

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ FUNDAMENTAL RESEARCHES

УДК 537.621:537.624

DOI: 10.24151/1561-5405-2017-22-2-109-119

Полевые особенности микроволновой чувствительности спинового диода при наличии тока смещения

А.Ф. Попков¹, Н.Е. Кулагин², Г.Д. Демин^{1,3}, К.А. Звездин^{3,4}

¹*Национальный исследовательский университет «МИЭТ»,
г. Москва, Россия*

²*Московский авиационный институт (национальный
исследовательский университет), г. Москва, Россия*

³*Московский физико-технический институт (государственный
университет), г. Долгопрудный, Россия*

⁴*Институт общей физики им. А.М. Прохорова
Российской академии наук, г. Москва, Россия*

gddemin@gmail.com

Использование спин-диодного эффекта, возникающего в магнитных туннельных переходах под действием токовой передачи вращательного момента, открывает перспективу значительного повышения микроволновой чувствительности по сравнению с полупроводниковыми диодами Шоттки в гигагерцовом диапазоне частот.

Проведен теоретический анализ спин-диодного эффекта выпрямления микроволнового сигнала на магнитном туннельном переходе при резонансном возбуждении спиновых колебаний в незакрепленном магнитном слое в результате токовой передачи вращательного момента. В линейном макроспиновом приближении рассчитаны частотные характеристики резонансного отклика спинового диода на микроволновый сигнал в зависимости от направления и величины приложенного магнитного поля и тока смещения. Показано, что в отсутствие тока смещения максимальное выпрямленное напряжение на переходе достигается при взаимно перпендикулярной геометрии намагничивания его берегов и падает с ростом резонансной частоты колебаний в магнитном поле при сохранении равновесной ориентации спинов в слоях. При включении тока смещения резонансная амплитуда вынужденных колебаний спинов свободного слоя при микроволновом возбуждении резко возрастает вблизи критической точки потери устойчивости равновесного состояния спинового диода. В этой точке ширина линии ограничивается только нелинейными эффектами.

Повышение чувствительности спинового диода актуально для его применения в системах микроволнового голографического видения.

Ключевые слова: магнитный туннельный переход; переносимый вращательный момент; спиновый диод; макроспиновая модель; ферромагнитный резонанс; микроволновая чувствительность.

Для цитирования: Попков А.Ф., Кулагин Н.Е., Демин Г.Д., Звездин К.А. Полевые особенности микроволновой чувствительности спинового диода при наличии тока смещения // Изв. вузов. Электроника. – 2017. – Т.22. – №2. – С. 109–119. DOI: 10.214151/1561-5405-2017-22-2-109-119

Field Features of Spin-Torque Diode Microwave Sensitivity Presence of Bias Current

A.F. Popkov¹, N.E. Kulagin², G.D. Demin^{1,3}, K.A. Zvezdin^{3,4}

¹National Research University of Electronic Technology, Moscow, Russia

²Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, Russia

³Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

⁴Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

gddemin@gmail.com

The use of the spin-diode effect in magnetic tunnel junctions under the current-induced transfer of spin angular momentum opens the prospect of the significant increase in the microwave sensitivity compared to Schottky semiconductor diodes in the GHz frequency range.

Theoretical analysis of diode rectification effect of the microwave signal in the magnetic tunnel junction (spin-diode effect) has been performed under resonant excitation of spin waves in the free magnetic layer as a result of the current-induced spin-transfer torque effect. Within the linear macrospin approximation the frequency characteristics of resonant response of the spin-torque diode on the microwave signal have been calculated depending on the direction and amplitude of the applied magnetic field and bias current. It has been shown that in absence of bias current the maximum value of the rectified DC bias voltage across the junction is achieved in the case of mutually perpendicular magnetization geometry in its magnetic layers and drops with increasing the resonant frequency of oscillations in the magnetic field while maintaining the equilibrium spin orientation in the layers. When applying the bias current the resonance amplitude of forced spin oscillations dramatically increases under the microwave excitation when approaching the critical point of spin state stability of the spin-torque diode, in which the linewidth is only limited by the nonlinear effects.

The increase in the spin-torque diode sensitivity is very important for its application in the systems of microwave holographic vision.

Keywords: magnetic tunnel junction; spin-transfer torque; spin-torque diode; macrospin model; ferromagnetic resonance; microwave sensitivity.

For citation: Popkov A.F., Kulagin N.E., Demin G.D., Zvezdin K.A. Field Features of Spin-Torque Diode Microwave Sensitivity Presence of Bias Current // Proc. of universities. Electronics. – 2017. – Vol.22. – №2. – P. 109–119. DOI: 10.214151/1561-5405-2017-22-2-109-119

Введение. При изменении взаимной ориентации намагниченности ферромагнитных берегов на магнитном туннельном переходе возникает эффект изменения сопротивления (или эффект магнетосопротивления). В результате переноса вращательного момента спин-

поляризованным током микроволновый сигнал на переходе возбуждает спиновые колебания в магнитных берегах, что приводит к СВЧ-колебаниям сопротивления сигнала $R(t)$. Из-за микроволновых колебаний сопротивления возникает постоянная составляющая напряжения на переходе $\Delta V = \langle R(t)I(t) \rangle$. По аналогии с эффектом выпрямления переменного напряжения на полупроводниковом диоде это явление называется спин-диодным эффектом, а магнитный туннельный переход – спиновым диодом [1].

