

Нелинейный токовый резонанс в спиновом диоде с плоскостным намагничиванием

Н.Е. Кулагин¹, П.Н. Скирдков^{2,3,4}, А.Ф. Попков^{2,5}, К.А. Звездин^{2,3,4}, А.В. Лобачев²

¹Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет) г. Москва, 125993, Россия
E-mail: klgn@yandex.ru

²Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская обл., 141700, Россия
E-mail: afpopkov@inbox.ru

³Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, г. Москва, 119991, Россия

⁴Российский квантовый центр, Сколково, Московская обл., 143025, Россия

⁵Национальный исследовательский университет «МИЭТ» 4806 проезд, 5, г. Зеленоград, 124498, Россия

Статья поступила в редакцию 25 августа 2016 г., опубликована онлайн 25 апреля 2017 г.

Проведено исследование микроволновой чувствительности спинового диода, представляющего собой туннельный переход с двумя магнитными электродами. Особенностью предлагаемой к рассмотрению туннельной структуры является скос намагниченностей электродов в плоскости слоев под углом друг к другу в результате обменного взаимодействия с прилегающими антиферромагнитными слоями, отличающимися температурой суперпарамагнитной блокировки. В рамках макроспиновой модели проведен анализ устойчивости стационарных состояний намагничивания в зависимости от угла скоса на плоскости параметров угол–ток при учете эффекта переноса вращательного момента током. Для полученных стационарных состояний определены изменения резонансного отклика на переменный ток микроволнового диапазона и вольт-ваттной чувствительности спинового диода вдали и вблизи критических линий тока смещения диода при переходе к автоколебательному режиму. Показано, что с ростом тока смещения при приближении к критической точке возникает гистерезис частотных ветвей резонансного отклика, индуцированного нелинейной микроволновой модуляцией вращательного момента, который отличается от эффекта перекрытия частотных ветвей при лоренцевом начальном характере ферромагнитного резонанса с постоянной шириной линии. Проведено также моделирование микроволновой чувствительности в рамках микромагнитной модели для близких параметров.

Проведено дослідження мікрохвильової чутливості спінового діода, що є тунельним переходом з двома магнітними електродами. Особливістю запропонованої до розгляду тунельної структури є скіс намагніченостей електродів в площині шарів під кутом один до одного в результаті обмінної взаємодії з прилеглими антиферромагнітними шарами, що відрізняються температурою суперпарамагнітного блокування. У рамках макроспінової моделі проведено аналіз стійкості стаціонарних станів намагнічення залежно від кута скосу на площині параметрів кут–струм при обліку ефекту перенесення обертового моменту струмом. Для отриманих стаціонарних станів визначено зміни резонансного відгуку на змінний струм мікрохвильового діапазону і вольт-ватної чутливості спінового діода вдалі та поблизу критичних ліній струму зміщення діода при переході до автоколивального режиму. Показано, що із зростанням струму зміщення при наближенні до критичної точки виникає гистерезис частотних гілок резонансного відгуку, що індукується нелінійною мікрохвильовою модуляцією обертового моменту, який відрізняється від ефекту перекриття частотних гілок, при лоренцевому початковому характері ферромагнітного резонансу з постійною шириною лінії. Проведено також моделювання мікрохвильової чутливості у рамках мікромагнітної моделі для близьких параметрів.

PACS: **85.75.-d** Магнитоэлектроника, спинтроника, устройства, использующие спин-поляризованный транспорт;

75.76.+j Эффект спинового транспорта;
75.78.Cd Микромагнитное моделирование.

Ключевые слова: микроволновый спиновый диод, перенос спинового момента, обменная анизотропия, частотный гистерезис.

1. Введение

Спиновый клапан (вентиль) на туннельном переходе (МТП), перспективный для создания энергонезависимой памяти нового поколения, демонстрирует спиновый диодный эффект выпрямления микроволнового сигнала [1–11], который благодаря гигантскому эффекту магнитосопротивления и токовой передаче вращательного момента позволяет в перспективе достичь термодинамического предела вольт-ваттной чувствительности к входной мощности электромагнитной волны. Диодный эффект возникновения постоянной составляющей напряжения на МТП при микроволновом облучении анализировался в режиме резонансного отклика, навязанного микроволновой модуляцией передаваемого вращательного момента, электрической модуляцией, перпендикулярной анизотропии, а также в режиме нелинейного взаимовлияния спиновых автоколебаний и вынуждающего микроволнового сигнала, когда ток смещения превышает критическую величину (см., например, [5,10,11]). При этом было показано, что при намагничивании магнитных слоев МТП со слабым отклонением намагниченностей свободного и закрепленного слоев от взаимно перпендикулярной геометрии, когда при подаче критического тока смещения ширина линии резонансного возбуждения колебаний стремится к нулю, вольт-ваттная чувствительность спинового диода возрастает более чем на порядок величины и может превосходить предельную чувствительность полупроводникового диода Шоттки 4000 В/Вт [5,11]. Наклон намагниченности свободного слоя создается обычно внешним магнитным полем, а в отсутствие внешнего поля смещения необходимый наклон перпендикулярной намагниченности свободного слоя намагниченности реализуется благодаря магнитоэлектрическому взаимодействию слоев [11]. Резонансные условия достижения максимальной чувствительности спинового диода фактически задаются частотами ферромагнитного резонанса магнитных слоев МТП. В отсутствие большого внешнего поля смещения эти частоты определяются полями легкоосной и легкоплоскостной анизотропии магнитоэлектрического происхождения для свободного слоя. В этом случае оптимальные частоты максимальной чувствительности лежат в диапазоне 1–6 ГГц. В настоящей работе мы рассмотрим возможность управления частотными и резонансными характеристиками спинового диода путем обменного закрепления не только поляризующего слоя, но и свободного слоя путем введения дополнительного антиферромагнитного слоя с

