

09

## Синхронизация спинового наногенератора с использованием цепи фазовой автоподстройки

© К.Г. Мишагин, В.Д. Шалфеев

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского  
E-mail: mishagin@rf.unn.ru

Поступило в Редакцию 28 июня 2010 г.

Предлагается использование принципа фазовой автоподстройки для решения задач синхронизации и когерентного сложения мощностей спиновых наноразмерных СВЧ-генераторов, основанных на эффекте возбуждения сверхвысокочастотных осцилляций намагниченности с помощью спин-поляризованного тока. Исследуется динамика модели спинового генератора с петлей автоподстройки, обладающей инерционностью. С помощью бифуркационного анализа получены области параметров с различными динамическими режимами: синхронизация, квазисинхронный режим, биения. Показано увеличение полосы существования синхронного режима по сравнению со схемой синхронизации спинового генератора внешним полем.

Возможность генерации сверхвысокочастотных колебаний в слоистых проводящих структурах спин-вентильного типа под воздействием протекающего тока была предсказана теоретически в работах Слончевского [1] и Берже [2], а затем подтверждена экспериментально для наноразмерных структур различной топологии [3–5]. Небольшое рабочее напряжение ( $< 0.25$  V), малые размеры ( $< 100$  nm), широкий диапазон перестройки частоты, а также предсказываемая возможность генерации в диапазоне выше 100 GHz [6] делает спиновые наногенераторы привлекательными и перспективными объектами для современных исследований. Основным недостатком спиновых генераторов является малая мощность, не превышающая 1 nW, поэтому представляется актуальной задача синхронизации и когерентного сложения мощностей подобных генераторов. Кроме увеличения суммарной мощности с помощью синхронизации можно уменьшить уровень фазовых шумов, который является достаточно высоким для спиновых генераторов (относительная ширина спектральной линии  $\Delta f/f > 10^{-3}$  [7]). Задача синхронизации

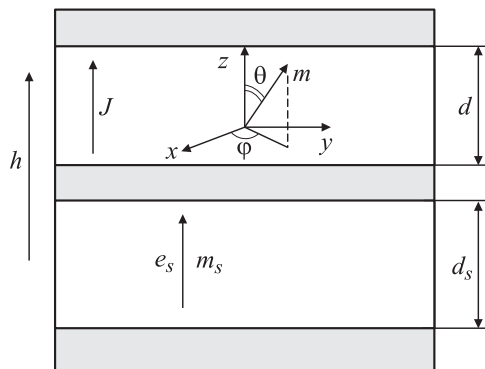


Рис. 1. Структура спинового генератора.

спиновых генераторов обсуждалась в литературе, в частности экспериментально продемонстрирована возможность внешней синхронизации спинового генератора с помощью модуляции тока [8], а также взаимной синхронизации двух близко расположенных наногенераторов [9–10] благодаря взаимодействию через спиновые волны, распространяющиеся в общем ферромагнитном слое [11]. Однако наиболее перспективным, технологичным и надежным решением задачи синхронизации спинового генератора представляется ее решение на основе применения принципа фазовой автоподстройки. Система фазовой автоподстройки широко используется в радиотехнике, радиосвязи, прикладной физике и т.д. Применительно к спиновым наногенераторам эта идея в литературе не обсуждалась, но ее привлекательность вполне очевидна, особенно с учетом возможности электронного управления частотой, осуществляемого с помощью изменения величины протекающего через структуру тока.

Рассмотрим структуру на рис. 1, состоящую из толстого (фиксированного) ферромагнитного слоя толщиной  $d_s$  с намагниченностью  $m_s$  и тонкого (свободного) ферромагнитного слоя толщиной  $d \ll d_s$ , разделенных между собой тонкой проводящей прослойкой. На структуру накладывается внешнее магнитное поле  $h$  перпендикулярно плоскостям слоев, так же ориентирована намагниченность толстого слоя, которую будем полагать фиксированной. Поперечные размеры достаточно малы, поэтому предполагается, что магнитные поля можно считать однородными. Для описания магнитной динамики свободного слоя

