Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 12, с. 782 – 788 © 2017 г. 25 декабря

Квантовые осцилляции микроволновой чувствительности спинового диода в магнитной наноперемычке

Г. Д. Демин[1], *А. Ф. Попков*

Национальный исследовательский университет "МИЭТ", 124498 Москва, Россия

Лаборатория физики и магнитных гетероструктур для спинтроники и энергосберегающих информационных технологий, Московский физико-технический институт "МФТИ", 141701 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 11 августа 2017 г.

После переработки 2 ноября 2017 г.

Уменьшение площади поперечного сечения спин-вентильной структуры до нанометрового масштаба представляется важной задачей современной спиновой электроники. Однако поперечное квантование электронных состояний в спиновом вентиле, образующем на таких масштабах магнитную наноперемычку, создает дополнительное влияние не только на магнетосопротивление, но и на переносимый крутящий момент. В этой работе мы проводим теоретический анализ особенностей квантования магнетосопротивления и крутящего момента при переносе спинов в металлической наноперемычке Co/Au/Co с металлическими контактами. Показано, что эти особенности проявляются в осцилляциях микроволновой чувствительности спинового диода на основе указанной структуры.

DOI: 10.7868/S0370274X17240122

В последнее десятилетие большое внимание уделяется явлениям переноса вращательного момента в магнитных спин-вентильных туннельных и проводящих структурах [1], которые перспективны для создания элементов энергонезависимой памяти, наногенераторов [2] и высокочувствительных спиновых детекторов [3–6]. Дальнейшая перспектива их развития связывается, в частности, с задачей определения возможности предельного масштабирования поперечных размеров спин-вентильных структур к технологическим проектным нормам, менее 10 нм, что важно как для определения перспективы миниатюризации элементов магниторезистивной памяти, так и для возможности предельного увеличения микроволновой чувствительности спиновых диодов на основе этих структур. Хорошо известно, однако, что при уменьшении боковых размеров металлического проводника до значений, сравнимых с длиной волны де Бройля, происходит поперечное квантование энергетических уровней свободных электронов. Возникают одномерные энергетические подзоны, которые определяют особенности электронной проводимости в магнитных наноконтактах [7, 8]. Баллистический перенос электронов в магнитной наноперемычке характеризуется наличием скачков проводимости, определяемых теорией Ландауэра [9]. Квантование проводимости при комнатной температуре впервые наблюдалось в металлических немагнитных контактах Au/Au, Cu/Cu, Pt/Pt [10–12]. Ранее в целом ряде работ экспериментально и теоретически изучались магнитные наноконтакты и наноструктуры, содержащие спиновые клапаны с немагнитным спейсером [13–17]. Одним из весьма перспективных представляется наноразмерный спиновый клапан, состоящий из Co/Au/Co структуры [18–20]. Связано это с возможностью технологического сокращения диаметра нанопроводников Au до 0.6 нм, что было показано в [18]. Кроме того, в [19] продемонстрировано достаточно большое значение магнетосопротивления в таком наноконтакте – около 73 %.

В магнитной наноперемычке, содержащей два ферромагнитных слоя, разделенных туннельной или металлической немагнитной прослойкой, квантуется не только магнетосопротивление, но и переносимый вращательный момент. Это может оказать дополнительное влияние на динамику спина в наноразмерных структурах. Наномасштабная магнитная гетероструктура действует как "квантовый" спиновый клапан, в котором напряжение смещения между электродами открывает или закрывает соответствующий спин-зависимый канал для передачи электронов и переноса спина. Эффекты квантования вращательного момента в наноструктурах и сопутствующие особенности спиновой динамики ранее не обсуждались.

[1] e-mail: gddemin@gmail.com

Далее мы проводим вычисления зарядового и спинового токов в наноразмерной структуре Au/Co/Au/Co/Au в рамках спин-зависимой модели Зоммерфельда для свободных электронов с учетом эффектов поперечного квантования их энергии. Используя пример магнитной наноструктуры, содержащей спиновый клапан Co/Au/Co с прямоугольным поперечным сечением, мы рассмотрим особенности квантования переносимых вращательных моментов и их влияние на его микроволновую чувствительность.