различающейся температурой суперпарамагнитной блокировки T_B от закрепляющего антиферромагнетика основного слоя для плоскостной геометрии намагничивания. Это можно сделать, используя антиферромагнитные слои с разной температурой Нееля T_N , например IrMn_3 ($T_N = 690$ К, $T_B = 540$ К) и FeMn ($T_N = 510$ К, $T_B = 450$ К) [12,13]. Благодаря различию температур антиферромагнитной блокировки этих слоев после проведения двухэтапного температурного отжига в магнитном поле с различающимся направлением поля для разной температуры деблокировки, можно реализовать структуру ферромагнитных слоев с необходимым скосом намагниченностей. При этом роль поля анизотропии в соответствующем магнитном слое будет играть поле однонаправленной обменной анизотропии, которое может регулироваться от сотни до тысячи эрстед в зависимости от условий проведения температурного отжига [13–15]. В результате можно осуществлять инженерию характеристик спинового диода, его максимальной чувствительности и резонансной частоты в диапазоне до 10 ГГц и выше в отсутствие внешнего поля смещения.

Ранее спин-диодный эффект выпрямления для плоскостной геометрии намагничивания во внешнем магнитном поле рассматривался в работе [6] без учета нелинейных эффектов и тока смещения. Ниже мы проведем анализ микроволновой чувствительности спинового диода для МТП с двумя закрепленными слоями в зависимости от взаимной ориентации обменных полей закрепления намагниченностей слоев и величины тока смещения для плоскостной геометрии намагничивания. Мы покажем, что вблизи критического тока смещения нелинейный резонанс, индуцированный гармонической модуляцией переносимого вращательного момента, существенно отличается от нелинейного ферромагнитного резонанса, индуцированного магнитным полем микроволновой накачки. Кроме того, мы проведем также микромагнитные расчеты микроволновой чувствительности для спинового диода при близких параметрах.

2. Исходные уравнения и постановка задачи

Рассмотрим зависимость микроволновой чувствительности спинового диода с наклонным закреплением магнитных слоев в плоскостной геометрии намагничивания. Подобная структура без обменного смещения свободного слоя рассматривалась в [6] в рамках линейной теории и без учета тока смещения. Мы определим условия достижения максимума чувствительности при наличии тока смещения и покажем, что вблизи

линий потери устойчивости однородного состояния в узком частотном интервале можно получить высокую чувствительность при достаточно большой резонансной частоте. Будем исходить из геометрии спинового диода, изображенной на рис. 1.

Благодаря цилиндрической симметрии спинового диода основным типом анизотропии в магнитных слоях можно считать однонаправленную одноосную анизотропию, наведенную обменным взаимодействием на интерфейсах с прилегающими антиферромагнитными слоями. Будем полагать, что диаметр наностолбика сравним с обменной длиной в тонких магнитных слоях туннельной гетероструктуры, и поэтому динамика спинов описывается в макроспиновом приближении, когда можно пренебречь неоднородными модами колебаний. Исходные уравнения в этом случае должны учитывать колебания в обоих закрепленных магнитных слоях. Однако, если толщины верхнего и нижнего слоев существенно различаются, $d_1 \ll d_2$, то амплитуда колебаний намагниченности второго слоя вблизи условий резонанса для первого слоя пренебрежимо мала. В этом случае можно принять приближение, в котором намагниченность второго слоя закреплена неподвижно, т.е. $\mathbf{m}_2(t) \approx \mathbf{e}_p = \text{const}$, где вектор \mathbf{e}_p

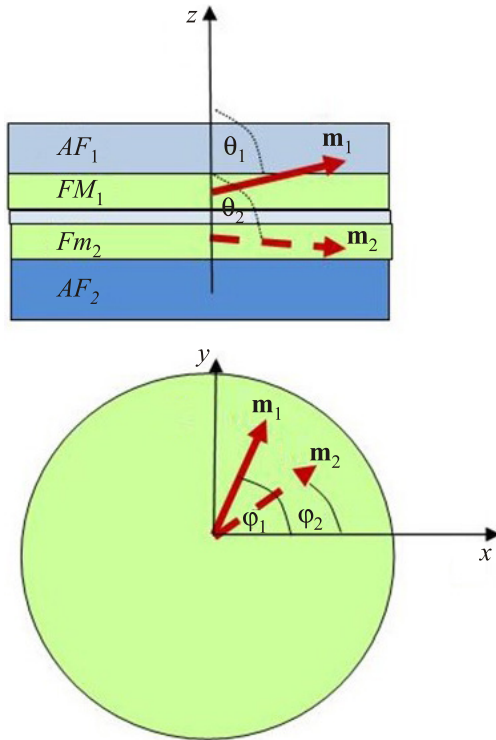


Рис. 1. Схематическое изображение цилиндрической слоистой структуры спинового диода с двумя закрепленными магнитными слоями. AF₁ и AF₂ — антиферромагнитные слои, FM₁ и FM₂ — ферромагнитные слои, намагниченности слоев показаны стрелками с указанием полярных координат.