может быть использована монодоменная модель однородного вращения спинов, использующая уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта, которое содержит дополнительное слагаемое, полученное Слончевским в работе [1]. Как показано в работе [4], подобная модель хорошо согласуется с экспериментальными результатами. С целью анализа магнитной динамики удобно записать уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта в сферической системе координат. Для рассматриваемой структуры и с учетом всех вышеуказанных предположений уравнения динамики для сферических переменных  $\theta, \varphi$  (рис. 1) можно записать в следующем виде [12]:

$$\begin{cases} \frac{d\theta}{dt} = -\frac{\alpha}{1+\alpha^2} \left[ \Omega_0(\theta) - \frac{\beta}{\alpha} \right] \sin \theta, \\ \frac{d\varphi}{dt} = \frac{1}{1+\alpha^2} \left[ \Omega_0(\theta) - \frac{\beta}{\alpha} \right] + \frac{\beta}{\alpha}, \end{cases} \quad (1)$$

$$\Omega_0(\theta) = h_z + k_{eff} \cos \theta. \quad (2)$$

В системе (1) время измеряется в единицах  $(\gamma M_s)^{-1}$ ,  $\gamma$  — абсолютное значение гиромагнитного отношения для электрона,  $M_s$  — величина намагниченности насыщения фиксированного слоя,  $\alpha$  — параметр магнитной релаксации Гильберта, параметр  $\beta$  характеризует величину эффектов, связанных с переносом спинов током, протекающим через рассматриваемую структуру. Величина  $\beta$  прямо пропорциональна величине тока электронов, протекающего через свободный слой в сторону фиксированного слоя. Коэффициент  $k_{eff}$  характеризует поле анизотропии, включая эффект анизотропии формы кристалла,  $h_z$  — величина внешнего магнитного поля, нормированная на  $M_s$ . Динамика системы (1) достаточно проста [12]. В сферическом фазовом пространстве существуют два состояния равновесия, отвечающие намагниченности тонкого слоя, ориентированной вдоль внешнего магнитного поля  $\theta = 0$  и противоположно ему  $\theta = \pi$ . Первое состояние равновесия устойчиво при  $\beta < \beta^-$ ,  $\beta^- = \alpha(h - |k_{eff}|)$ . При увеличении тока и превышении порога  $\beta^-$  первое состояние равновесия становится неустойчивым и в его окрестности мягко рождается устойчивый предельный цикл, соответствующий режиму прецессии спинов. Устойчивый предельный цикл существует в интервале параметров  $\beta^- < \beta < \beta^+$ ,  $\beta^+ = \alpha(h + |k_{eff}|)$ . Частота спиновых колебаний, определяемая из второго уравнения (1), пропорциональна плотности тока, протекающего

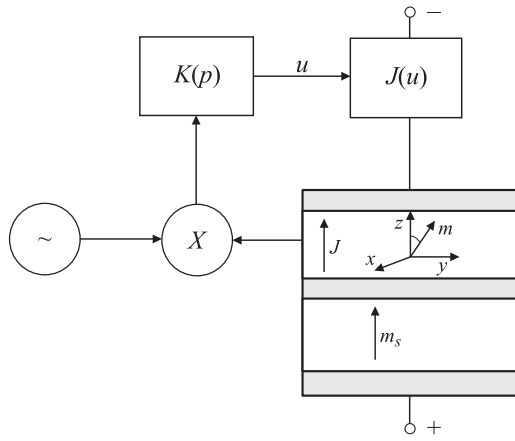


Рис. 2. Функциональная схема фазовой автоподстройки спинового генератора.

через контакт:  $\omega_{st} = \beta/\alpha$ . При  $\beta = \beta^+$  предельный цикл исчезает, сжимаясь во второе состояние равновесия, которое становится устойчивым при  $\beta > \beta^+$ .