Рассмотрим особенности переноса вращательного момента в магнитной наноперемычке с прямоугольным поперечным сечением, продольная структура которой состоит из двух ферромагнитных (FL и PL) слоев с неколлинеарной ориентацией намагниченностей, разделенных тонкой металлической прослойкой (S), которые присоединены к немагнитным (N) электрическим контактам. Будем исходить из квантовомеханической модели баллистического транспорта свободных носителей в наноперемычке, основываясь на приближении Зоммерфельда для энергетического спектра проводящих электронов с учетом обменного расщепления в магнитных слоях. Будем предполагать, что актуальной областью квантовомеханического рассмотрения является спин-вентильная структура FL/S/PL, в контактных берегах которой происходит основное падение приложенного напряжения U [21].

Потенциальный профиль дна зоны проводимости электронов $u(x)$ наноразмерной спин-вентильной структуры, построенный в ступенчатом приближении для случая малых напряжений $e|U| \ll \varepsilon_{\mathrm{F}}$ в наноперемычке, представлен на рис. 1, где e – заряд электрона. На рис. 1 обозначено: $\mu_{L(R)}$ – электрохимический потенциал в левом (правом) металлическом контакте, d_s – толщина металлической прослойки, $u_{\mathrm{S}} = \varepsilon_{\mathrm{F}} - \varepsilon_{\mathrm{FS}}$, $\varepsilon_{\mathrm{FS}}$ – уровень Ферми в металлической прослойке, ε_{F} – уровень электрохимического потенциала магнитной системы, $\Delta_{\mathrm{PL(FL)}}$ – спиновое расщепление уровней в PL (FL) ферромагнитном слое, $\mathbf{m}_{\mathrm{F}}(\mathbf{m}_{\mathrm{P}})$ – единичный вектор намагниченности свободного (закрепленного) ферромагнитного слоя, θ – угол между $\mathbf{m}_{\mathrm{F}}$ и $\mathbf{m}_{\mathrm{P}}$, а a_d, b_d – толщина и ширина поперечного сечения перемычки соответственно. Для трех рассматриваемых областей структуры $x \leq 0$, $0 < x < d_S$, $x \geq d_S$, где d_S – толщина немагнитной металлической прослойки, запишем, что $u(x \leq 0) = -\sigma_{\mathrm{FL}}\Delta_{\mathrm{FL}}$, $u(0 < x < d_S) = u_S$, $u(x \geq d_S) = -\sigma_{\mathrm{PL}}\Delta_{\mathrm{PL}} + \delta\varepsilon_{\mathrm{F}}$, где $\sigma_{\mathrm{FL(PL)}} = \pm 1$ – знак обменного смещения дна зоны проводимости, соответствующий спиновой поляризации электронов

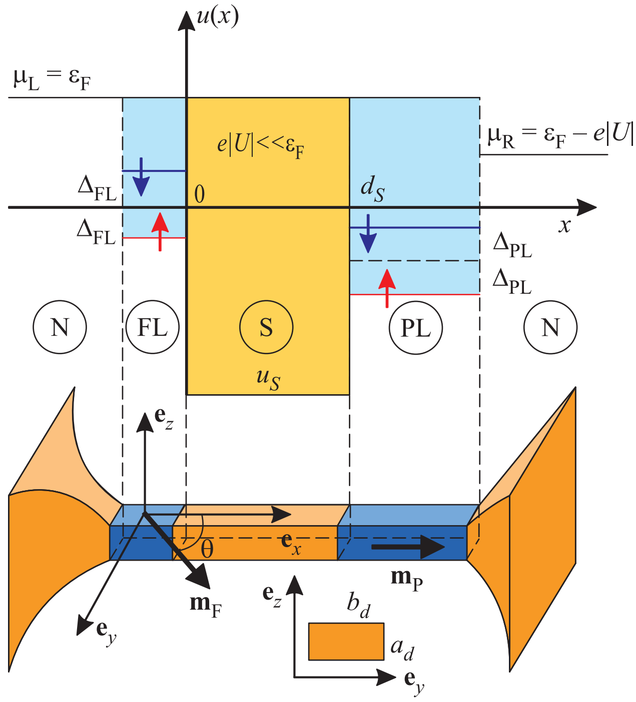

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематический вид потенциальной энергии электронов проводимости $u(x)$ в наноперемычке со спиновым вентилем FL/S/PL, присоединенной к объемным металлическим N контактам, где PL (FL) – закрепленный (свободный) магнитный слой, S – металлическая прослойка (в приближении малого напряжения $e|U| \ll \varepsilon_{\mathrm{F}}$). На вставке внизу – прямоугольное поперечное сечение перемычки толщины a_d и ширины b_d. Полагается, что вектор $\mathbf{m}_P = (1, 0, 0)$, $\mathbf{e}_x$,$\mathbf{e}_y$, $\mathbf{e}_z$ – единичные вектора декартовой системы координат.