направлен вдоль эффективного поля во втором слое. Динамическая система при этом упрощается и описывается одним уравнением магнитодинамики Ландау–Лифшица–Гильберта–Слончевского для тонкого слоя

$$\dot{\mathbf{m}} = -\mathbf{m} \times \mathbf{h}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}} - \eta_{\parallel} \beta(t) \mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \mathbf{e}_p] - \eta_{\perp} \beta(t) [\mathbf{m} \times \mathbf{e}_p], \quad (1)$$

где $\mathbf{h}_{\text{eff}} = k_{\text{eff}} (\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_n) \mathbf{e}_n + h_{\text{ex}} \mathbf{e}_{\text{ex}} - d \mathbf{e}_p$, $\beta(t) = \beta_0 + \beta_1 \cos(\omega t)$, $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, $\mathbf{h} = \mathbf{H}/M_s$ — внешнее магнитное поле, нормированное на намагниченность насыщения M_s , $\mathbf{h}_{\text{ex}} = \mathbf{H}_{\text{exch}}/M_s$ — нормированное обменное поле смещения, $\beta = J/J_p$ — спин-поляризованный ток, нормированный на $J_p = (2ehM_s^2)/\hbar$, где h — толщина магнитного слоя, e — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка, $\eta_{\parallel}, \eta_{\perp}$ — спин-поляризационные префакторы, время нормировано на $t_0 = (\gamma M_s)^{-1}$, где γ — магнитомеханическое отношение, частота — на $[\omega] = \gamma M_s$. Спин-поляризационные коэффициенты, определяющие переносимые током компоненты вращательного момента, зависят от взаимного направления намагниченностей в слоях структуры, согласно соотношениям

$$\eta_{\parallel} = \frac{\eta_{\parallel}^0}{1 + \rho \mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_p}, \quad \eta_{\perp} = \frac{\eta_{\perp}^0}{1 + \rho \mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_p}, \quad \rho = (\eta_{\parallel}^0)^2, \quad k_{\text{eff}}, k_b —$$

параметры плоскостной и базисной анизотропии, $d \sim 2\pi d_2/D$ — коэффициент магнитостатического взаимодействия слоев.

Будем считать $\beta = \beta_0 + \beta_1 \cos \omega t$, где β_0 — постоянный ток смещения, β_1 — амплитуда переменного тока. Амплитуда тока пропорциональна корню из входной мощности микроволнового сигнала P_{in} , согласно соотношению

$$\beta_1 = \frac{2\sqrt{2P_{\text{in}}Z_0}}{(R + Z_0)S J_p},$$

где S — площадь поперечного сечения спинового диода, R — сопротивление диода, $Z_0 = 50$ Ом — сопротивление линии.

Чувствительность спинового диода по определению равна $\varepsilon = \langle \Delta V \rangle / P_{\text{in}}$, где $\langle \Delta V \rangle$ — усредненное во времени напряжение на спиновом диоде, а P_{in} — падающая микроволновая мощность. В рамках принятой модели усредненное напряжение определяется формулой

$$\langle \Delta V(t) \rangle = J_p \bar{R} S \left\langle \frac{\beta_1 \cos(\omega t)}{[1 + \rho \mathbf{m}(t) \mathbf{e}_p]} \right\rangle, \quad (2)$$

где $\bar{R}^{-1} = \frac{R_{\uparrow\uparrow}^{-1} + R_{\uparrow\downarrow}^{-1}}{2}$, $\rho = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\downarrow} + R_{\uparrow\uparrow}}$,

Выделяемая мощность P_0 на сопротивлении R равна

$$P_0 = RS^2 J_p^2 \left\langle \frac{\beta_1^2 \cos^2(\omega t)}{[1 + \rho \mathbf{m}(t) \mathbf{e}_p]} \right\rangle. \quad (3)$$

С другой стороны, входная мощность связана с выделяемой мощностью известным соотношением согласования $P_0 = P_{in} 4Z_0 R / (Z_0 + R)^2$. С учетом сказанного, выражение для микроволновой чувствительности спинного диода принимает вид

$$\varepsilon = \frac{\langle \Delta V \rangle}{P_{in}} = A \frac{\left\langle \frac{\beta_1 \cos(\omega t)}{[1 + \rho \mathbf{m}(t) \mathbf{e}_p]} \right\rangle}{\left\langle \frac{\beta_1^2 \cos^2(\omega t)}{[1 + \rho \mathbf{m}(t) \mathbf{e}_p]} \right\rangle}, \quad (4)$$

где $A = \frac{1}{J_p S} \frac{4RZ_0}{(R + Z_0)^2}$.

Примем следующие параметры спин-вентильной туннельной структуры:

$h = 2$ нм, $D = 140$ нм, $S = \pi 70 \times 70$ нм² = $1,5 \cdot 10^4$ нм², $M_s = 10^6$ А/м, $SR = SdV/dI = 10$ Ом·мкм, $R = 700$ Ом, $\Delta R/R = 130\%$, $\eta_{\parallel}^0 = 0,63$, $\eta_{\perp}^0 = 0,3$, $\rho = (\eta_{\parallel}^0)^2 = 0,4$, $\alpha = 0,01$, $d = 2\pi d_2/D = 0,27$, $k_{eff} = -4\pi N_z = -12$, $k_b = 4\pi(N_y - N_x) = 0$.