Эксперименты показали, что микроволновая чувствительность спинового диода $\varepsilon = \Delta V / P_{in}$ к входной мощности сигнала P_{in} при таких условиях, как резонансное возбуждение, неколлинеарное намагничивание слоев, наличие токового смещения, может на порядок величины превышать микроволновую чувствительность диода Шоттки и приближаться к термодинамическому шумовому пределу [2, 3]. Частота f , при которой чувствительность повышается, находится в диапазоне 1–6 ГГц. Исследование изменения чувствительности спинового диода с ростом частоты сигнала (более 10 ГГц) важно для практических приложений спин-диодного эффекта, например для СВЧ-визуализации изображений и других микроволновых приложений [4, 5].

Исходные уравнения и постановка задачи. Проанализируем особенности ферромагнитного резонанса в спиновом диоде эллиптической формы в поперечном сечении со взаимно перпендикулярной геометрией начального намагничивания. В рассматриваемом случае намагниченность в опорном магнитном слое закреплена в его плоскости, а намагниченность свободного слоя в основном состоянии перпендикулярна плоскости слоя (рис.1). Исходное нормированное уравнение Ландау – Лифшица – Гильберта – Слончевского – Берже для магнитного момента незакрепленного слоя спинового диода записывается в векторном виде:

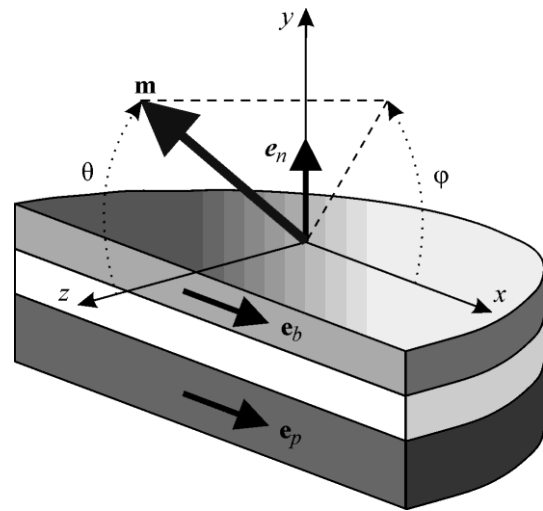


Рис.1. Спиновый диод и геометрия выбора осей координат, анизотропии и намагничивания слоев

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

где $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_s}$; $\mathbf{h}_{eff} = -\delta E / \delta \mathbf{m}$ – вариационное поле, учитывающее обменное взаимодействие, поле размагничивания и поле анизотропии согласно формуле $\mathbf{h}_{eff} = \mathbf{h} + k_{eff} (\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_n) \mathbf{e}_n + k_b (\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_b) \mathbf{e}_b$; $\mathbf{h} = \frac{\mathbf{H}}{M_s}$ – внешнее магнитное поле, нормированное на намагниченность насыщения M_s ; $k_{eff} = \frac{2K_u}{M_s^2} - 4\pi N_z + 4\pi N_y$, $k_b = 4\pi(N_y - N_x)$ – параметры плоскостной и базисной анизотропии соответственно; $N_{x,y,z}$ – факторы размагничивания; K_u – плотность энергии наведенной анизотропии; $\beta(t) = \frac{J(t)}{J_p}$ – спин-

поляризованный ток, нормированный на величину $J_p = \frac{2edM_s^2}{\eta}$; d – толщина пленки; e – элементарный заряд электрона; η – постоянная Планка; $\eta_{\parallel}, \eta_{\perp}$ – спин-поляризационные префакторы (спиновая эффективность переноса вращательного момента). Время нормировано на $t_0 = (\gamma M_s)^{-1}$, здесь γ – магнитомеханическое отношение.

Будем считать, что $\beta = \beta_0 + \beta_1 \cos \omega t$, где β_0 – постоянный ток смещения, β_1 – амплитуда переменного тока. Спин-поляризационные коэффициенты, определяющие переносимые током компоненты вращательного момента, зависят от взаимного направления намагниченностей в слоях структуры согласно соотношениям: $\eta_{\parallel, \perp} = \eta_{\parallel, \perp}^0 (1 + \rho \mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_p)^{-1}$, $\rho = (\eta_{\parallel}^0)^2$.

