

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
Национальный исследовательский университет

К.Г. Мишагин
А.В. Половинкин
К.Н. Алешин

ДИНАМИКА СПИНОВОГО ГЕНЕРАТОРА

Учебно-методическое пособие

Рекомендовано методической комиссией радиофизического факультета для
студентов ННГУ, обучающихся по направлению подготовки 010800
«Радиофизика» и специальности 010801 «Радиофизика и электроника»

Нижний Новгород
2013

УДК 537.86
ББК В.236.352+236.355
М-71

М-71 Мишагин К.Г., Половинкин А.В., Алешин К.Н. ДИНАМИКА СПИНОВОГО ГЕНЕРАТОРА: Учебно-методическое пособие. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2013. – 19 с.

Рецензент: д.ф.-м.н. **М.В. Иванченко**

Пособие содержит описание математической модели спинового генератора на основе уравнений Ландау-Лифшица с дополнительным слагаемым, введенным Слончевским. Предлагается лабораторная работа, посвященная исследованию нелинейной динамики рассматриваемой модели, а также изучению свойств спиновых генераторов. Работа выполняется на компьютере с помощью готовой программы.

Пособие предназначено для студентов радиофизического факультета Нижегородского госуниверситета, специализирующихся в области теории нелинейных колебаний.

Ответственный за выпуск:
заместитель председателя методической комиссии
радиофизического факультета ННГУ,
д.ф.-м.н., профессор **Е.З. Грибова**

УДК 537.86
ББК В.236.352+236.355

© Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского, 2013

Содержание

1. Введение.....	4
2. Элементы теории спинового генератора	4
2.1. Структура спинового генератора и математическая модель	4
2.2. Динамика модели в случае $h \parallel z$	8
2.3. Динамика модели в случае внешнего магнитного поля, направленного под углом к оси z	11
3. Лабораторная работа.....	14
3.1. Описание программы для исследования динамики модели спинового генератора	14
3.2. Задания.....	16
3.3. Вопросы для контроля.....	17
4. Список литературы	18

1. Введение

Возможность генерации сверхвысокочастотных колебаний в слоистых проводящих структурах, называемых спиновыми вентилями, под воздействием электрического тока, протекающего поперечно плоскости слоев, была предсказана теоретически в работах Слончевского [1] и Берже [2], а затем подтверждена экспериментально для наноразмерных структур различной топологии [3] – [5]. Небольшое рабочее напряжение ($< 0,25$ В), малые размеры (< 100 нм), широкий диапазон перестройки частоты, а также предсказываемая возможность генерации в диапазоне выше 100 ГГц [6] делает спиновые наногенераторы привлекательными и перспективными объектами для современных исследований. Практический интерес представляет изучение различных динамических режимов подобных генераторов и исследование возможностей управления этими режимами [7, 8].

2. Элементы теории спинового генератора

2.1. Структура спинового генератора и математическая модель

Спиновые генераторы реализуются на основе тонкой структуры (рис. 1), состоящей из двух слоев ферромагнетика, разделенных немагнитным проводящим материалом или диэлектрической прослойкой, через которую осуществляется туннелирование электронов. К структуре прикладывается внешнее напряжение, вызывающее ток электронов перпендикулярно плоскости слоев. При протекании через ферромагнитный слой происходит спиновая поляризация электронов тока вдоль направления намагниченности слоя (предполагается, что толщина слоя больше длины поперечной спиновой релаксации для электронов тока). Толщина неферромагнитной прослойки достаточно мала (меньше длины спиновой диффузии), можно считать, что при прохождении через прослойку электроны тока сохраняют свою поляризацию. В неферромагнитном слое в результате отражений на границе с ферромагнетиком происходит накопление неравновесных спинов, за счет которых осуществляется взаимодействие между магнитными моментами ферромагнитных слоев. Управление намагниченностью и возбуждение колебаний реализуется в одном из слоев, который называется свободным. Второй слой – фиксированный является более толстым по сравнению со свободным слоем ($d_s \gg d$), за счет этого его намагниченность можно приближенно считать постоянной. Намагниченность фиксированного слоя можно также закрепить с помощью дополнительного антиферромагнитного слоя, что возможно в случае, если намагниченность фиксированного слоя параллельна плоскости контактов (на рис. 1 представлена отличная конфигурация, при которой намагниченность фиксированного слоя перпендикулярна плоскости контактов и параллельна оси z).

Для управления намагниченностью свободного слоя необходима высокая плотность тока (порядка 10^7 А/см²), которую можно получить при достаточно

малых поперечных размерах структуры < 250 нм. В экспериментах используются структуры двух типов: структуры с наноразмерным контактом и наностолбики.

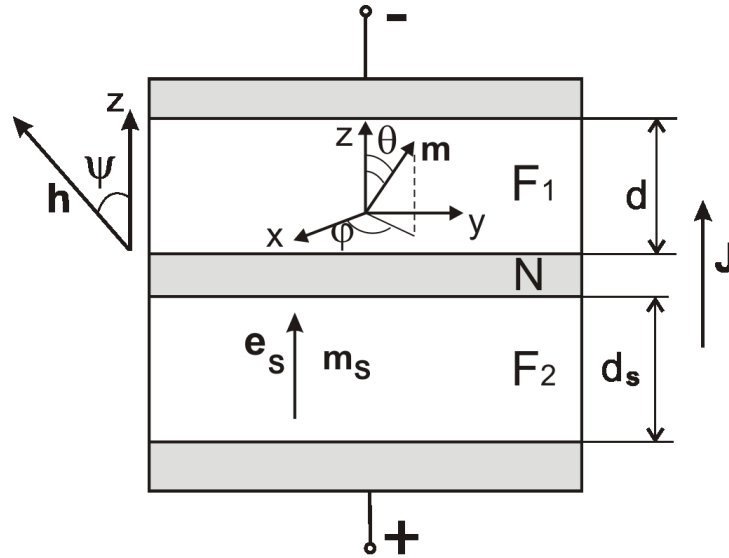


Рис. 1. Структура спинового вентиля в виде наностолбика

Рассмотрим структуру типа наностолбика (рис. 1), которая позволяет применить для описания динамики намагниченности свободного слоя \mathbf{M} макроскопическую монодоменную модель Ландау-Лифшица (1) с дополнительным слагаемым \mathbf{T}_S , введенным Слончевским, имеющим размерность момента силы и описывающим передачу вращательного момента, вызванную протеканием через структуру спин-поляризованного тока (spin-transfer torque) [1]. Полученное в рамках монодоменной модели уравнение для магнитного момента \mathbf{M} имеет вид:

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma(\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}) + \mathbf{T}_L + \mathbf{T}_S \quad (1)$$

Рис. 2 иллюстрирует действие моментов сил, входящих в уравнение (1), на намагниченность свободного слоя.

В (1) \mathbf{H}_{eff} – эффективное магнитное поле, обусловленное внешним магнитным полем и учитывающее магнитную анизотропию среды, γ – абсолютное значение гиромангнитного отношения для электрона. Первое слагаемое в уравнении (1) отвечает за прецессию магнитного момента в магнитном поле. В отсутствие слагаемых \mathbf{T}_L и \mathbf{T}_S система (1) была бы консервативной, магнитный момент прецессировал бы с частотой $\gamma\mathbf{H}_{\text{eff}}$.

Слагаемое \mathbf{T}_L описывает действие диссипативных сил на намагниченность в ферромагнетике, оно может быть записано в двух различных формах: в форме Ландау-Лифшица (2) и в форме Гильберта (3).

$$\mathbf{T}_L = -\lambda^* (\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})), \quad (2)$$

$$\mathbf{T}_L = \alpha (\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}). \quad (3)$$

В (2) и (3) коэффициенты λ^* и α характеризуют релаксацию намагниченности. Если $T_S = 0$, то уравнение (1) со слагаемым T_L в форме (2) эквивалентно уравнению (1) со слагаемым в форме (3), при следующей замене параметров:

$$\gamma = \gamma' / (1 + \alpha^2), \quad \lambda^* = \gamma' \alpha / (1 + \alpha^2). \quad (4)$$

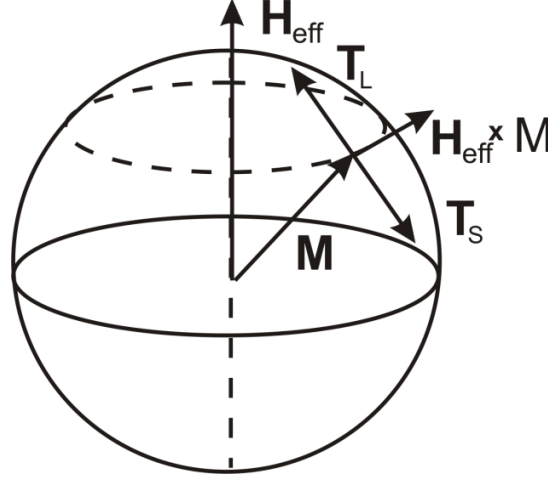


Рис. 2. Моменты сил, действующие на намагниченность свободного слоя

Несмотря на математическую эквивалентность, на данный момент времени нет устоявшегося мнения, какая из форм является более корректной. В данном пособии будет использоваться модель со слагаемым в форме Ландау-Лифшица (2).

Благодаря действию диссипативного слагаемого T_L прецессия намагниченности в модели (1) при $T_S = 0$ всегда является затухающей. В стационарном состоянии вектор намагниченности направлен вдоль вектора эффективного магнитного поля.

Третье слагаемое в (1) – T_S , полученное Слончевским, описывает влияние спинов электронов, отраженных от фиксированного слоя, на намагниченность свободного слоя.

$$T_S \propto j_e (\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{e}_S)) \quad (5)$$

В (5) j_e – плотность электрического тока, протекающего через структуру, \mathbf{e}_S – направление намагниченности фиксированного слоя (рис. 1). Как показано на рис. 2, вектор T_S противоположно направлен вектору T_L , что может привести при достаточно высоком значении плотности электрического тока к неустойчивости режима стационарной намагниченности свободного слоя.

Рассмотрим модель (1) в безразмерном виде для контакта, представленного на рис. 1 (намагниченность фиксированного слоя направлена вдоль оси z , а вектор внешнего магнитного поля отклонен от оси z в сторону оси x на угол ψ):

$$\dot{\mathbf{m}} = \mathbf{h}_{\text{eff}} \times \mathbf{m} - \lambda (\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h}_{\text{eff}})) + J (\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{e}_S)), \quad (6)$$

$$\mathbf{h}_{\text{eff}} = h \sin \psi \cdot \mathbf{e}_x + h \cos \psi \cdot \mathbf{e}_z + k_{\text{eff}} m_z \mathbf{e}_z. \quad (7)$$

В уравнении (1) время измеряется в единицах $(\gamma M_s)^{-1}$, γ – абсолютное значение гиромагнитного отношения для электрона, M_s – величина намагниченности насыщения, вектор намагниченности свободного слоя \mathbf{m} нормирован на величину M_s , λ – нормированный параметр магнитной релаксации Ландау-Лифшица, параметр J характеризует величину эффектов, связанных с переносом спинов током, протекающим через рассматриваемую структуру. Векторы \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y , \mathbf{e}_z – единичные векторы вдоль координатных осей. Величина J 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 – величина внешнего магнитного поля, нормированная на M_s . В рассматриваемой модели будем полагать, что вектор внешнего магнитного поля лежит в плоскости координат (x, z) под углом ψ к оси z (рис. 1).