Приведенные резистивные параметры близки к параметрам структуры спинного диода в [11]. При выбранных параметрах спинного диода для $P_m \sim 0,003$ мкВт имеем $\beta_1 = 0,000156$, нормированный параметр частоты $[\omega] = 3,2$ ГГц, нормировочный параметр тока $J_p = 6,4 \cdot 10^{11}$ А/м², нормировочный параметр чувствительности $A = 26$ мВ/мВт. Поле обменного закрепления в актуальном для рассмотрения первом слое положим для определенности равным $H_{ex} = \sigma / (M_s d) = 3,98 \cdot 10^4$ А/м, или в нормированных единицах $h_{ex} = H_{ex} / M = 0,5$, где $\sigma = 2 \cdot 10^{-4}$ Дж/м² — энергия поверхностного обменного взаимодействия слоев. Направление обменной анизотропии в первом слое φ_1 будем варьировать, а во втором слое фиксируем $\varphi_2 = \varphi_p = 0$.

Очевидно, что максимум микроволновой чувствительности достигается вблизи линий потери устойчивости однородного спинного состояния. Поэтому необходимо определить критические линии перехода к автоколебательному режиму. В связи с этим мы проведем линейный анализ рассматриваемой динамической системы в отсутствие внешнего переменного тока, когда $\beta_1 = 0$, который позволяет определить области устойчивости системы при вариации тока смещения и угла наклона обменного закрепления первого слоя относительно намагниченности второго слоя на диаграмме угол–ток.

3. Линейный анализ устойчивости динамической системы в отсутствие внешнего переменного воздействия

Качественный анализ динамической системы, описываемой уравнением (1), проводится методом классификации типа стационарных точек равновесия путем стандартного анализа корней характеристического уравнения для линеаризованной системы вблизи стационарных точек. Путем этого анализа находятся области устойчивости особых точек рассматриваемой динамической системы при выбранных параметрах модельной системы. На рис. 2 представлены результаты проведенного анализа для выбранных параметров счета, показывающие границы области устойчивости наклонных состояний намагниченности на диаграмме угол–ток. Видно, что имеются области, внутри которых отсутствуют точки равновесия макроспина, поэтому в них возможны только циклические макроспиновые автоколебания. Отметим, что взаимно перпендикулярная геометрия закрепления магнитных слоев спинного диода не имеет критического значения тока потери устойчивости в рассмотренном интервале значений. Вблизи линий перехода из статического в автоколебательный режим ширина линии магнитного резонанса благодаря действию спиновых вращательных моментов обращается в нуль, поэтому чувствительность к микроволновому возбуждению должна иметь максимум. Мы рассмотрим эффект возрастания чувствительности для разных углов наклона обменного закрепления слоев.

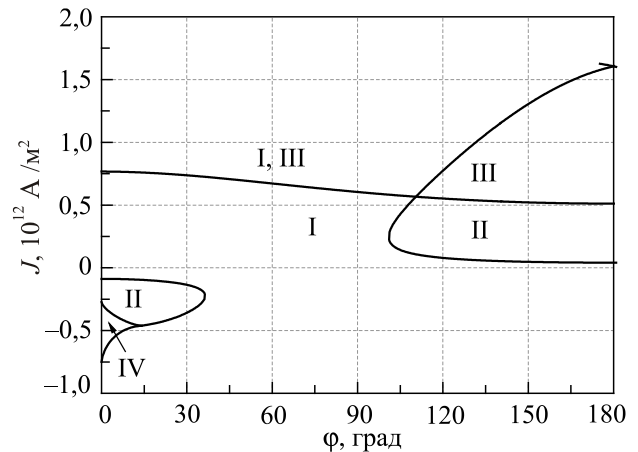


Рис. 2. Диаграмма областей устойчивых состояний динамической системы в переменных угол–ток. I — область устойчивости наклонных состояний, II — области отсутствия устойчивых состояний, III и IV — области возникновения дополнительных точек равновесия. В области III возникает новое устойчивое макроспиновое состояние, близкое к взаимно перпендикулярной геометрии намагничивания слоев.

4. Анализ микроволновой чувствительности спинового диода с обменным закреплением спинов

Приведем вначале результаты приближенного линейного анализа чувствительности в отсутствие тока смещения, когда $\beta_0 = 0$ для случая $k_{\text{eff}} < 0$.

Введем сферические координаты $\mathbf{m} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$ для осей, $\mathbf{e}_x = (100)$, $\mathbf{e}_y = (010)$, $\mathbf{e}_z = (001)$ и положим $\mathbf{e}_p = (100)$. Уравнения эволюции в угловых переменных имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{\theta} + \alpha \dot{\varphi} \sin \theta = h_{y\text{ex}} \cos \varphi +, \\ + [d - h_{x\text{ex}} - \eta_{\perp} \beta(t)] \sin \varphi + \eta_{\parallel} \beta(t) \cos \theta \cos \varphi, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\varphi} \sin \theta - \alpha \dot{\theta} = k_{\text{eff}} \cos \theta \sin \theta - \cos \theta (h_{y\text{ex}} \sin \varphi + h_{x\text{ex}} \cos \varphi) - \\ - \eta_{\parallel} \beta(t) \sin \varphi + [d - \eta_{\perp} \beta(t)] \cos \theta \cos \varphi. \end{aligned} \quad (5)$$

Равновесные состояния при $k_{\text{eff}} < 0$ для этого случая находятся в плоскости $\theta_0 = \pi/2$, а азимутальный угол определяется равновесным условием

$$h_{y\text{ex}} \cos \varphi_0 - (h_{x\text{ex}} - d) \sin \varphi_0 = 0. \quad (6)$$

