 16 июля 2020 г.

Исследована динамика бесфильтрового синтезатора дискретной сетки частот, построенного на основе системы фазовой синхронизации антиферромагнитного спинтронного осциллятора, генерирующего терагерцевые колебания в широком диапазоне частот под действием постоянного тока. Методом медленно меняющихся амплитуд получена зависимость коэффициента усиления по кольцу системы фазовой синхронизации от разности частот синхронизируемых колебаний при разных коэффициентах деления в цепи обратной связи. Показано, что с ростом коэффициента деления полоса синхронизируемых колебаний уменьшается при неизменных параметрах антиферромагнитного спинтронного осциллятора.

Ключевые слова: антиферромагнетик, система фазовой синхронизации, синтезатор частот, спинтроника, осцилляторы.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.20.50151.18311

Антиферромагнитная спинтроника является активно развивающейся областью нанoeлектроники, изучающей процессы возбуждения и распространения спиновых токов через антиферромагнитные нано- и микроструктуры [1–7]. Перспективы использования антиферромагнетиков (АФМ) связаны с возможностью построения устройств генерирования, приема и обработки сигналов терагерцевых частот без применения внешних полей подмагничивания [2]. Это достигается за счет высоких величин обменных полей АФМ [8–10]. Были предложены конструкции основанных на АФМ терагерцевых осцилляторов [11], выпрямителей [12], преобразователей спинового тока [13]. Для реализации стабильного источника непрерывных терагерцевых колебаний, работающего в широком диапазоне частот, помимо управляемого автогенератора необходимо использовать также блоки деления и умножения частоты, фазовые дискриминаторы и т.д. [14]. Целью настоящей работы является теоретическое исследование динамики бесфильтрового синтезатора дискретной сетки частот, построенного на основе системы фазовой синхронизации (СФС) антиферромагнитного спинтронного осциллятора (АСО), используемого в качестве управляемого автогенератора в цепи обратной связи. Ранее аналогичная схема теоретически [15–18] и экспериментально [19] исследовалась в диапазоне СВЧ, а в качестве управляемого автогенератора использовался ферромагнитный спинтронный осциллятор.

Структурная схема синтезатора частот на базе АСО представлена на рис. 1, а. Принцип ее работы совпадает с большинством схем пассивных синтезаторов частот диапазона СВЧ на основе схем фазовой ав-

топодстройки частоты. На входы фазового дискриминатора (ФД) поступают сигналы от опорного генератора и управляемого генератора с частотами f_{RO}/M и f_{ASO}/N соответственно, где M, N — коэффициенты деления частоты. На выходе ФД с дискриминационной характеристикой $F[\Delta\Phi]$ формируется сигнал ошибки $e(t) = EF[\Delta\Phi]$, пропорциональный разности фаз поступающих на его входы колебаний $\Delta\Phi = \varphi_{ASO}/N - \varphi_{RO}/M$ и максимальному вырабатываемому ФД напряжению E . Управление частотой колебаний происходит в АСО через цепь управления, образованную фильтром с коэффициентом передачи $K(d/dt)$ и преобразователем напряжение–ток с коэффициентом преобразования T (с размерностью A/V), которые могут быть совмещены в едином функциональном блоке. Физика работы и структурная схема АСО подробно рассмотрены в [11] и здесь не приводятся. Мы рассматриваем АСО, совмещенный с усилителем мощности в едином буферном блоке, причем измерение мощности с АСО может осуществляться различными методами: обратным спин-Холл-напряжением [11], с помощью диэлектрических резонаторов [20] или путем изменения туннельного магнитосопротивления [21]. В стационарном синхронном режиме работы СФС $\Delta\Phi = \text{const}$, т.е. разность фаз синхронизируемых колебаний постоянна, а их частоты равны и $f_{ASO} = f_{RO} \cdot N/M$.

Для анализа динамики СФС используем математическую модель АСО (так называемая „сигма-модель“ [11,22]) в виде дифференциального уравнения для вектора Нееля $\mathbf{l}(t)$ с учетом анизотропии, затухания и переноса крутильного момента (в качестве АФМ