В системах (1), (6) имеет место закон сохранения величины намагниченности: $|\mathbf{m}|^2 = 1$, так как магнитные силы всегда действуют перпендикулярно на вектор магнитного момента: $\mathbf{m} \cdot d\mathbf{m}/dt = 0$. Таким образом, динамика системы происходит на сферическом многообразии фазового пространства. В силу того, что многообразие является двумерным, динамика системы исключает сложное хаотическое поведение и поддается достаточно простому анализу.

Для изучения динамики рассматриваемой модели удобно переписать систему (6) в переменных сферической системы координат.

$$\mathbf{m} = \cos \varphi \sin \theta \cdot \mathbf{e}_x + \sin \varphi \sin \theta \cdot \mathbf{e}_y + \cos \theta \cdot \mathbf{e}_z. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (6) получим уравнения динамики для переменных θ и φ :

$$\begin{cases} \dot{\theta} = -\lambda \sin \theta (h_z + k_{\text{eff}} \cos \theta - J/\lambda) - h_x (\sin \varphi - \lambda \cos \varphi \cos \theta), \\ \dot{\varphi} = h_z + k_{\text{eff}} \cos \theta - \frac{h_x}{\sin \theta} (\cos \varphi \cos \theta + \lambda \sin \varphi), \end{cases} \quad (9)$$

$$h_x = h \sin \psi, \quad h_z = h \cos \psi.$$

Обе переменные θ и φ в системе (9) являются циклическими, поэтому система (9), строго говоря, обладает тороидальным фазовым пространством. Однако переменная θ соответствует ограниченной сферической координате, поэтому имеет смысл рассматривать только часть фазового пространства: $0 \leq \theta \leq \pi$. Отметим, что векторное поле в фазовом пространстве системы (9) при $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ имеет наклон: $d\theta/d\varphi|_{\theta=0} = d\theta/d\varphi|_{\theta=\pi} = 0$. Точки с координатами $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ особые, так как для этих координат Якобиан преобразования от сферических координат к декартовым равен нулю.

Перед описанием динамических режимов системы (9) рассмотрим подробно простой частный случай, описанный в следующем разделе.

2.2. Динамика модели в случае $\mathbf{h} \parallel \mathbf{z}$

В случае $\mathbf{h} \parallel \mathbf{z}$ рассматриваемая модель обладает симметрией относительно оси \mathbf{z} . Система (9) будет иметь следующий вид:

$$\begin{cases} \dot{\theta} = -\lambda \sin \theta (h_z + k_{\text{eff}} \cos \theta - J/\lambda), \\ \dot{\varphi} = h_z + k_{\text{eff}} \cos \theta. \end{cases} \quad (10)$$

Поскольку переменная φ не входит в правые части уравнений (10) для анализа динамических режимов модели достаточно ограничиться рассмотрением первого уравнения.

На рис. 3 представлена однопараметрическая бифуркационная диаграмма состояний равновесия первого уравнения системы (10) на отрезке $0 \leq \theta \leq \pi$. Сплошной линией отмечены устойчивые состояния равновесия, пунктирной – неустойчивые.

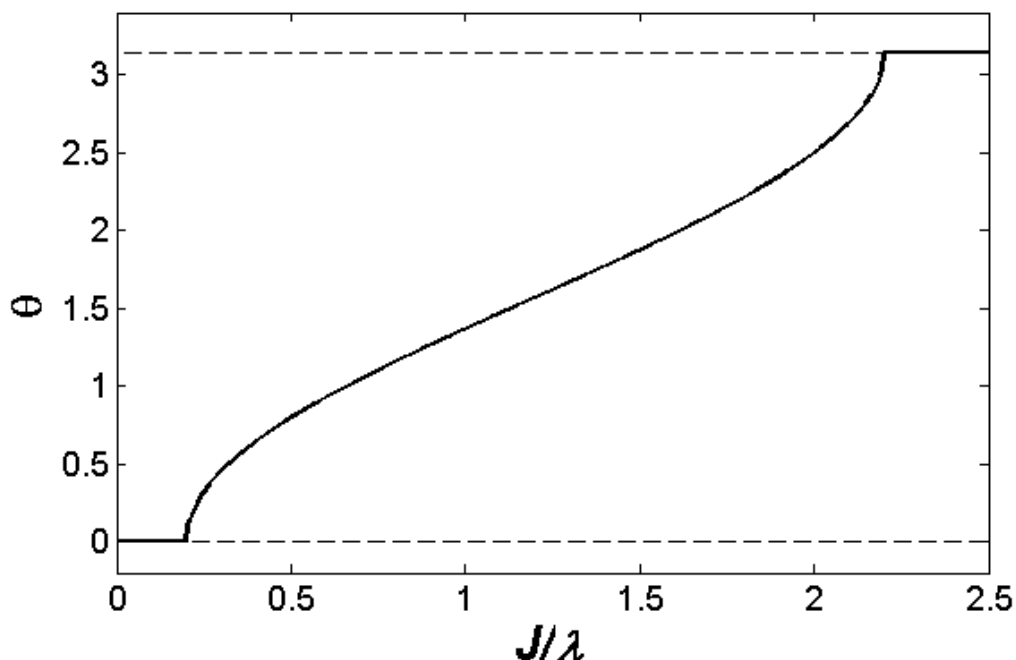


Рис. 3. Однопараметрическая бифуркационная диаграмма состояний равновесия первого уравнения системы (10) при $h_z = 1.2$, $\lambda = 0.02$, $k_{\text{eff}} = -1$

При $J/\lambda < h_z - |k_{\text{eff}}|$ существует два состояния равновесия: устойчивое O_1 с координатой $\theta = 0$ и неустойчивое O_2 с координатой $\theta = \pi$. Таким образом, если ток недостаточно велик, то устойчивый режим соответствует стационарной намагниченности вдоль направления эффективного магнитного поля (рис. 4а).