Линеаризация уравнений динамики дает систему

$$\begin{aligned} \delta \theta i \omega + [\alpha i \omega + h_{y\text{ex}} \sin \varphi_0 + (h_{x\text{ex}} - d) \cos \varphi_0] \delta \varphi = -\eta_{\perp} \sin \varphi_0 \beta_1, \\ i \omega \delta \varphi + [-\alpha i \omega + k_{\text{eff}} - h_{y\text{ex}} \sin \varphi_0 - (h_{x\text{ex}} - d) \cos \varphi_0] \delta \theta = -\eta_{\parallel} \beta_1 \sin \varphi_0, \end{aligned} \quad (7)$$

из которой находим

$$\begin{aligned} \delta \varphi = -\beta_1 \sin \varphi_0 \frac{\eta_{\perp} (\alpha i \omega - k_{\text{eff}} + h_{y\text{ex}} \sin \varphi_0 + h_{x\text{ex}} \cos \varphi_0 - d \cos \varphi_0) + i \omega \eta_{\parallel}}{\Delta}, \\ \delta \theta = -\beta_1 \sin \varphi_0 \frac{\eta_{\perp} i \omega - \eta_{\parallel} (\alpha i \omega + h_{y\text{ex}} \sin \varphi_0 + h_{x\text{ex}} \cos \varphi_0 - d \cos \varphi_0)}{\Delta}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta = -\omega^2 (1 + \alpha^2) + i \omega \Delta \omega + \omega_0^2 \quad \omega_0^2 = (-k_{\text{eff}} + h_{y\text{ex}} \sin \varphi_0 + h_{x\text{ex}} \cos \varphi_0 - d) (h_{y\text{ex}} \sin \varphi_0 + (h_{x\text{ex}} - d) \cos \varphi_0), \\ \Delta \omega = \alpha (2 (h_{y\text{ex}} \sin \varphi_0 + (h_{x\text{ex}} - d) \cos \varphi_0) - k_{\text{eff}}). \end{aligned}$$

При малой амплитуде колебаний формула для чувствительности упрощается, и в угловых переменных для рассматриваемого случая имеем

$$\begin{aligned} \varepsilon = \frac{A \rho}{(1 + \rho \cos \varphi_0) \beta_1} \text{Re} \langle \sin \varphi_0 \delta \varphi(\omega) \rangle = \frac{A \rho \sin^2 \varphi_0}{(1 + \rho \cos \varphi_0)} \frac{\eta_{\perp} (-k_{\text{eff}} + h_{y\text{ex}} \sin \varphi_0 + h_{x\text{ex}} \cos \varphi_0 - d \cos \varphi_0) (\omega^2 (1 + \alpha^2) - \omega_0^2)}{(\omega^2 (1 + \alpha^2) - \omega_0^2)^2 + (\omega \Delta \omega)^2} - \\ - \frac{A \rho \sin^2 \varphi_0}{(1 + \rho \cos \varphi_0)} \frac{\eta_{\parallel} \omega^2 \Delta \omega}{(\omega^2 (1 + \alpha^2) - \omega_0^2)^2 + (\omega \Delta \omega)^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Максимальная чувствительность достигается вблизи резонансной частоты $\omega = \omega_0$. При этом

$$\varepsilon = -A \frac{\rho}{(1 + \rho \cos \varphi_0)} \frac{\eta_{\parallel}}{\Delta \omega} \sin^2 \varphi_0 \quad (10)$$

Легко видеть, что при вариации угла наклона максимальная чувствительность в отсутствие тока смещения

возрастает при приближении угла наклона между намагниченностями слоев к $\varphi_1 = \pi/2$.

Численный анализ периодических решений показывает, что при включении тока происходит резкий рост микроволновой чувствительности при приближении к критической линии потери устойчивости. На рис. 3 приведена частотная зависимость чувствительности для $\varphi_1 = 120^\circ$. При этом, как уже отмечалось выше, из

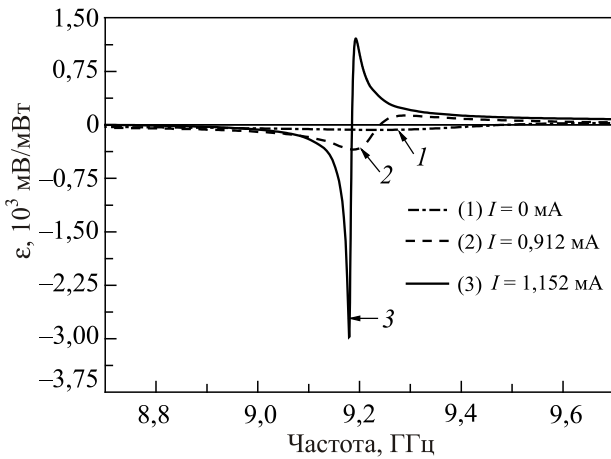


Рис. 3. Частотная зависимость микроволновой чувствительности при наклоне угла обменного закрепления первого слоя $\varphi_1 = 120^\circ$ для разных токов смещения, I , мА: 0 (1), ($\beta_0 = 0$), 0,912 (2) ($\beta_0 = 0,095$), 1,152 (3) ($\beta_0 = 0,12$).

диаграммы угол–ток (рис. 2) следует, что имеется интервал углов скоса закрепления равновесных намагниченностей в магнитных слоях, где отсутствуют линии потери устойчивости равновесного состояния, включая угол $\varphi_1 = \pi/2$, при возрастании тока смещения вплоть до больших значений.