Чувствительность спинового диода по определению равна:

$$\varepsilon = \frac{\langle \Delta V \rangle}{P_{in}},$$

где $\langle \Delta V \rangle$ – усредненное во времени напряжение на спиновом диоде; P_{in} – входная микроволновая мощность.

В рамках принятой модели усредненное напряжение определяется по формуле

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

где $\bar{R}^{-1} = \frac{R_{\uparrow\uparrow}^{-1} + R_{\uparrow\downarrow}^{-1}}{2}$ – усредненное выражение для сопротивления диода; S – площадь

поперечного сечения спинового диода; $\rho = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\downarrow} + R_{\uparrow\uparrow}}$; $R_{\uparrow\downarrow}, R_{\uparrow\uparrow}$ – соответственно со-

противление при антипараллельной и параллельной ориентации намагниченностей в берегах перехода.

Выделяемая мощность P_0 на сопротивлении \bar{R} равна:

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

При этом входная мощность P_{in} связана с выделяемой мощностью известным соотношением согласования:

$$P_0 = \nu P_{in},$$

здесь $\nu = \frac{4Z_0 \bar{R}}{(Z_0 + \bar{R})^2}$ – коэффициент согласования; $Z_0 = 50$ Ом – сопротивление входной линии.

Тогда выражение для микроволновой чувствительности спинового диода принимает вид

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

где $\varepsilon_p = \frac{v}{J_p S}$.

Выбрав координатные оси x, y, z (см. рис.1): $\mathbf{e}_p \parallel \mathbf{e}_b = (1,0,0)$, $\mathbf{e}_n = (0,1,0)$, $\mathbf{e}_b \times \mathbf{e}_n = (0,0,1)$, в угловых переменных из уравнений динамики (1) имеем

$$\begin{aligned} \dot{\theta} + \alpha \dot{\varphi} \sin \theta = h_y \cos \varphi - h_x \sin \varphi - (k_b - k_{eff}) \sin \theta \sin \varphi \cos \varphi + \\ + \eta_{\parallel} (\beta_0 + \beta_1(t)) \cos \theta \cos \varphi - \eta_{\perp} (\beta_0 + \beta_1(t)) \sin \varphi, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \dot{\varphi} \sin \theta - \alpha \dot{\theta} = h_z \sin \theta - h_y \sin \varphi \cos \theta - h_x \cos \theta \cos \varphi - k_b \cos^2 \varphi \sin \theta \cos \theta - \\ - k_{eff} \sin^2 \varphi \sin \theta \cos \theta - \eta_{\parallel} (\beta_0 + \beta_1(t)) \sin \varphi - \eta_{\perp} (\beta_0 + \beta_1(t)) \cos \varphi \cos \theta. \end{aligned} \quad (3)$$

При расчетах примем параметры спин-вентильной туннельной структуры, близкие к параметрам, приведенным в работе [6], где рассмотрена структура с вертикальным намагничиванием свободного слоя и плоскостным намагничиванием опорного слоя (закрепленного), а именно: $d = 1,6 \text{ нм}$; $S = 150 \cdot 70 \text{ нм}^2$; $M_s = 950 \text{ Гс}$; $RS = 3 \text{ Ом} \cdot \text{мкм}^2$; $\bar{R} = 400 \text{ Ом}$; $\rho = 0,125$; $\eta_{\parallel} = 0,25$; $\eta_{\perp} = 0,125$; $N_x = 0,014$; $N_y = 0,04$; $N_z = 0,946$;

$\alpha = 0,01$. Поэтому $k_{eff} = \frac{2K_u}{M^2} - 4\pi N_z + 4\pi N_y \approx 0,6$; $k_b = 4\pi(N_y - N_x) \approx 0,3$;

$J_p = 4,4 \cdot 10^7 \text{ А/см}^2$; $v = 0,395$; $\varepsilon_p = 85,5 \text{ В/Вт}$.

Рассмотрим случай, когда $h_z = 0$. Положения равновесия θ_0, φ_0 системы (2), (3) в отсутствие переменного тока, когда $\beta_1 = 0$, определяются из ее решения при условии $\dot{\theta}, \dot{\varphi} = 0$. При наличии гармонического изменения тока, когда $\beta_1 \neq 0$, из уравнений колебаний (2), (3) после подстановки $\theta = \theta_0 + \delta\theta \exp(i\omega t)$, $\varphi = \varphi_0 + \delta\varphi \exp(i\omega t)$, где $\delta\theta, \delta\varphi \ll \pi$, для амплитуд колебаний можно получить линеаризованную систему, которая определяет амплитуды колебаний полярного и азимутального углов. Зная амплитуды колебаний $\delta\theta, \delta\varphi$, в линейном приближении можно найти чувствительность:

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_p \rho}{(1 + \rho \sin \theta_0 \cos \varphi_0)} \frac{\text{Re}(\delta\theta \cos \theta_0 \cos \varphi_0 - \delta\varphi \sin \theta_0 \sin \varphi_0)}{2\beta_1}.$$