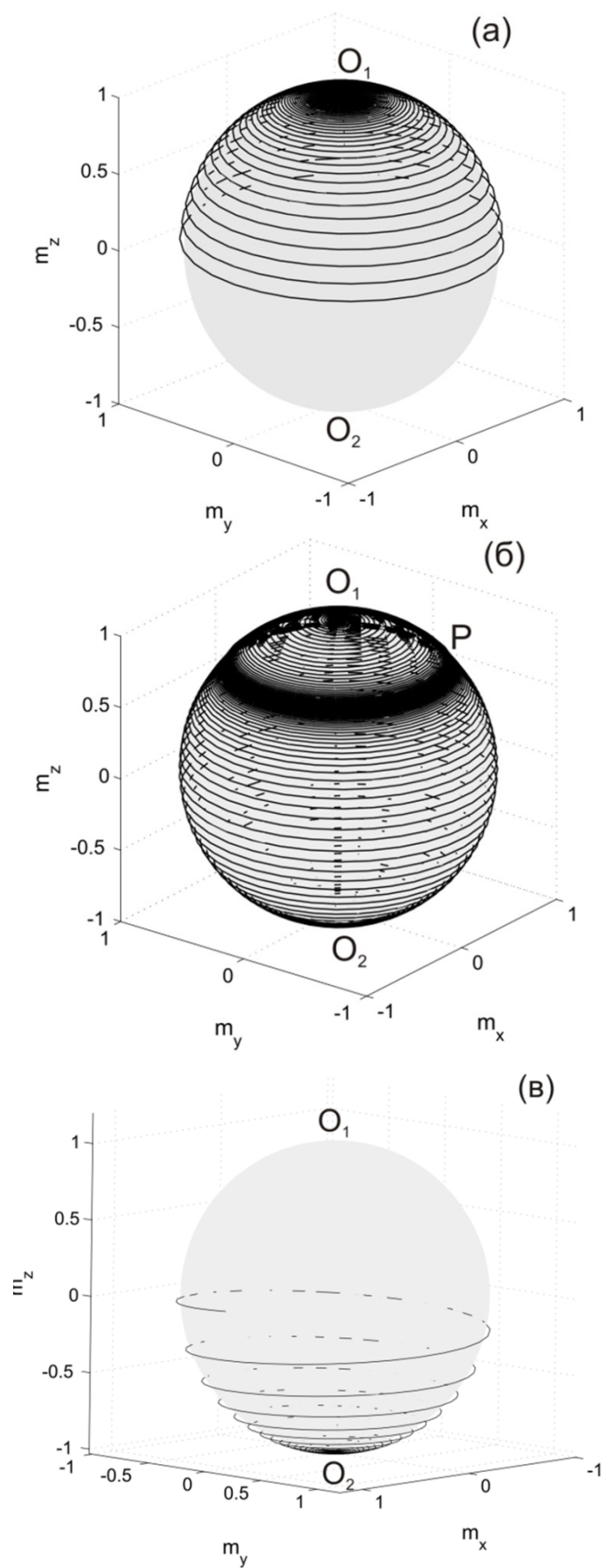


Рис. 4. Динамические режимы модели (б) при $h||z$

В области параметров $-|k_{\text{eff}}| < J/\lambda - h_z < |k_{\text{eff}}|$ состояния равновесия O_1 и O_2 неустойчивы, а устойчивым является состояние равновесия:

$$\theta^* = \arccos\left(\frac{J/\lambda - h_z}{k_{\text{eff}}}\right), \quad (11)$$

которое соответствует устойчивому предельному циклу системы (10) и режиму Р – прецессии магнитного момента физической модели (рис. 4б). Координата θ^* есть угол прецессии.

При $J/\lambda > h_z + |k_{\text{eff}}|$ устойчивым является состояние равновесия O_2 , соответствующее режиму стационарной намагниченности свободного слоя противоположно направлению эффективного магнитного поля (рис. 4в).

Таким образом, изменять намагниченность свободного слоя возможно без изменения внешнего магнитного поля. Для этого достаточно управлять током, протекающим через контакт. Управление током позволяет выбрать либо режим колебаний, либо один из режимов стационарной намагниченности.

При изменении взаимной ориентации между намагниченностью свободного и фиксированного слоя заметно изменяется электрическое сопротивление контакта. Так называемый эффект гигантского магнетосопротивления используется в компьютерных жестких дисках. Сопротивление контакта (спинового вентиля) следующим образом зависит от угла между намагниченностями свободного и фиксированного слоев:

$$R = R_0 - \Delta R \cos \theta. \quad (12)$$

Сопротивление минимально при одинаковой ориентации магнитных моментов ($\theta = 0$) и максимально при противоположно направленной ориентации ($\theta = \pi$).

В рассматриваемом частном случае ($\mathbf{h} \parallel \mathbf{z}$) в режиме прецессии намагниченности свободного слоя $\theta = \text{const}$ и сопротивление контакта фиксировано при фиксированных параметрах. В общем случае в режиме спиновых колебаний величина $\theta(t)$ также колеблется, что приводит к СВЧ-модуляции сопротивления, а, следовательно, модуляции электрического тока, протекающего через контакт. Таким образом, в экспериментах спиновые колебания часто детектируются с помощью измерения тока в электрической цепи, в которую включен контакт.

Рассмотрим свойства спиновых колебаний, которые возникают в области параметров $-|k_{\text{eff}}| < J/\lambda - h_z < |k_{\text{eff}}|$. Подставляя (11) во второе уравнение (10) находим, что частота прецессии намагниченности есть:

$$\omega_{st} = J/\lambda. \quad (13)$$

Частота колебаний пропорциональна току, можно сказать, что спиновый генератор является генератором, управляемым током. Такое свойство спиновых генераторов является крайне привлекательным для их практического использования.