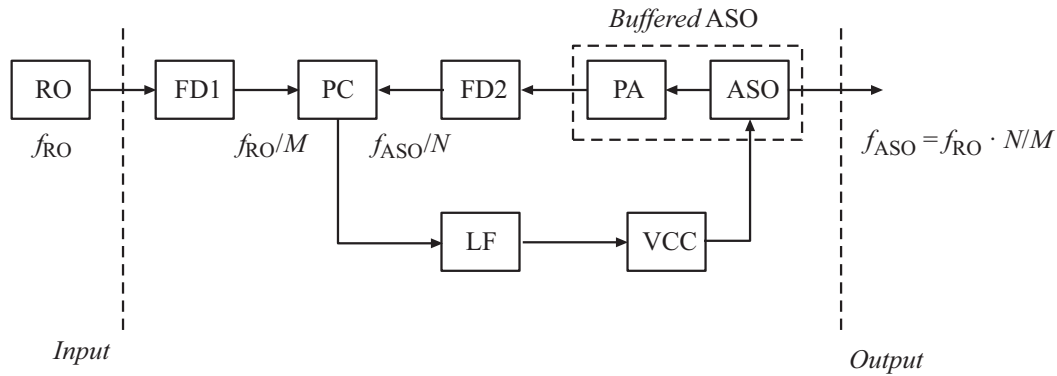


Рис. 1. Структурная схема синтезатора дискретной сетки частот, построенного на основе системы фазовой синхронизации АСО. RO — опорный генератор, FD1 и FD2 — делители частоты с коэффициентами деления M и N соответственно, PC — фазовый дискриминатор (компаратор), LF — цепь управления (непрерывный фильтр), VCC — преобразователь напряжение–ток, *Buffered ASO* — буферный блок, состоящий из усилителя мощности PA и антиферромагнитного спинтронного осциллятора ASO.

используем NiO):

$$\mathbf{l} \times \left[\frac{1}{\omega_{ex}} \frac{d^2 \mathbf{l}}{dt^2} + \alpha \frac{d\mathbf{l}}{dt} + \Omega \cdot \mathbf{l} + \sigma j [\mathbf{p} \times \mathbf{l}] \right] = 0, \quad (1)$$

где $\omega_{ex}/2\pi = 27.5$ THz — обменная частота, $\alpha = 3.5 \cdot 10^{-3}$ — эффективная постоянная затухания в АФМ [11], $\Omega = \omega_e \mathbf{n}_e \otimes \mathbf{n}_e - \omega_h \mathbf{n}_h \otimes \mathbf{n}_h$ — матрица анизотропии, $\omega_e/2\pi = 1.75$ GHz, $\omega_h/2\pi = 43.9$ GHz, символ \otimes обозначает тензорное произведение. $\mathbf{n}_e, \mathbf{n}_h$ — орты легкой и тяжелой осей анизотропии, $\sigma/2\pi = 4.32 \cdot 10^{-4}$ Hz · m²/A — коэффициент, характеризующий эффект переноса крутильного момента, $j = j_0 + \Delta j$ — плотность спинового тока, втекающего в АСО, состоящая из постоянного тока j_0 и переменного $\Delta j = (\varepsilon/S)K(d/dt)F[\Delta\Phi]$, вызванного действием СФС, $\varepsilon = ET$ — коэффициент усиления в кольце обратной связи, $S = \pi R_c^2$ — площадь поперечного сечения АСО, $R_c = 10 \mu\text{m}$ — радиус контакта, \mathbf{p} — вектор поляризации спинового тока. Будем рассматривать бесфильтровой случай, т.е. $K(d/dt) = 1$.

Направим ось x вдоль легкой оси намагничивания $\mathbf{n}_e = \mathbf{x}$, при этом $\mathbf{n}_h = \mathbf{z}$. Направим спиновый ток вдоль оси z , т.е. $\mathbf{p} = \mathbf{z}$. В данной геометрии стационарный вектор Нееля \mathbf{l}_0 будет направлен вдоль легкой оси намагничивания, а нестационарные колебания \mathbf{l} будут происходить в плоскости xu . Таким образом, вводя $\mathbf{l} = \mathbf{x} \cos \varphi + \mathbf{y} \sin \varphi$, получим следующее дифференциальное уравнение для угла φ

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \alpha \omega_{ex} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_0^2}{2} \sin 2\varphi = \omega_{ex} \sigma [j_0 + \Delta j], \quad (2)$$

которое представляет собой уравнение нелинейного маятника с резонансной частотой $\omega_0 = \sqrt{\omega_e \omega_{ex}} \approx 2\pi \cdot 220$ GHz. Динамика этого уравнения изучалась ранее в [11]. Отметим, что в зависимости от величины j_0 в системе может реализоваться либо режим затухающих колебаний (допороговая область), либо режим автоколебаний (запороговая область). На рис. 2

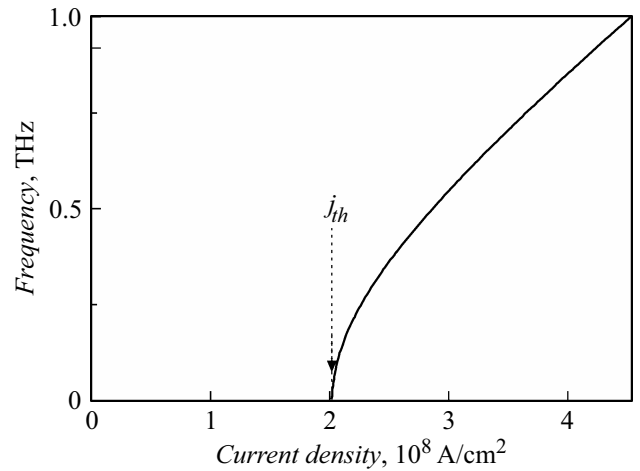


Рис. 2. Зависимость частоты автоколебаний от плотности тока, протекающего через структуру.