Анализ полевой зависимости микроволновой чувствительности спинового диода в отсутствие тока смещения. Рассмотрим случай, когда $h_z = 0$ и нулевой постоянный ток $\beta_0 = 0$. Положения равновесия θ_0, φ_0 находятся из стационарных уравнений:

$$\begin{aligned} h_y \cos \varphi_0 - h_x \sin \varphi_0 - (k_b - k_{eff}^0) \sin \theta_0 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 = 0, \\ (h_y \sin \varphi_0 + h_x \cos \varphi_0 + k_b \cos^2 \varphi_0 \sin \theta_0 + k_{eff}^0 \sin^2 \varphi_0 \sin \theta_0) \cos \theta_0 = 0. \end{aligned}$$

Имеется очевидное решение для полярного угла $\theta_0 = \pi/2$, когда равновесная намагниченность лежит в плоскости xy . Пусть магнитное поле параллельно плоскости слоев и $h_y = 0$. Положение равновесия определяется соотношениями: $\theta_0 = \pi/2$; $\cos \varphi_0 = h_x / (k_{eff} - k_b)$, если $h_x < (k_{eff} - k_b)$, и $\varphi_0 = 0$, если $h_x > (k_{eff} - k_b)$.

Частотная зависимость чувствительности для частного случая, когда $h_x = 0$, $\varphi_0 = \pi/2$ и с учетом малости $\alpha \ll 1$, получаемая путем решения линеаризованной нелинейной системы (2), (3), имеет вид

$$\varepsilon \approx -\frac{\varepsilon_p \rho \eta_{\parallel}}{\alpha(2k_{eff} - k_b)} \frac{\omega^2 + (\omega_0^2 - \omega^2) \eta_{\perp} k_{eff} / (2k_{eff} - k_b) \eta_{\parallel} \alpha}{\omega^2 + [\omega_0^2 - \omega^2]^2 / (2k_{eff} - k_b)^2 \alpha^2}, \quad (4)$$

где $\omega_0^2 = (k_{eff} - k_b) k_{eff}$.

Зависимость чувствительности спинового диода от частоты, рассчитанная по формуле (4), представлена на рис. 2. Она максимальна вблизи резонансной частоты $\omega = \omega_0$.

В случае, когда $h_x \neq 0$ в точке резонанса, которая определяется условием

$$\omega_0^2 = [h_x \cos \varphi_0 + (k_b - k_{eff}) \cos 2\varphi_0] [h_x \cos \varphi_0 + (k_b \cos^2 \varphi_0 + k_{eff} \sin^2 \varphi_0)] / (1 + \alpha^2),$$

получим

$$|\varepsilon_{\max}| = \frac{\varepsilon_p \rho}{(1 + \rho \cos \varphi_0)} \frac{(\eta_{\parallel} + \alpha \eta_{\perp}) \sin^2 \varphi_0}{\alpha [2h_x \cos \varphi_0 + (k_b - k_{eff}) \cos 2\varphi_0 + (k_b \cos^2 \varphi_0 + k_{eff} \sin^2 \varphi_0)]}, \quad (5)$$

где $\cos \varphi_0 = h_x / (k_{eff} - k_b) = H / H_{\perp}$; $H_{\perp} = M(k_{eff} - k_b) = 250 \text{ Э}$.

Рассчитанная по формуле (5) зависимость максимальной микроволновой чувствительности от приложенного в плоскости структуры магнитного поля показана на рис. 3.

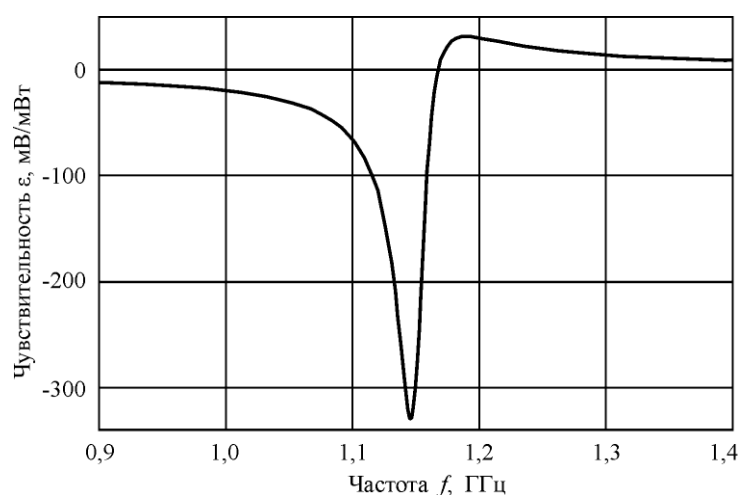


Рис.2. Частотная зависимость микроволновой чувствительности спинового диода в отсутствие магнитного поля при взаимно перпендикулярной геометрии намагничивания