Амплитуда спиновых колебаний также зависит от тока. В данном частном случае под амплитудой колебаний понимается величина:

$$\sqrt{m_x^2 + m_y^2} = \sin \theta^* = \sqrt{1 - \left(\frac{J/\lambda - h_z}{k_{\text{eff}}} \right)^2}. \quad (14)$$

Из (13) и (14) можно сделать вывод о том, что частота спинового генератора нелинейно зависит от амплитуды колебаний, или говорят, что имеет место нелинейный сдвиг частоты. Данная особенность объясняет некоторые характерные свойства спиновых генераторов. С нелинейным сдвигом частоты связан эффект гистерезиса на границах полосы синхронизации при воздействии на генератор внешним периодическим сигналом [9]. С помощью нелинейного частотного сдвига можно частично объяснить высокий уровень фазового шума генерируемых колебаний, величина которого превышает значение, получаемое по формуле Найквиста [10].

Стоит отметить, что в ряде работ используется приближенная модель спинового генератора, получаемая из уравнения Ландау-Лифшица-Слончевского, для описания малых колебаний в окрестности состояния равновесия. Удобно использовать комплексную переменную $m = m_x + i m_y$. Тогда уравнение динамики можно записать в следующем виде:

$$m - \left[\mathcal{L}^+(|m|) - \lambda \Gamma^-(|m|) \right] m - i \omega_0(|m|) m = 0. \quad (15)$$

Полагая $|m| \ll 1$ и рассматривая колебания в окрестности стационарного состояния O_1 , можно найти следующие выражения для ω_0 , Γ^- , Γ^+ :

$$\begin{aligned} \omega_0 &= h_z + k_{\text{eff}} - \frac{k_{\text{eff}}}{2} |m|^2, \\ \Gamma^- &= h_z + k_{\text{eff}} - \left(\frac{h_z}{2} + k_{\text{eff}} \right) |m|^2, \\ \Gamma^+ &= 1 - \frac{|m|^2}{2}. \end{aligned} \quad (16)$$

2.3. Динамика модели в случае внешнего магнитного поля, направленного под углом к оси z

В результате качественно-численного исследования системы (9) получено разбиение плоскости параметров (J, ψ) на области с различными динамическими режимами (рис. 5). Плоскость параметров содержит пять областей с различными режимами, разделенные тремя бифуркационными кривыми: L_1 , L_2 и L_3 . Три области: O_1 , P , O_2 соответствуют режимам, описанным в предыдущем разделе. Отметим, что при $\psi > 0$ в системе нарушается симметрия относительно оси z, координаты состояний равновесия изменяются в зависимости от величины ψ , а предельный цикл имеет искаженную форму, отличную от окружности (рис. 6).

При увеличении ψ , двигаясь из области P можно попасть в область P/O_1 , пересекая кривую L_1 , которая соответствует бифуркации Андронова-Хопфа для

состояния равновесия O_1 . В результате бифуркации из неустойчивого состояния равновесия O_1 мягко рождается неустойчивый предельный цикл P^+ , а O_1 становится локально устойчивым. Таким образом, область P/O_1 соответствует бистабильному режиму, при котором на сферическом многообразии одновременно существует два аттрактора: устойчивый предельный цикл P и устойчивый фокус O_1 . При увеличении ψ и пересечении L_1 , если двигаться по параметрам из области O_2 , в результате аналогичной бифуркации образуется бистабильный режим O_1/O_2 с двумя устойчивыми состояниями равновесия, разделенными неустойчивым предельным циклом P^+ . На рис. 3г представлен режим O_1/O_2 : две фазовые траектории, выходящие из окрестности неустойчивого предельного цикла P^+ , стремятся к устойчивым состояниям равновесия O_1 и O_2 (рис. 6).