представлена зависимость частоты автоколебаний f_{ASO} от плотности тока j_0 . Как видно, с увеличением плотности тока частота автоколебаний увеличивается, достигая 1 THz при плотности тока $5 \cdot 10^8$ A/cm². Далее будем рассматривать область развитых автоколебаний при $j_0 > 1.5j_{th}$, где j_{th} — критическая плотность тока, при которой возникают автоколебания в АСО на линейном участке регулировочной характеристики АСО.

Воспользуемся методом медленно меняющихся амплитуд для поиска полосы синхронизма СФС. Для этого будем искать решение системы (2) в следующем виде:

$$2\varphi = \varphi_0 + \Omega t + A \sin[\varphi_{ASO}], \quad (3)$$

где $\varphi_0, \Omega, A, \varphi_{ASO} = \Omega t + \tilde{\varphi}_{ASO}$ можно найти, подставляя (3) в (2), разлагая нелинейную функцию в ряд Фурье и группируя члены по порядку малости. Окончательно получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{dA}{dt} = -\frac{\alpha \omega_{ex}}{2} A - \frac{\omega_0^2}{2\Omega} (J_0(A) + J_2(A)) \sin \tilde{\varphi}_0, \quad (4)$$

$$\frac{d\varphi_{\text{ASO}}}{dt} = \Omega + \frac{\omega_0^2}{\Omega} \frac{(J_0(A) - J_2(A))}{A} \cos \tilde{\varphi}_0, \quad (5)$$

$$\alpha \omega_{\text{ex}} \Omega = 2\sigma \omega_{\text{ex}} [j_0 + \Delta j] + \omega_0^2 J_1(A) \sin \tilde{\varphi}_0. \quad (6)$$

Здесь $\tilde{\varphi}_0 = \varphi_0 - \tilde{\varphi}_{\text{ASO}}$ и $J_n(A)$ — функции Бесселя первого рода n -го порядка. При малых амплитудах внешнего воздействия на АСО ε и малых амплитудах автоколебаний A из (4)–(6) получаем, что $\Omega \approx 2\sigma [j_0 + \Delta j]/\alpha$ и $d\varphi_{\text{ASO}}/dt \approx 2\sigma [j_0 + \Delta j]/\alpha$. Окончательно уравнение для разности фаз синхронизируемых колебаний будет иметь вид уравнения Адлера

$$\frac{d\Delta\Phi}{dt} = \Delta\omega + \frac{2\sigma}{\alpha N} \frac{\varepsilon}{S} F[\Delta\Phi], \quad (7)$$

где $\Delta\omega = 2\sigma j_0/(\alpha N) - 1/M \cdot d\varphi_{\text{RO}}/dt$ — разность частот синхронизируемых колебаний. Поскольку характеристика ФД является 2π -периодической и нормированной на единицу, максимальная разность частот $\Delta\omega_s$, при которой возможна синхронизация (граница полосы синхронизма), дается выражением

$$\frac{\varepsilon}{S} = \left| \frac{\alpha N}{2\sigma} \times \Delta\omega_s \right|. \quad (8)$$

На рис. 3 показана зависимость коэффициента усиления по кольцу ε от разности частот синхронизируемых колебаний $\Delta\omega_s$ (так называемый „язык Арнольда“) для двух значений коэффициента усиления по кольцу: $N = 10$ и 100 . При увеличении коэффициента деления в цепи обратной связи N полоса синхронизируемых колебаний уменьшается. Максимальное значение ε ограничено линейным участком регулировочной характеристики АСО, на котором амплитуда колебаний A остается достаточной для работы фазового дискриминатора. Как показывает моделирование исходной системы уравнений (4)–(6), при увеличении ε увеличивается время вхождения СФС в синхронный режим, а амплитуда колебаний с ростом тока j_0 уменьшается.