Резонансная частота f_{res} с ростом тока меняется незначительно и составляет около 9,2 ГГц. Рост чувствительности в рамках рассмотренной модели ограничивают нелинейные эффекты зависимости ширины линии резонанса от амплитуды. В рассмотренной нами модели чувствительность при приближении к критической линии возрастает более чем на два порядка (рис. 3). Рост чувствительности связан с тем, что при включении тока и приближении его к критической точке потери устойчивости ширина линии спин-токового резонанса стремится к нулю, $\Delta\omega(J, \varphi_1) \rightarrow 0$. Монотонное возрастание пиков продолжается до тех пор, пока ширина линии резонанса не сравнивается с нелинейным сдвигом по частоте. Дальнейшее возрастание тока приводит к гистерезису частотной зависимости, связанному с нелинейными эффектами смеще-

ния усредненных полей анизотропии в системе из-за роста амплитуды колебаний $\delta\varphi$. В результате, в частности, происходит нелинейный сдвиг резонансной частоты $\omega_0(J, \delta\varphi) = \omega_0 + \frac{\partial\omega_0}{\partial(\delta\varphi)^2}(\delta\varphi)^2$ и ширины линии резонанса $\Delta\omega(J, \delta\varphi) = \Delta\omega_0(J) + \frac{\partial\Delta\omega}{\partial(\delta\varphi)^2}(\delta\varphi)^2$.

На рис. 4 схематически показано нелинейное изменение формы резонансной кривой при возрастании амплитуды колебаний, которое приводит к неоднозначности частотных ветвей резонанса. Как уже указывалось, максимум чувствительности в рассмотренной макроспиновой модели ограничивается из-за нелинейного смещения ширины линии резонанса с амплитудой. При этом обращает на себя внимание возникновение с ростом тока самопересечения частотных ветвей резонанса, как это показано на вставке к рис. 4, из-за чего резонансный максимум скачком переносится на соседний пик. Эта особенность отличает нелинейный спин-токовый резонанс колебаний макроспина, вызванный модуляцией переносимого вращательного момента от нелинейного перекрытия частот ферромагнитного резонанса (foldover эффект [16]) с лоренцевой шириной линии, обусловленного сдвигом резонансной частоты в переменном магнитном поле. В последнем случае отсутствует смена знака резонансного пика. Дополнительным ограничивающим фактором максимальной чувствительности являются тепловые флуктуации [5], которые здесь не учитывались. Тепловые флуктуации могут приводить к спонтанному переходу с одной устойчивой ветви колебаний к другой, не доходя до максимума, характерного для нулевой температуры. Вдали от критической линии чувствительность резко падает и, как уже отмечалось, имеется интервал углов наклона, где отсутствует переход от однородного к автоколебательному режиму. В этой области невозможно получить гигантскую чувствительность, меняя ток смещения. Вариация угла наклона меняет критический ток перехода к автоколебательному режиму, а значит и ток смещения, при котором достига-

Таблица 1. Экстремальная (пиковая) микроволновая чувствительность спинового диода, рассчитанная для разных углов скоса намагниченностей слоев. Для углов 30, 120 и 150 градусов максимальные токи смещения соответствуют критическим значениям

I , мА	$\epsilon(0)$, мВ/мВт	$\epsilon(30)$, мВ/мВт	$\epsilon(60)$, мВ/мВт	$\epsilon(90)$, мВ/мВт	$\epsilon(120)$, мВ/мВт	$\epsilon(150)$, мВ/мВт	$\epsilon(180)$, мВ/мВт
-4,8	0	–	-52	-19,5	–	–	0
	0	–	–	–	–	–	0
-2,03	0	+6550	–	–	–	–	0
0,0	0	-52	-104	-104	-65	-22,7	0
+0,71	0	–	–	–	–	+1820	0
+1,18	0	–	–	–	+19750	–	0
+4,8	0	–	-26	-101,4	–	–	0

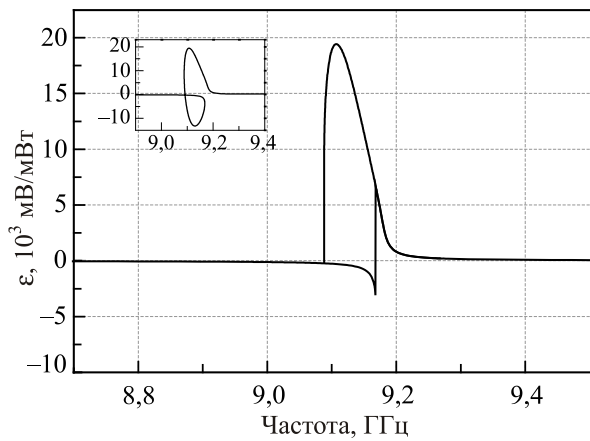


Рис. 4. Гистерезис частотной зависимости микроволновой чувствительности при критическом значении тока $I = 1,18$ мА ($\beta_0 = \beta_c = 0,123$) для $\varphi_1 = 120^\circ$. На вставке изображена частотная зависимость, демонстрирующая эффект самопересечения устойчивых и неустойчивых участков резонансных ветвей, ответственный за частотный гистерезис.

ется максимум чувствительности, не доходя до гистерезисного режима. Дополнительным фактором, влияющим на чувствительность к микроволновой мощности, является падение дифференциальной чувствительности магнитосопротивления к скосу намагниченностей от максимума до нуля при переходе от взаимно перпендикулярной геометрии намагниченностей слоев снова к коллинеарной. В табл. 1 приведена зависимость чувствительности при различных токах смещения до критического значения для различных углов скоса намагниченностей в слоях структуры. Видно, что в интервале углов, где отсутствует критическая линия потери устойчивости, гигантская чувствительность не достигается, а при достижении коллинеарной геометрии чувствительность падает до нуля.