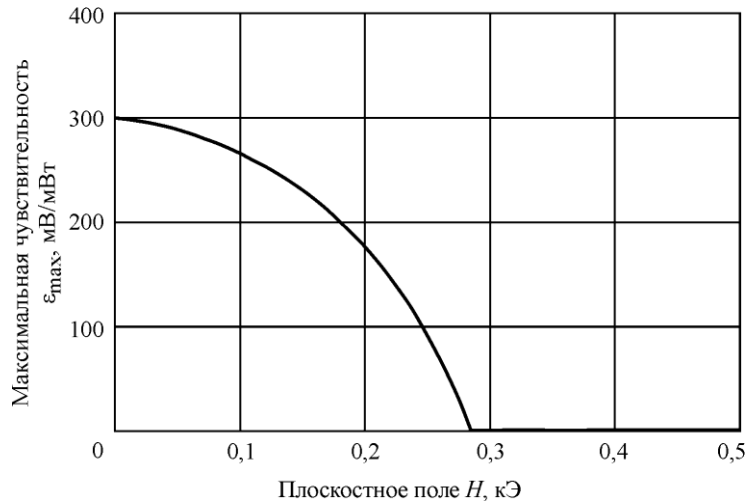


Рис.3. Зависимость максимальной микроволновой чувствительности спинового диода от магнитного поля в плоскости слоев структуры

Найденная чувствительность в точке резонанса достигает максимума при взаимно перпендикулярном направлении намагниченности, когда $h_x = 0$, $\varphi_0 = \pi/2$. Чувствительность падает до нуля при $\varphi_0 = 0$, когда поле выстраивает намагниченность вдоль поляризатора в точке $H = H_{\perp} = M(k_{eff} - k_b) = 250 \text{ Э}$.

Рассмотрим случай, когда магнитное поле действует перпендикулярно плоскости структуры и $h_x = 0$, $h_y \neq 0$, $\beta_{\parallel}^0 = \beta_{\perp}^0 = 0$. Положение равновесия определяется соотношениями $\theta_0 = \pi/2$, $\varphi_0 = \pi/2$. Для этого случая чувствительность записывается как

$$\varepsilon \approx \frac{\varepsilon_p \rho (\eta_{\parallel} + \alpha \eta_{\perp})}{\alpha (2h_y + 2k_{eff} - k_b)} \frac{\omega^2 + (\omega_0^2 - \omega^2) \eta_{\perp} (h_y + k_{eff}) (1 + \alpha^2) / (2h_y + 2k_{eff} - k_b) \eta_{\parallel} \alpha}{\omega^2 + [\omega_0^2 - \omega^2]^2 (1 + \alpha^2)^2 / (2h_y + 2k_{eff} - k_b)^2 \alpha^2},$$

где $\omega_0^2 = (h_y + k_{eff}^0 - k_b)(h_y + k_{eff}^0) / (1 + \alpha^2)$ – резонансная частота.

Максимальная чувствительность в силу асимметрии ее частотной зависимости вблизи резонансной частоты несколько выше, чем в точке резонанса $\omega = \omega_0$ (см. рис.1).

В точке резонанса $\omega_0 = \sqrt{(h_y + k_{eff} - k_b)(h_y + k_{eff}) / (1 + \alpha^2)}$, тогда получаем

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_p \rho (\eta_{\parallel} + \alpha \eta_{\perp})}{\alpha (2k_{eff} - k_b)} \frac{1}{\left[1 + h_y / (2k_{eff} - k_b) \right]}.$$

Чувствительность спадает обратно пропорционально магнитному полю с характерным поевым масштабом $H_{\parallel} = M(2k_{eff}^0 - k_b) / 2 = 392 \text{ Э}$ (рис.4).

Из линейности зависимости резонансной частоты от магнитного поля при большой его величине, когда $\omega_0 = \sqrt{(h_y + k_{eff} - k_b)(h_y + k_{eff}) / (1 + \alpha^2)} \rightarrow h_y$, следует, что чувствительность спинового диода со взаимно перпендикулярной геометрией намагничивания с ростом частоты падает обратно пропорционально частоте.

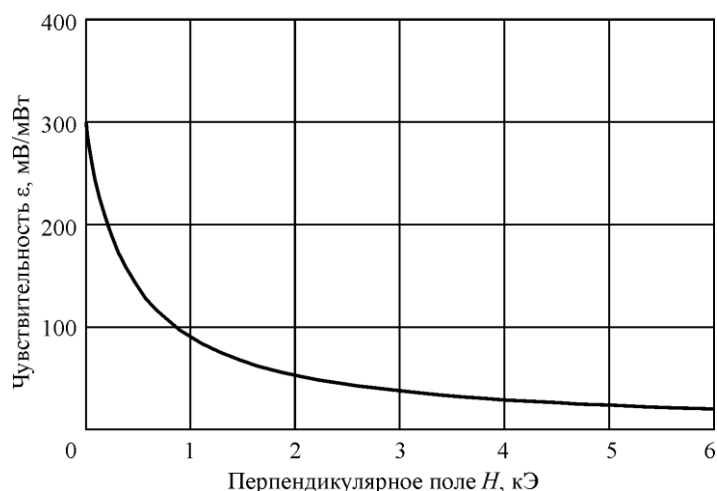


Рис.4. Зависимость частоты ферромагнитного резонанса в спиновом диоде от магнитного поля, перпендикулярного плоскости слоев туннельного перехода