Охватим спиновый генератор петлей фазовой автоподстройки частоты (рис. 2), состоящей из опорного генератора, фазового дискриминатора, который может быть реализован с помощью перемножителя, фильтра низких частот с коэффициентом передачи  $K(p)$ , где  $p = d/dt$  (время в единицах  $(\gamma M_s)^{-1}$ ), и модулятора тока  $J(u)$ . Рассмотрим наиболее простой фильтр первого порядка  $K(p) = (1 + \varepsilon p)^{-1}$ , где  $\varepsilon$  — безразмерный параметр, характеризующий постоянную времени фильтра. Предполагая линейность и безынерционность модулятора тока, получим следующую систему, описывающую динамику намагниченности тонкого слоя:

$$\begin{cases} \frac{d\theta}{dt} = -\frac{\alpha}{1 + \alpha^2} \left[ \Omega_0(\theta) - \frac{\beta}{\alpha} + u \right] \sin \theta, \\ \frac{d\varphi_\Delta}{dt} = \frac{1}{1 + \alpha^2} \left[ \Omega_0(\theta) - \frac{\beta}{\alpha} + u \right] + \Delta\omega - u, \\ \varepsilon \frac{du}{dt} = -u + \Omega \sin \varphi_\Delta. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь  $\varphi_\Delta = \varphi - \varphi_0$  — разность фаз подстраиваемого спинового генератора и опорного генератора,  $u$  — сдвиг частоты, осуществляемый

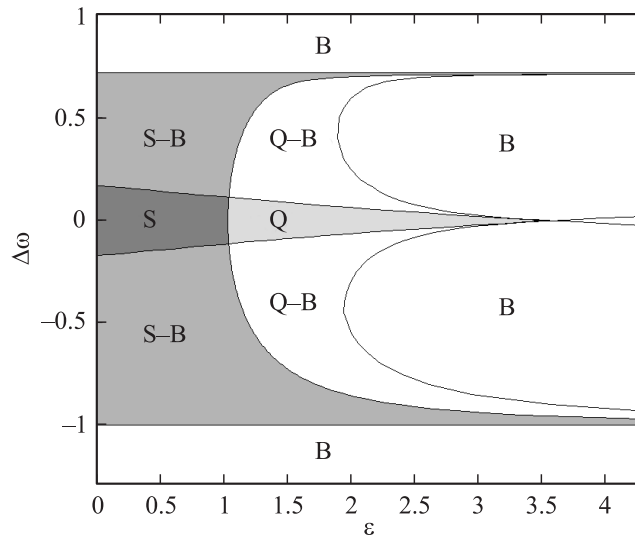
цепью управления,  $\Omega$  — величина максимального сдвига частоты,  $\Delta\omega = \beta/\alpha - \omega_0$  — начальная расстройка частоты спинового генератора относительно частоты опорного генератора. Будем предполагать, что изменение расстройки  $\Delta\omega$  осуществляется с помощью изменения частоты опорного генератора. В системе (3) состояние равновесия  $O_s$  с координатами

$$\theta^* = \arccos \left[ \frac{1}{k_{eff}} \left( \Delta\omega - h + \frac{\beta}{\alpha} \right) \right], \quad \varphi_{\Delta}^* = \arcsin \left( \frac{\Delta\omega}{\Omega} \right), \quad u^* = \Delta\omega \quad (4)$$

в случае устойчивости соответствует режиму прецессии магнитного момента тонкого слоя спинового генератора с частотой, стабилизированной относительно опорного генератора. Вместе с  $O_s$  в системе (3) существует седловое состояние равновесия  $O_u$ , имеющее те же координаты  $\theta^*$ ,  $u^*$ , а  $\varphi_{\Delta} = \pi - \varphi_{\Delta}^*$ . Решения, соответствующие режимам стационарной намагниченности тонкого слоя ( $\theta = 0, \pi$ ), существуют, но являются неустойчивыми. Полоса синхронизации спинового генератора определяется областью существования состояния равновесия  $O_s$ :

$$\begin{cases} h - \frac{\beta}{\alpha} - |k_{eff}| < \Delta\omega < h - \frac{\beta}{\alpha} + |k_{eff}|, \\ -\Omega < \Delta\Omega < \Omega. \end{cases} \quad (5)$$