5. Результаты микромагнитного моделирования

Приведем результаты микромагнитных расчетов частотной зависимости микроволновой чувствительности спинового диода в зависимости от тока для близких магнитных и резистивных параметров. Расчеты проделаны в модели полного закрепления намагниченности в толстом магнитном слое с использованием микромагнитного конечно-разностного кода SpinPM, реализующего метод Рунге–Кутты четвертого порядка точности с адаптивным шагом по времени. При решении данной задачи размер счетной ячейки был выбран $2 \times 2 \times 2$ нм. Чтобы сфокусироваться на эффекте, создаваемом током, действие поля Эрстеда не рассматривалось.

Результаты микромагнитного моделирования приведены на рис. 5. Макроспиновое приближение не учитывает локальный разброс факторов размагничивания в свободном слое и неоднородный характер резонанс-

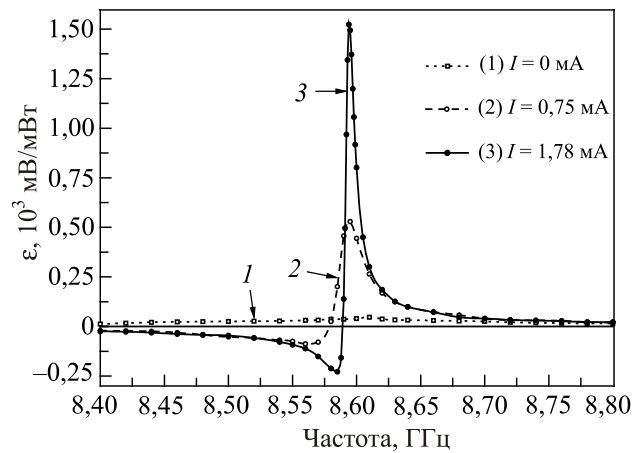


Рис. 5. Микромагнитное моделирование частотной зависимости микроволновой чувствительности при наклоне угла обменного закрепления первого слоя $\varphi_1 = 120^\circ$ для разных токов смещения I , мА: 0 (1), 0,75 (2), 0,78 (3).

ного отклика. В этой связи спиновые колебания характеризуются неоднородным уширением резонансной линии, что существенно ограничивает пиковую величину микроволновой чувствительности. Поэтому микромагнитные расчеты дают существенно меньшую пиковую величину по сравнению с макроспиновой моделью. Из-за различия усредненных факторов размагничивания возникает также отличие резонансной частоты при выбранном угле скоса обменного поля смещения и критического тока. В выбранном диапазоне токов смещения при приближении к критической точке перехода к автоколебательному режиму нам не удалось наблюдать частотный гистерезис чувствительности. Более того, максимальная величина чувствительности при микромагнитном расчете достигается в правом пике резонансного отклика даже при малых токах смещения в отличие от макроспиновой модели.

6. Заключение

В работе проанализирована микроволновая чувствительность спинового диода с двумя закрепленными магнитными слоями в зависимости от угла скоса намагниченностей слоев туннельного перехода и тока смещения. На основе макроспиновой модели (спинового диода с обменно закрепленными слоями) мы показали, что максимальная чувствительность спинового диода с обменным закреплением магнитных слоев достигается только при угловом наклоне полей однонаправленной обменной анизотропии в слоях, определяемом границами областей существования равновесных стационарных точек на диаграмме спиновых состояний магнитных слоев в переменных угол–ток. Это связано с тем, что при коллинеарной геометрии намагничивания модуляция магнитосопротивления переменным током достигает минимума, обращаясь в нуль. При взаимно перпен-

дикулярной геометрии закрепления спин-поляризованный ток смещения не может вызвать потерю устойчивости стационарных состояний магнитной структуры, и магнитное затухание в спиновой системе не достигает полного минимума. Более того, имеется конечный интервал углов скоса, в котором отсутствуют линии перехода от устойчивого к автоколебательному режиму при вариации тока смещения, которые отвечают за рост чувствительности. При приближении тока к критической линии потери устойчивости из-за нелинейного эффекта смещения частоты и ширины линии колебаний возникают эффекты перекрытия устойчивых ветвей колебаний при заданной частоте и связанные с ними гистерезисные явления смены ветвей колебаний при сканировании частоты. Эти эффекты в силу частотной асимметрии существенно отличаются от нелинейных эффектов ферромагнитного резонанса с лоренцевым характером уширения резонансной линии. При закритическом увеличении тока смещения автоколебания могут приводить к явлениям захвата частоты и другим сложным автомодуляционным явлениям, исследованным в работах [9,10], которые здесь не рассматривались. Подобные явления могут вызывать нестабильность чувствительности спинового диода в гистерезисном и закритическом режимах, что требует специального рассмотрения. Микромагнитные расчеты показывают, что неоднородное уширение резонансной линии приводит к сильному ограничению пиковой величины микроволновой чувствительности спинового диода и не обнаруживают гистерезисных эффектов перекрытия частотных ветвей при приближении к критической точке. Второй аспект проблемы, который требует дополнительного анализа, — это влияние колебаний второго слоя, учет которых может существенно исказить полученные результаты в условиях закрепления второго слоя при приближении тока смещения к области возникновения автоколебаний и во втором слое. Особенно это важно при сравнимых толщинах обоих слоев. Вследствие большой величины обменных полей закрепления рабочая частота спинового диода с двумя закрепленными слоями может быть выше, чем у спинового диода со свободным слоем в отсутствие внешнего поля смещения, когда наклонная геометрия намагничивания обусловлена магнитостатическим взаимодействием слоев. Представленные результаты могут использоваться для инженерии спиновых туннельных структур при микроволновом детектировании излучения [17–19].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 16-19-00181.