Влияние тока смещения на микроволновую чувствительность спинового диода в наклонном магнитном поле. При включении тока смещения равновесные значения углов θ_0, φ_0 меняются в зависимости от его величины. Если пренебречь выходом намагниченности из плоскости $\theta_0 = \pi/2$, то в линейном приближении чувствительность спинового диода определяется выражением

$$\varepsilon \approx -\frac{\varepsilon_p \rho}{2(1 + \rho \cos \varphi_0)} \operatorname{Re} \left(\frac{i\omega(\eta_{\parallel} + \eta_{\perp} \alpha) + \eta_{\parallel} A + \eta_{\perp} C}{\omega^2(1 + \alpha^2) - \omega_0^2 - 2i\omega \Delta\omega} \right) \sin^2 \varphi_0,$$

где $\Delta\omega$ – ширина линии ферромагнитного резонанса.

Максимальная чувствительность спинового диода достигается вблизи резонансной частоты, когда $\omega^2 \approx \omega_0^2 / (1 + \alpha^2)$. В этом случае в линейном приближении она обратно пропорциональна ширине линии:

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_p \rho}{(1 + \rho \cos \varphi_0)} \frac{(\eta_{\parallel} + \eta_{\perp} \alpha)}{4\Delta\omega} \sin^2 \varphi_0.$$

При включении тока смещения возможна потеря устойчивости исходного спинового состояния системы в критической точке. На рис. 5 приведена рассчитанная зависимость критического тока от магнитного поля для случая, когда магнитное поле направлено перпендикулярно к плоскости структуры.

Выше критического тока, как правило, возникает спиновая прецессия без микроволнового облучения. В области больших магнитных полей, превышающих поля магнитной анизотропии, критический ток растет с ростом магнитного поля практически линейно, так же как и резонансная частота: $J_c \sim -\alpha J_p H / M(\eta_{\parallel} + \eta_{\perp} \cos \varphi_0)$. В точке потери устойчивости ширина линии ферромагнитного резонанса обращается в нуль, т.е. $\Delta\omega(\beta_0) \rightarrow 0$. В этой точке чувствительность спинового диода в линейном приближении неограниченно возрастает. Однако при учете нелинейного эффекта смещения ширины линии, обусловленного ее амплитудной зависимостью $\Delta\omega = \Delta\omega(\beta_0) - p \langle \delta\phi^2 \rangle$,

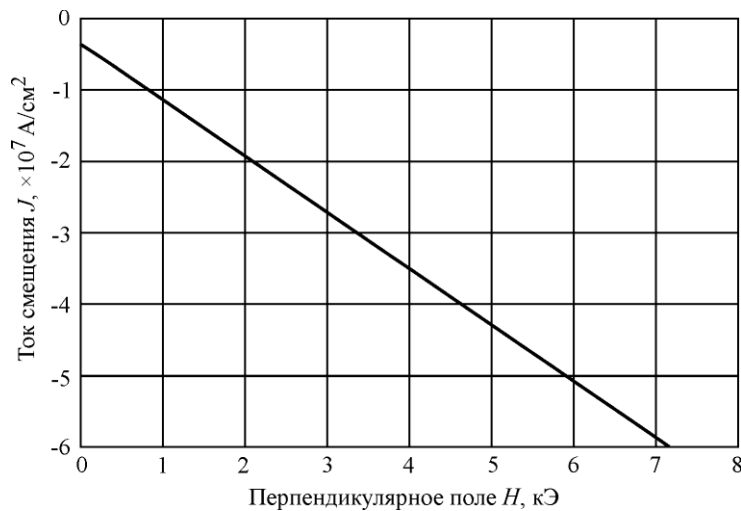


Рис.5. Полевая зависимость максимальной микроволновой чувствительности спинового диода в перпендикулярном направлении

где p – коэффициент нелинейности, чувствительность останется конечной и в точке $\Delta\omega(\beta_0) = 0$. Если учесть, что параметр нелинейного смещения ширины линии в области больших полей, превышающих поле магнитной анизотропии, пропорционален приложенному магнитному полю $p \sim \alpha H$, то можно показать, что максимальная чувствительность в критической точке падает с ростом магнитного поля как $\varepsilon \sim (\alpha H)^{-1/3}$, т.е. обратно пропорционально степени 1/3.