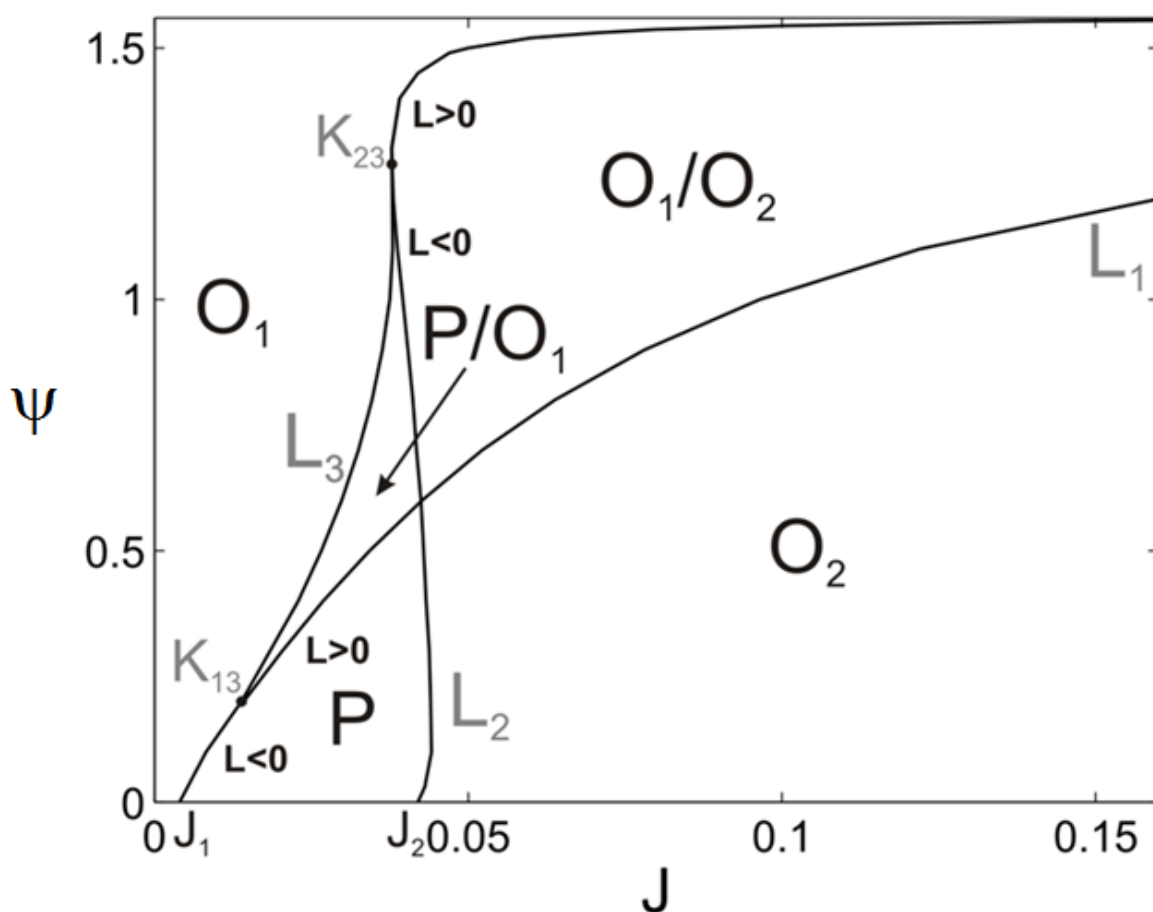


Рис. 5. Разбиение плоскости параметров системы (9) при $h_z = 1.2, \lambda = 0.02, k_{\text{eff}} = -1$

Кривая L_2 соответствует бифуркации Андронова-Хопфа состояния равновесия O_2 . Ниже точки K_{23} при пересечении L_2 устойчивый предельный цикл P влипаёт в состояние равновесия O_2 . Выше точки K_{23} ляпуновская величина положительна, и при переходе через кривую L_2 из области O_1 в O_1/O_2 происходит мягкое рождение неустойчивого предельного цикла P^+ из состояния равновесия O_1 .

Кривая L_3 , разделяющая области O_1 и P/O_1 , соответствует бифуркации двукратного предельного цикла. При переходе из области P/O_1 в O_1 устойчивый и неустойчивый предельные циклы сливаются и исчезают. Бифуркационная кривая L_3 примыкает к кривым L_1 и L_2 в точках K_{13} и K_{23} , в которых на бифуркационных кривых L_1 и L_2 происходит смена знака Ляпуновской величины.

Выше кривой L_2 (вплоть до $\psi = \pi$) в рассматриваемом на рис. 5 диапазоне изменения параметра J существует только режим O_1 . Исследование динамики системы при большем значении параметра J не представляет практического интереса.

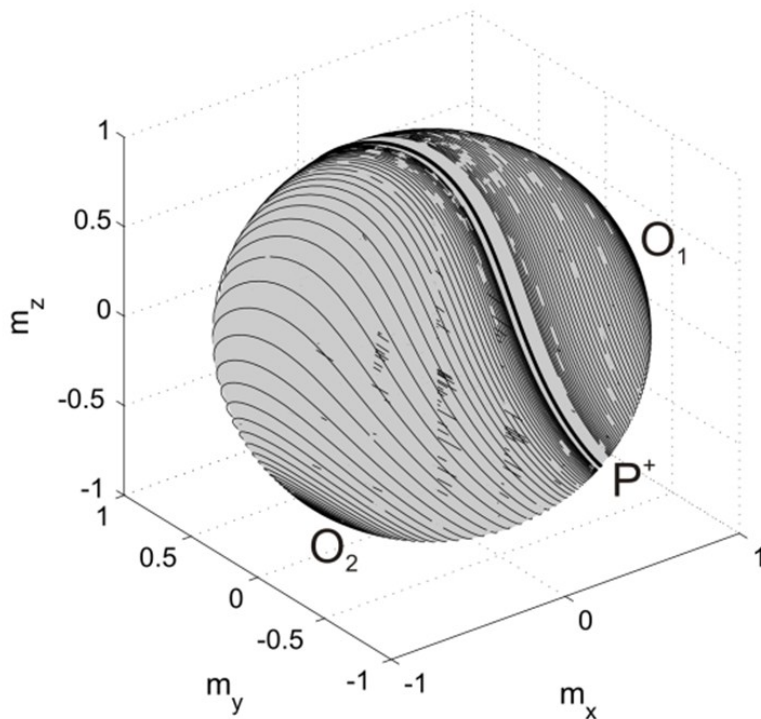


Рис. 6. Пример бистабильного режима O_1/O_2 системы (9)

3. Лабораторная работа

Лабораторная работа предполагает ознакомление с динамикой модели спинового генератора с помощью наблюдения фазовых портретов в специальной компьютерной программе, разработанной авторами пособия. Задания лабораторной работы также могут быть выполнены с использованием других средств численного моделирования, например, программного комплекса «Динамика нелинейных систем», разработанного Матросовым В.В. [11], или бесплатного программного обеспечения SciLab.

3.1. Описание программы для исследования динамики модели спинового генератора

Программа «Динамика спинового генератора» (далее программа) осуществляет численное интегрирование системы дифференциальных уравнений (9) методом Рунге-Кутты 4-го порядка и позволяет наблюдать фазовые траектории в проекциях на плоскости переменных: (m_x, m_y) , (m_y, m_z) и (m_x, m_z) .

Внешний вид программы представлен на рис. 7.