$(\uparrow, \downarrow)$ относительно локализованной намагниченности в FL (PL) слое, $\delta\varepsilon_{\mathrm{F}} = \varepsilon_{\mathrm{FL}} - \varepsilon_{\mathrm{PL}}$ – разность уровней Ферми в магнитных слоях, $\varepsilon_{\mathrm{FL(PL)}}$, $\Delta_{\mathrm{FL(PL)}}$ – уровень Ферми и спиновое расщепление уровней в FL (PL) слое, $\varepsilon_{\mathrm{FS}}$ – уровень Ферми в металлической прослойке, $\varepsilon_{\mathrm{F}} = \varepsilon_{\mathrm{FL}}$ – уровень Ферми в наноперемычке. Также положим, что $\mu_{\mathrm{L}} = \varepsilon_{\mathrm{F}}$, $\mu_{\mathrm{R}} = \mu_{\mathrm{L}} - eU$ – уровень отсчета электрохимического потенциала в левом и правом прилегающих берегах PL/S/FL структуры соответственно.

Волновая спинорная функция $\Psi_{\sigma i}$ в каждом i-ом слое (индекс i обозначает слой FL, S, PL) при заданной поляризации электронов $\sigma = \uparrow, \downarrow$ рассчитывается путем решения уравнения Шредингера с указанной выше потенциальной функцией. Для случая прямоугольного сечения перемычки размером $a_d \times b_d$ волновая функция факторизуется как $\Psi_{\sigma i}(x, y, z) = \psi_{\sigma i}(x)\Phi_i(y, z)$. При этом $\psi_{\sigma i}(x) = \{\psi_{\sigma\uparrow i}(x), \psi_{\sigma\downarrow i}(x)\}$ – компонента спинора, зависящая от продольной координаты x, $\Phi_i(y,z) = C_\varphi \sin(k_y y)\sin(k_z z)$ – волновая функция, зависящая от поперечных координат y, z, в которой $C_\phi = 2/\sqrt{a_d b_d}$, $k_y = \pi m/a_d$, $k_z = \pi n/b_d$, а $k_{mn} = \pi\sqrt{m^2 a_d^{-2} + n^2 b_d^{-2}} = \sqrt{2m_e\varepsilon_{mn}}/\hbar$ – поперечный волновой вектор, где ε_{mn} – поперечная энергия, $\hbar$ – постоянная Планка, m_e – масса электрона, $m, n = 1, 2, 3...$ – квантовые числа.

Термодинамически усредненный спиновый ток по каждому спиновому каналу $\sigma \to \sigma'$ находится как разность потоков $\langle I^s_{\mu,\sigma\sigma'}\rangle = \langle I^{s(\mathrm{PL}\to\mathrm{FL})}_{\mu,\sigma\sigma'}\rangle - \langle I^{s(\mathrm{FL}\to\mathrm{PL})}_{\mu,\sigma'\sigma}\rangle$ от PL к FL магнитному слою ($\langle I^{s(\mathrm{PL}\to\mathrm{FL})}_{\mu,\sigma\sigma'}\rangle$) и от FL к PL магнитному слою ($\langle I^{s(\mathrm{FL}\to\mathrm{PL})}_{\mu,\sigma\sigma'}\rangle$) соответственно, где $\mu = x, y, z$ – проекция на заданную координатную ось. Данные спиновые потоки рассчитываются по формуле:

$$\langle I^{s(\mathrm{PL(FL)}\to\mathrm{FL(PL)})}_{\mu,\sigma\sigma'}\rangle = \frac{m_{\mathrm{PL(FL)}*}}{2\pi\hbar^2} \times \times \sum_{m,n} \int_0^{+\infty} \frac{j^{s(\mathrm{TR})}_{\mu,\sigma\sigma'\mathrm{PF(FP)}}}{k^\sigma_{x\mathrm{PL(FL)}}} S_{\mathrm{PF(FP)}} d\varepsilon, \quad (1)$$