На рис. 6 показаны численные расчеты микроволновой чувствительности спинового диода в случае взаимно перпендикулярной геометрии для магнитного поля 5600 Э при разных токах смещения. Максимальная чувствительность превосходит $\varepsilon_m = 11000$ мВ/мВт вблизи критического значения тока $J_c = -4,8 \cdot 10^7$ А/см², что существенно превышает чувствительность полупроводникового диода Шоттки $\varepsilon_m = 4000$ мВ/мВт [7].

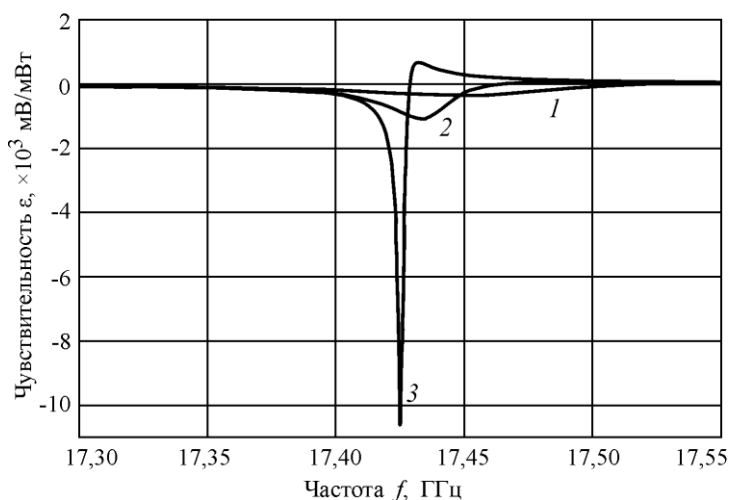


Рис.6. Частотная зависимость микроволновой чувствительности спинового диода при магнитном поле $H = 0,5$ кЭ, перпендикулярном плоскости структуры, для разных токов смещения вблизи критического значения $J = -4,8 \cdot 10^7$ А/см²: 1 – $J = -3,5 \cdot 10^7$ А/см²; 2 – $J = -4,4 \cdot 10^7$ А/см²; 3 – $J = -4,8 \cdot 10^7$ А/см²

Заключение. Проведенный анализ ферромагнитного резонанса и микроволновой чувствительности спинового диода со взаимно перпендикулярной геометрией намагничивания показал, что в отсутствие тока смещения максимальная микроволновая чувствительность спинового диода достигается на частоте ферромагнитного резонанса при перпендикулярной геометрии намагничивания слоев. Включение магнитного поля уменьшает чувствительность спинового диода независимо от его ориентации. Для перпендикулярной геометрии чувствительность падает обратно пропорционально резонансной частоте. Ток смещения может существенно увеличить микроволновую чувствительность вблизи точки потери устойчивости исходного состояния. При этом макроспиновая модель показывает, что микроволновая чувствительность спинового диода может превышать чувствительность полупроводникового диода Шоттки в диапазоне частот вплоть до 20 ГГц при условии базисного смещения током и полевого смещения.

Следует отметить, что при наличии магнитоэлектрического поля смещения, обусловленного, например, отсутствием магнитной компенсации поля рассеяния незакрепленного слоя, необходимо наклонное поле смещения для эффективного управления микроволновой чувствительностью спинового диода током смещения [8]. Наряду с рассмотренным эффектом управления ферромагнитным резонансом с помощью спинполяризованного тока, имеются дополнительные механизмы, повышающие чувствительность спинового диода, связанные с нелинейной зависимостью сопротивления от напряжения, например, из-за неоднородного разогрева током (эффект Зеебека) и другие эффекты [9, 10], которые не учитывались.

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

Литература

1. Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions / *A.A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima et al.* // Nature. – 2005. – Vol. 438. – P. 339-342.
2. Highly sensitive nanoscale spin-torque diode / *S. Miwa, S. Ishibashi, H. Tomita et al.* // Nature Materials. – 2014. – Vol. 13. – P. 50–56.
3. Spin-torque diode-based radio-frequency detector by utilizing tilted fixed-layer magnetization and in-plane free-layer magnetization / *T. Zeng, Y. Zhou, K.W. Lin et al.* // IEEE Trans. Magn. – 2015. – Vol. 51. – N. 11. – P. 1401204.
4. Microwave holography using a magnetic tunnel junction based spintronic microwave sensor / *L. Fu, Y. S. Gui, L. H. Bai et al.* // J. Appl. Phys. – 2015. – Vol. 117. – P. 213902.
5. Sensitivity of spin-torque diodes for frequency-tunable resonant microwave detection / *C. Wang, Y.T. Cui, J.Z. Sun et al.* // J. Appl. Phys. – 2009. – Vol. 106. – P. 053905.
6. Voltage-induced ferromagnetic resonance in magnetic tunnel junctions / *J. Zhu, J. A. Katine, G.E. Rowlands et al.* // Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 108. – P. 197203.
7. Towards low-power high-efficiency rf and microwave energy harvesting / *S. Hemour, Y. Zhao, C.H. P. Lorenz et al.* // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. – 2012. – Vol. 62. – N. 4. – P. 965–976.
8. *Popkov A.F., Kulagin N.E., Demin G.D.* Nonlinear spin-torque microwave resonance near the loss of spin state stability // Solid State Communications. – 2016. – Vol. 248. – P. 140–143.
9. Seebeck rectification enabled by intrinsic thermoelectrical coupling in magnetic tunneling junctions / *Z.H. Zhang, Y.S. Gui, L. Fu et al.* // Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 109. – P. 037206.
10. High sensitivity microwave detection using a magnetic tunnel junction in the absence of an external applied magnetic field / *Y. S. Gui, Y. Xiao, L. H. Bai et al.* // Appl. Phys. Lett. – 2015. – Vol. 106. – P. 152403.