В пределе малоинерционной цепи управления ( $\varepsilon \ll 1$ ) состояние равновесия  $O_s$  является локально устойчивым во всей области существования (5). В результате качественно-численного исследования системы (3) получено разбиение плоскости параметров  $(\varepsilon, \Delta\omega)$  бифуркационными кривыми. На рис. 3 представлен пример такого разбиения. Различные динамические режимы [13] обозначены буквами: S — синхронный режим, при котором состояние равновесия  $O_s$  существует и является устойчивым; Q — квазисинхронный режим, ему в фазовом пространстве соответствует колебательный предельный цикл  $L_Q$  с ограниченно изменяющейся переменной  $\varphi_{\Delta}$ , который рождается из  $O_s$  в результате бифуркации Андронова–Хопфа; B — режим биений, при котором в фазовом пространстве существует устойчивый вращательный предельный цикл  $L_B$  с неограниченной переменной  $\varphi_{\Delta}$ . Области на рис. 3, отмеченные одной буквой, содержат параметры, при которых в системе (3) существует единственный аттрактор. Таким образом, область S соответствует области „захвата“ или гарантированного



**Рис. 3.** Разбиение плоскости параметров  $(\epsilon, \Delta\omega)$  на области с различными динамическими режимами;  $\beta/\alpha = 0.92$ ,  $\alpha = 0.02$ ,  $h = 1.2$ ,  $\Omega = 1$ .

установления режима синхронизации. Области параметров, отмеченные двумя буквами S–B, Q–B, являются бистабильными. При параметрах из этих областей в фазовом пространстве системы (3) одновременно существуют два аттрактора, разделенные сепаратрисной поверхностью седлового состояния равновесия  $O_u$ . На границе S и S–B, Q и Q–B происходит бифуркация гетероклинической петли сепаратрис седла  $O_u$ , охватывающей фазовое пространство системы (3), которое является периодическим по  $\varphi$ .

Инерционность в цепи фазовой автоподстройки может привести к потере устойчивости режима синхронизации и возникновению регулярного квазисинхронного режима [13]. Отметим, что в системах фазовой автоподстройки обычных генераторов подобный режим возможен только в случае более сложного фильтра в цепи управления, имеющего порядок не ниже второго. При дальнейшем увеличении инерционности квазисинхронный режим сменяется режимом биений, колебательный предельный цикл  $L_Q$  исчезает в результате бифуркации гомоклинической петли сепаратрис седла  $O_u$ . Важно отметить, что область бистабильности синхронного режима и режима биений суще-

ствует даже при  $\varepsilon = 0$ . Таким образом, наличие гистерезиса на границе полосы синхронизации связано не с инерционностью цепи управления, а с особенностью динамики спинового генератора. Данный результат согласуется с результатом работы [12], в которой предсказывается существование области бистабильности при синхронизации спинового генератора внешним полем. Кроме этого, сравнение с [12] свидетельствует о значительном увеличении области существования режима синхронизации благодаря использованию системы фазовой автоподстройки. Полоса синхронизации, определяемая (5), при достаточно большом значении параметра  $\Omega$  сравнима с областью генерации спиновых колебаний. В работе рассмотрен пример спинового генератора, который демонстрирует очень простую динамику. Известно, что при отличной конфигурации направлений намагниченности толстого слоя и внешнего магнитного поля динамика намагниченности тонкого слоя может быть существенно более сложной [14]. Зависимость динамических режимов системы синхронизации спинового генератора от особенностей его собственной динамики требует отдельного изучения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 10-02-00865, ФЦП программ „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг. (контракты № П2308 и 02.740.11.0565).

## Список литературы

- [1] *Slonczewski J.* // J. Magn. Magn. Mater. 1996. V. 159. P. L1.
- [2] *Berger L.* // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 9353.
- [3] *Katine J.A.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 3149.
- [4] *Kiselev S.I.* et al. // Nature (London). 2003. V. 425. P. 380.
- [5] *Tsoi M.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 4281.
- [6] *Hofer M.A.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 267206.
- [7] *Keller M.W.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P. 193105.
- [8] *Rippard W.H.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 067203.
- [9] *Kaka S.* et al. // Nature. 2005. V. 427. P. 389.
- [10] *Mancoff F.B.* et al. // Nature. 2005. V. 437. P. 393.
- [11] *Pufall M.R.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 087206.
- [12] *Bonin R.* et al. // The Eur. Phys. J. B. 2009. V. 68. P. 221.
- [13] *Матросов В.В., Шалфеев В.Д.* Динамический хаос в фазовых системах: Учеб. пособие. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2007.
- [14] *Корнеев В.И., Попков А.Ф., Чиненков М.Ю.* // ФТТ. 2009. Т. 51. В. 1. С. 118.