где $m_{\mathrm{PL(FL)}*}$ – эффективная масса электрона в PL (FL) слое, $\sigma, \sigma' = \uparrow\downarrow$ – направление спина "до" и "после" прохождения металлической прослойки, $j^{s(\mathrm{TR})}_{\mu,\sigma\sigma'\mathrm{PF(FP)}} = (\hbar/m_{\mathrm{FL(PL)}*}) \cdot \mathrm{Im}(\psi^*_{\sigma'\mathrm{FL(PL)}}\sigma_\mu(\partial\psi_{\sigma'\mathrm{FL(PL)}}/\partial x))$ – квантовомеханическое выражение для прошедших в FL (PL) слой спиновых потоков, вычисляемых с учетом матриц Паули σ_μ (см., например, [22]). При этом $S_{\mathrm{PF}} = f_{\mathrm{PL}}(1 - f_{\mathrm{FL}})$, $S_{\mathrm{FP}} = f_{\mathrm{FL}}(1 - f_{\mathrm{PL}})$, где $f_{\mathrm{PL}} = f_{\mathrm{PL}}(\mu_{\mathrm{R}}, T)$, $f_{\mathrm{FL}} = f_{\mathrm{FL}}(\mu_{\mathrm{L}}, T)$ – функции распределения Ферми в PL и FL слое, T – температура.

Зарядовый ток $\langle I^e_{\sigma\sigma'}\rangle$ по каналу $\sigma \to \sigma'$ рассчитывается аналогично формуле (1) с заменой $j^{s(\mathrm{TR})}_{\mu,\sigma\sigma'\mathrm{PF(FP)}} \leftrightarrow e \cdot j^{e(\mathrm{TR})}_{\sigma\sigma'\mathrm{PF(FP)}}$, где $j^{e(\mathrm{TR})}_{\sigma\sigma'\mathrm{PF(FP)}} = (\hbar/m_{\mathrm{FL(PL)}*}) \cdot \mathrm{Im}(\psi^*_{\sigma'\mathrm{FL(PL)}}(\partial\psi_{\sigma'\mathrm{FL(PL)}}/\partial x))$ – квантовомеханическое выражение для прошедшего зарядового потока соответственно. Полный зарядовый ток $\langle I^e_{\sum}\rangle$, так же как и спиновый, получается путем суммирования соответствующих вкладов по всем 4-м спиновым каналам $\sigma \leftrightarrow \sigma'$.

Полученные выражения для зарядового тока позволяют найти сопротивление наноперемычки по формуле $R = (\partial\langle I^e_{\sum}\rangle/\partial U)^{-1}$, и, следовательно, ее магнетосопротивление $\delta_{\mathrm{MR}} = (R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow})/R_{\uparrow\uparrow}$, где $R_{\uparrow\uparrow(\uparrow\downarrow)}$ отвечает за сопротивление перемычки в параллельной (антипараллельной) магнитной конфигурации ферромагнитных слоев. Компоненты спинового потока задают амплитуды плоскостной $\tau_{||}$ и перпендикулярной $\tau_\perp$ компонент вращательного момента [1, 22], которые, например, для левого магнитного слоя при положительном напряжении $U \geq 0$ определяются как:

$$\boldsymbol{\tau}_{||} = \frac{\hbar}{2}\langle I^s_{x\sum}(x=0)\rangle[\mathbf{m}_{\mathrm{F}} \times (\mathbf{m}_{\mathrm{F}} \times \mathbf{m}_{\mathrm{P}})], \quad \boldsymbol{\tau}_\perp = \tfrac{\hbar}{2}\langle I^s_{y\sum}(x=0)\rangle[\mathbf{m}_{\mathrm{F}} \times \mathbf{m}_{\mathrm{P}}], \quad (2)$$

где $\boldsymbol{\tau}_{||,\perp} = \boldsymbol{\tau}_{||,\perp}(\theta)$, $I^e_{\sum} = I^e_{\sum}(\theta)$, $I^s_{x,y\sum} = I^s_{x,y\sum}(\theta)$, θ – угол между единичными векторами намагниченностей $\mathbf{m}_{\mathrm{F}}$ и $\mathbf{m}_{\mathrm{P}}$, соответствующими FL и PL магнитному слою.