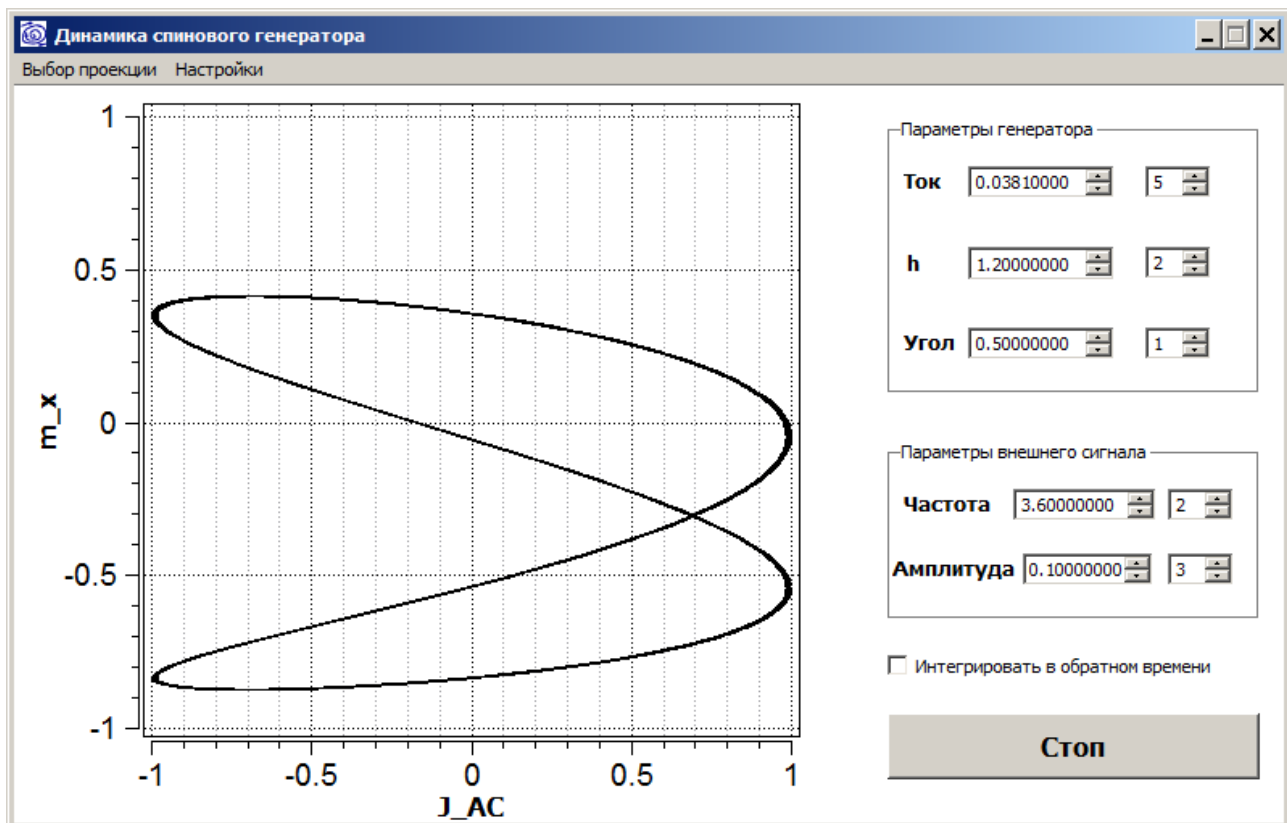


Рис. 7. Внешний вид программы «Динамика спинового генератора»

Программа позволяет наблюдать не только динамику автономной модели спинового генератора, описываемой системой (9), но и динамику неавтономной модели, которая также описывается системой (9) с параметром J , изменяющимся во времени:

$$J \rightarrow J(t) = J_0(1 + \mu \cos \omega t). \quad (17)$$

При модуляции тока (17) с частотой ω , близкой к частоте генерации спиновых колебаний, возможен эффект синхронизации. Для его демонстрации используется фигура Лиссажу – изображение фазовой траектории в плоскости переменных (J_{AC}, m_x) , где $J_{AC} = \cos(\omega t)$. На рис. 7 представлен пример синхронизации при отношении частоты внешнего сигнала к частоте спиновых колебаний $\omega:\omega_{st} = 2:1$.

Программа осуществляет численное интегрирование и отображение фазовой траектории в реальном времени. Для запуска и остановки процесса интегрирования необходимо нажать кнопку «Старт» («Стоп»).

Чтобы выбрать начальные условия для численного решения системы дифференциальных уравнений, необходимо навести курсор и нажать кнопку мыши в требуемой точке на графике. Данная функция работает только при выбранных проекциях: (m_x, m_y) , (m_y, m_z) и (m_x, m_z) . Начальные условия для двух координат, соответствующих выбранной проекции, выбираются в точке курсора. Третья координата выбирается из условия постоянства $|\mathbf{m}|$. Если при выборе точки начальных условий нажать кнопку клавиатуры Ctrl, то знак третьей координаты будет отрицательным, иначе знак положительный. По полученным величинам трех координат m_x, m_y, m_z рассчитываются начальные условия для фазовых переменных (θ, φ) системы (9).

Программа позволяет изменять безразмерные параметры модели в процессе интегрирования. В окне программы (рис. 7) параметры разделены на две группы:

- 1) Параметры генератора (9): J или J_0 (ток), h (внешнее магнитное поле), ψ (угол наклона внешнего поля).
- 2) Параметры внешнего сигнала (17): ω (частота) и μ (амплитуда).

При выполнении заданий потребуются осуществлять движение по параметрам. В программе можно выбрать шаг изменения параметра, указав номер знака после запятой, в котором соответствующий параметр должен изменяться при нажатии на стрелки в поле этого параметра. Номер знака после запятой указывается в поле, расположенном справа от поля со значением параметра (рис. 7). Изменение параметра с установленным шагом можно осуществлять с помощью стрелок клавиатуры, если предварительно выбрать поле требуемого параметра.

Для выбора отображения фазовой траектории в нужной проекции или для отображения фигуры Лиссажу необходимо воспользоваться меню программы «Выбор проекции».

Меню «Настройки» позволяет выбрать шаг интегрирования и количество точек отображаемой фазовой траектории.