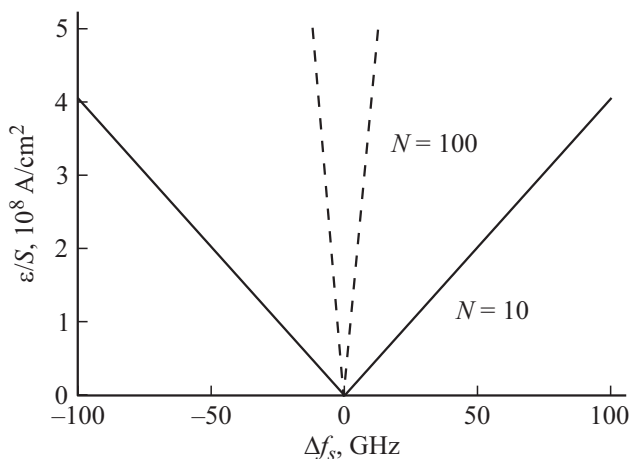


Рис. 3. Коэффициент усиления по кольцу СФС ε как функция разности частот $\Delta f_s = \Delta\omega_s/2\pi$ синхронизируемых колебаний для двух значений коэффициента деления: $N = 10$ и 100 .

Таким образом, в работе исследована динамика бесфильтрового синтезатора дискретной сетки частот, построенного на основе системы АСО. Методом медленно меняющихся амплитуд получена зависимость коэффициента усиления по кольцу СФС от разности частот синхронизируемых колебаний при разных коэффициентах деления (на линейном участке регулировочной характеристики АСО). Показано, что с ростом коэффициента деления полоса синхронизируемых колебаний уменьшается при неизменных параметрах АСО. В целом, меняя параметры E , T и N , можно существенно изменять полосу синхронизируемых частот, что отличает описанный метод от прямой синхронизации внешним гармоническим током высокой плотности [23], при котором меняются только амплитуда и частота внешнего источника. С помощью описанной схемы можно измерять фазовые и амплитудные шумы АСО, что является предметом дальнейшего детального исследования.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований № 18-37-20048, 18-29-27018, 18-07-00509, 18-57-76001, 18-57-16001, 19-29-03015, а также государственного задания РФ № 0030-2019-0013.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Baltz V, Manchon A, Tsoi M, Moriyama T, Ono T, Tserkovnyak Y // Rev. Mod. Phys. 2018. V. 90. P. 015005.
- [2] Walowski J, Munzenberg M // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. P. 140901.
- [3] Nemeč P, Fiebig M, Kampfrath T, Kimel A.V // Nature Phys. 2018. V. 14. P. 229–241.
- [4] Jungwirth T, Marti X, Wadley P, Wunderlich J // Nature Nanotechnol. 2016. V. 11. P. 231–241.
- [5] Jungfleisch M.B., Zhang W., Hoffman A // Phys. Lett. A. 2018. V. 382. P. 865–871.
- [6] Železný J, Wadley P, Olejnik K., Hoffmann A., Ohno H // Nature Phys. 2018. V. 14. P. 220–228.
- [7] Gomony E., Loktev V // Low Temp. Phys. 2014. V. 40. P. 22–47.
- [8] Туров Е.А., Колчанов А.В., Меньшенин В.В., Мирсаев И.Ф., Николаев В.В. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. М.: Физматлит, 2001. 500 с.
- [9] Шамсутдинов М.А., Ломакина И.Ю., Назаров В.Н., Харисов А.Т., Шамсутдинов Д.М. Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны. М.: Наука, 2009. 456 с.
- [10] Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев: Наук. думка, 1983. 189 с.
- [11] Khytyn R., Lisenkov I, Tiberkevich V., Ivanov B., Slavin A // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 43705.

- [12] *Khytun R., Tiberkevich V., Slavin A.* // AIP Adv. 2017. V. 7. P. 055931.
- [13] *Khytun R., Lisenkov I., Tiberkevich V.S., Slavin A.N., Ivanov B.A.* // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. P. 224421.
- [14] *Rohde U., Poddar A., Böck G.* The design of modern microwave oscillators for wireless applications: theory and optimization. N.J.: Wiley, 2005. 560 p.
- [15] *Мишагин К., Шалфеев В.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 22. С. 51–57.
- [16] *Митрофанов А.А., Сафин А.Р., Удалов Н.Н.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 13. С. 66–72.
- [17] *Митрофанов А.А., Сафин А.Р., Удалов Н.Н.* // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 16. С. 29–35.
- [18] *Mitrofanov A., Safin A., Udalov N., Kapranov M.* // J. Appl. Phys. 2017. V. 122. P. 123903.
- [19] *Tamaru S., Kubota H., Yakushiji K., Yuasa S., Fukushima A.* // Sci. Rep. 2015. V. 5. P. 18134.
- [20] *Sulymenko O., Prokopenko O., Tiberkevich V., Slavin A., Ivanov B., Khytun R.* // Phys. Rev. Appl. 2017. V. 8. P. 064007.
- [21] *Sulymenko O., Prokopenko O., Tiberkevich V., Slavin A.* // IEEE Magn. Lett. 2018. V. 9. P. 3104605.
- [22] *Иванов Б.А.* // ЖЭТФ. 2020. Т. 158. В. 1(7). С. 103–123.
- [23] *Gomonay O., Jungwirth T., Sinova J.* // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. P. 104430.