1. A.A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, K. Tsunekawa, D.D. Djayapawira, N. Watanabe, and S. Yuasa, *Nature* **438**, 339 (2005).
2. J.C. Sankey, P.M. Braganca, A.G.F. Garcia, I.N. Krivorotov, R.A. Buhrman, and D.C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 227601 (2006).
3. J.N. Kupferschmidt, S. Adam, and P.W. Brouwer, *Phys. Rev. B* **74**, 134416 (2006).
4. X. Cheng, J.A. Katine, G. Rowlands, and I.N. Krivorotov, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 082402 (2013).
5. S. Miwa, S. Ishibashi, H. Tomita, T. Nozaki, E. Tamura, K. Ando, N. Mizuochi, T. Saruya, H. Kubota, K. Yakushij, T. Taniguchi, H. Imamura, A. Fukushima, S. Yuasa, and Y. Suzuki, *Nature Mater.* **13**, 50 (2014).
6. C. Wang, Y.-T. Cui, J.Z. Sun, J.A. Katine, R.A. Buhrman, and D.C. Ralph, *J. Appl. Phys.* **106**, 053905 (2009).
7. T. Zeng, Y. Zhou, K.W. Lin, P.T. Lai, and P.W.T. Pong, *IEEE Transactions on Magnetics*, **51**, Issue 11 (2015).
8. J. Zhu, J. A. Katine, G.E. Rowlands, Y.-J. Chen, Z. Duan, J.G. Alzate, P. Upadhyaya, J. Langer, P.K. Amiri, K.L. Wang, and I.N. Krivorotov, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 197203 (2012).
9. O.V. Prokopenko, I.N. Krivorotov, E. Bankowski, T. Meitzler, S. Jaroch, V.S. Tiberkevich, and A.N. Slavin, *J. Appl. Phys.* **111**, 123904 (2012).
10. O.V. Prokopenko and A.N. Slavin, *Fiz. Nizk. Temp.* **41**, 457 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 353 (2015)].
11. B. Fang, M. Carpentieri, X. Hao, H. Jiang, J.A. Katine, I.N. Krivorotov, B. Ocker, J. Langer, K.L. Wang, B. Zhang, B. Azzerboni, P.K. Amiri, G. Finocchio, and Z. Zeng, *Nature Commun.* **7**, 11259 (2016).
12. J.M.D. Coey and M.J. Thorntonand, *Materials for Spin Electronics*, in: *Spin Electronics*, M.J. Thorntonand and M. Ziese (eds.): LNP 569, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2001), p. 277.
13. A.E. Berkowitz and K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 552 (1999).
14. E. Folcomer and S.H. Charap, *J. Appl. Phys.* **43**, 4190 (1972).
15. H. Xi, *J. Magn. Magn. Mater* **288**, 66 (2005).
16. P.W. Anderson and H. Suhl, *Phys. Rev.* **100**, 1788 (1955); H. Suhl, *J. Appl. Phys.* **31**, 935 (1960); Y.S. Gui, A. Wirthmann, N. Mecking, and C.M. Hu, *Phys. Rev. B* **80**, 060402 (2009); Y. Khivintsev, B. Kuanr, T.J. Fal, M. Haftel, R.E. Camley, Z. Celinski, and D.L. Mills, *Phys. Rev. B* **81**, 054436 (2010).
17. L. Fu, Y.S. Gui, L.H. Bai, H. Guo, H. Abou-Rachid, and C.-M. Hu, *J. Appl. Phys.* **117**, 213902 (2015).
18. B. M. Yao, L. Fu, X.S. Chen, W. Lu, L.H. Bai, Y.S. Gui, and C.-M. Hu, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 062408 (2014).
19. S. Hemour, Y. Zhao, C.H.P. Lorenz, D. Houssameddine, Y. Gui, C.-M. Hu, and K.Wu, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques* **62**, 965 (2014).

Nonlinear current resonance in the spin-torque diode with a planar magnetization

N.E. Kulagin, P.N. Skirdkov, A.F. Popkov,
K.A. Zvezdin, and A.V. Lobachev

We investigated microwave sensitivity of the spin diode constituting of a tunnel junction with two magnetic electrodes. Considered magnetic structure of the junction has a slant of magnetic moments in magnetic electrodes lying in their plane caused by the exchange interaction with adjacent antiferromagnetic layers different in temperature of superparamagnetic blocking. In the frame of the macrospin model we have carried out the analysis of the stability of the stationary states of magnetization as a function of electric current and the angle between magnetizations of magnetic layers on the angle-current plane, taking into account the effect of spin torque transfer. For the obtained stationary states we have defined changes of the resonant response to alternating current of microwave range and

V/W sensitivity of the spin diode far and near critical current lines of the transition to the self oscillation mode. It is shown that with the increase of the bias current at the approach to the critical point there appears hysteresis of frequency branches of resonant response, induced by nonlinear microwave modulation of torque. The effect is different from the foldover-effect in non-linear ferromagnetic resonance of Lorentz initial shape having constant line width. We have performed also micromagnetic simulations of the diode sensitivity for the similar magnetic parameters.

PACS: **85.75.-d** Magnetoelectronics: devices exploiting spin polarized transport or integrated magnetic fields;
75.76.+j Spin transport effects;
75.78.Cd Micromagnetic simulations.

Keywords: microwave spin-torque diode, spin-transfer torque, exchange anisotropy, frequency hysteresis.