Программа позволяет осуществлять интегрирование в обратном времени для наблюдения неустойчивых состояний равновесия и неустойчивого предельного цикла. Для интегрирования в обратном времени требуется отметить соответствующий пункт в окне программы.

3.2. Задания

Задания 2 – 4 выполняются при фиксированных значениях параметров h и ψ , которые указывает преподаватель отдельно для каждого студента, выполняющего работу.

1. Построить проекции фазовых портретов для параметров из различных областей, представленных на рис. 5. При выполнении задания амплитуда внешнего сигнала должна быть установлена равной нулю ($\mu = 0$).
2. С помощью наблюдения проекций фазового портрета определить границы по параметру J , внутри которых существует режим генерации спиновых колебаний. При выполнении задания амплитуда внешнего сигнала должна быть установлена равной нулю ($\mu = 0$).
3. Измерить зависимость частоты колебаний от параметра J . Для этого установить амплитуду внешнего сигнала $\mu = 0$, выбрать в программе отображение фигуры Лиссажу и по наблюдению фигуры Лиссажу подобрать значение ω как можно ближе к частоте колебаний спинового генератора. Построить график зависимости $\omega(J)$.
4. Построить область удержания (существования) режима синхронизации и область захвата в режим синхронизации (гарантированного установления режима синхронизации) в плоскости параметров (ω, μ) . Значение параметра J_0 должно быть фиксировано и находиться внутри области генерации спиновых колебаний. Качественный вид границ областей удержания и захвата в режим синхронизации показан на рис. 8.

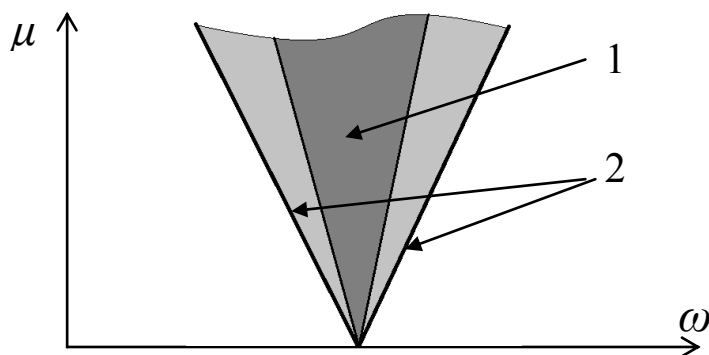


Рис. 8. 1 – область захвата в режим синхронизации, 2 – границы области удержания режима синхронизации

3.3. Вопросы для контроля

1. Какими характерными особенностями обладает спиновый генератор как автоколебательная система?
2. В чем заключается эффект гигантского магнетосопротивления?
3. Возможно ли осуществить синхронизацию спинового генератора, описываемого моделью (10), переменной компонентой тока, протекающего через структуру генератора?
4. Какой объект в фазовом пространстве системы (9) разделяет области притяжения аттракторов в бистабильных режимах O_1/O_2 и P/O_2 ?
5. Используя аппарат векторной алгебры, проверить эквивалентность диссипативных слагаемых в форме Ландау-Лифшица (2) и в форме Гильберта (3) при замене параметров (4) в уравнении Ландау-Лифшица.
6. Как при замене параметров (4) в уравнении (6) преобразуется слагаемое, обусловленное действием спин-поляризованного тока?
7. Классифицировать бифуркации, происходящие в динамической системе, описываемой первым уравнением системы (10).
8. Получить выражения для ω_0 , Γ^- , Γ^+ , входящих в уравнение (15), в случае малых колебаний в системе (6) в окрестности состояния равновесия O_2 при $\psi = 0$.

4. Список литературы

1. Slonczewski J. Current-driven excitation of magnetic multilayers // J. Magn. Magn. Mater. 1996. V. 159. P. L1.
2. Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 9353.
3. Katine J.A., et al Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co/Cu/Co Pillars // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 3149.
4. Kiselev S.I., et al Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current // Nature (London). 2003. V. 425. P. 380.
5. Tsoi M., et al Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 4281.
6. Hoefer M.A., et al Theory of Magnetodynamics Induced by Spin Torque in Perpendicularly Magnetized Thin Films // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 267206.
7. Корнеев В.И., Попков А.Ф., Чиненков М.Ю. Стационарные состояния намагниченности тонкого магнитного слоя наностолбчатой многослойной структуры при действии спин-поляризованного тока и магнитного поля // Физика твердого тела. 2009. Т. 51. В. 1. С. 118.
8. Мишагин К.Г., Алешин К.Н. Динамика спинового наногенератора при изменении направления внешнего магнитного поля // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Раздел «Радиофизика». 2011. Т. 5. N. 3. С. 263-267.
9. Tabor P. et al Hysteretic synchronization of nonlinear spin-torque oscillators // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 020407(R).
10. Kim J.-V. Generation Linewidth of an Auto-Oscillator with a Nonlinear Frequency Shift: Spin-Torque Nano-Oscillator // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 017207.
11. Матросов В.В. Динамика нелинейных систем. Программный комплекс для исследования нелинейных динамических систем с непрерывным временем. Н. Новгород. ННГУ. 2002.

Константин Геннадьевич **Мишагин**
Андрей Владимирович **Половинкин**
Кирилл Николаевич **Алешин**

ДИНАМИКА СПИНОВОГО ГЕНЕРАТОРА

Учебно-методическое пособие

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования «Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского».
603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.

Подписано в печать . Формат 60×84 1/16.
Бумага офсетная. Печать офсетная. Гарнитура Таймс.
Усл. печ. л. . Уч-изд. л.
Заказ № . Тираж 50 экз.

Отпечатано в типографии Нижегородского госуниверситета
им. Н.И. Лобачевского
603600, г. Нижний Новгород, ул. Большая Покровская, 37