Поступила 24.11.2016 г.; принята к публикации 24.01.2017 г.

Попков Анатолий Федорович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры квантовой физики и нанoeлектроники МИЭТ (Россия, 124498, г. Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, д. 1), afropkov@inbox.ru.

Кулагин Николай Евгеньевич – доктор физико-математических наук, профессор кафедры прикладной математики, информационных технологий и электротехники МАИ (Россия, 125993, г. Москва, Волоколамское шоссе, д.4), klgn@yandex.ru.

Демин Глеб Дмитриевич – инженер научно-технологического центра «Нано- и микросистемной техники» МИЭТ (Россия, 124498, г. Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, д. 1), научный сотрудник лаборатории физики магнитных гетероструктур и спинтроники для энергосберегающих информационных технологий МФТИ (Россия, 141701, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9), gddemin@gmail.com.

Звездин Константин Анатольевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории физики магнитных гетероструктур и спинтроники для энергосберегающих информационных технологий МФТИ (Россия, 141701, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9), старший научный сотрудник Института общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук (Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38), konstantin.zvezdin@gmail.com.

References

1. Tulapurkar A.A., Suzuki Y., Fukushima A., Kubota H., Maehara H., Tsunekawa K., Djayaprawira D.D., Watanabe N., Yuasa S. Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions. *Nature*, 2005, vol. 438, pp. 339–342.
2. Miwa S., Ishibashi S., Tomita H., Nozaki T., Tamura E., Ando K., Mizuochi N., Saruya T., Kubota H., Yakushij K., Taniguchi T., Imamura H., Fukushima A., Yuasa S., Suzuki Y. Highly sensitive nanoscale spin-torque diode. *Nature Materials*, 2014, vol. 13, pp. 50–56.
3. Zeng T., Zhou Y., Lin K.W., Lai P.T., Pong P.W.T. Spin-torque diode-based radio-frequency detector by utilizing tilted fixed-layer magnetization and in-plane free-layer magnetization. *IEEE Trans. Magn.*, 2015, vol. 51, no.11, p. 1401204.
4. Fu L., Gui Y. S., Bai L. H., Guo H., Abou-Rachid H., Hu C.-M. Microwave holography using a magnetic tunnel junction based spintronic microwave sensor. *J. Appl. Phys.*, 2015, vol. 117, p. 213902.
5. Wang C., Cui Y.T., Sun J.Z., Katine J. A., Buhrman R. A., Ralph D. C. Sensitivity of spin-torque diodes for frequency-tunable resonant microwave detection. *J. Appl. Phys.*, 2009, vol. 106, p. 053905.
6. Zhu J., Katine J.A., Rowlands G.E., Chen Y.J., Duan Z., Alzate J.G. Voltage-induced ferromagnetic resonance in magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, vol. 108, p. 197203.
7. Hemour S., Zhao Y., Lorenz C.H. P., Houssameddine D., Gui Y., Hu C.-M., Wu K. Towards low-power high-efficiency rf and microwave energy harvesting. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 2012, vol. 62, no. 4, pp. 965–976.
8. Popkov A.F., Kulagin N.E., Demin G.D. Nonlinear spin-torque microwave resonance near the loss of spin state stability. *Solid State Communications*, 2016, vol. 248, pp. 140–143.
9. Zhang Z.H., Gui Y.S., Fu L., Fan X.L., Cao J.W., Xue D.S., Freitas P.P., Houssameddine D., Hemour S., Wu K., Hu C.-M. Seebeck rectification enabled by intrinsic thermoelectrical coupling in magnetic tunneling junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, vol. 109, p. 037206.
10. Gui Y.S., Xiao Y., Bai L.H., Hemour S., Zhao Y.P., Houssameddine D., Wu K., Guo H., Hu C.-M. High sensitivity microwave detection using a magnetic tunnel junction in the absence of an external applied magnetic field. *Appl. Phys. Lett.*, 2015, vol. 106, pp. 152403.

Submitted 24.11.2016; accepted 24.01.2017