Из представленных выражений для электрического тока и переносимого вращательного момента следует, что электронный транспорт по каждому спиновому каналу с энергией электронов $\varepsilon = \varepsilon(\sigma, \sigma', m, n)$ определяет квантование не только проводимости и магнетосопротивления, но и вольтовой эффективности переносимого вращательного момента ("torquance"). В соответствии с формулой Ландауэра [9] хорошо известно, что при малом напряжении $U \to 0$ на электродах выражение для поверхностной проводимости G_S магнитной наноперемычки принимает вид

$$\langle G_S\rangle = \frac{e^2}{h}\sum_{\sigma,\sigma'}\sum_{m,n} \int_{\varepsilon_{mn}+u_{\sigma\sigma'}}^{\varepsilon_{\mathrm{F}}} P_{T\sigma\sigma'}\left(\frac{-\partial f_{\mathrm{PL}}}{\partial\varepsilon}\right) d\varepsilon, \quad (3)$$

где $\varepsilon_{mn} \leq \varepsilon_{\mathrm{F}} - u_{\sigma\sigma'}$, $h = 2\pi\hbar$, $P_{T\sigma\sigma'}$ – вероятность прохождения спинового канала $\sigma \to \sigma'$ в наноперемычке, а $u_{\sigma\sigma'}$ соответствует дну зоны проводимости для заданного спинового канала $\sigma \to \sigma'$. В случае нулевой температуры ($T = 0\,\mathrm{K}$) больший вклад в туннелирование вносят электроны на уровне Ферми, а функция Ферми f_{PL} превращается в дельта-функцию $\delta(\varepsilon = \varepsilon_{\mathrm{F}}) = 1$, в результате чего для проводимости можно получить простое выражение:

$$\langle G_S\rangle^{T=0\,\mathrm{K}} = \frac{e^2}{h}\sum_{\sigma,\sigma'}\sum_{m,n} P_{T\sigma\sigma'}(\varepsilon_{\mathrm{F}}, \varepsilon_{mn}). \quad (4)$$

Отсюда следует, что при значении $P_{T\sigma\sigma'} \to 1$ квант поверхностной проводимости $\Delta G_S = e^2/h$. При ненулевом значении $P_{T\sigma\sigma'} < 1$ и ненулевой температуре ступеньки квантования будут незначительно и неравномерно сдвигаться по величине, как указано в статье [15]. По аналогии, для μ-компонент усредненного спинового потока в наноконтакте, определяющего перенос спина по спиновому каналу $\sigma \to \sigma'$ при напряжении $U \to 0$, имеем:

$$\langle I^s_{\mu,\sigma\sigma'}\rangle = \frac{eU}{h}\sum_{m,n}\Bigg(\int\limits_{\varepsilon_{\rm F}-e|U|}^{\varepsilon_{\rm F}} P^S_{\mu,T\sigma\sigma'}\Big(-\frac{\partial f_{\rm PL}}{\partial\varepsilon}\Big)d\varepsilon + \\ + \int\limits_{\varepsilon_{mn}+u_{\sigma\sigma'}}^{\varepsilon_{\rm F}} P^S_{\mu,T\sigma\sigma'}\Big(-\frac{\partial f_{\rm PL}}{\partial\varepsilon}\Big)d\varepsilon\Bigg), \qquad (5)$$

где $P^S_{\mu,T\sigma\sigma'}$ – коэффициенты для спинового потока, аналогичные значениям вероятности $P_{T\sigma\sigma'}$.

Из соотношения (5) следует, что при малом напряжении $U \to 0$ выражения для вольтовой эффективности переносимого момента $\chi_{||,\perp} = \partial\tau_{||,\perp}/\partial V$ при нулевой температуре можно переписать в следующем виде:

$$\chi^{T=0\,{\rm K}}_{||} = \frac{e}{4\pi}\sum_{\sigma,\sigma'}\sum_{m,n} P^{\rm S}_{x,T\sigma\sigma'}(\varepsilon_{\rm F})|_{\varepsilon_{mn}\le\varepsilon_{\rm F}-u_{\sigma\sigma'}}, \\ \chi^{T=0\,{\rm K}}_{\perp} = \frac{e}{4\pi}\sum_{\sigma,\sigma'}\sum_{m,n} P^{\rm S}_{y,T\sigma\sigma'}(\varepsilon_{\rm F})|_{\varepsilon_{mn}\le\varepsilon_{\rm F}-u_{\sigma\sigma'}}, \qquad (6)$$

где $P^{\rm S}_{x,T\sigma\sigma'} = (m_{\rm PL*}/m_{\rm FL*}){\rm Re}\{t^*_{\sigma\uparrow}t_{\sigma\downarrow}k^{\sigma'}_{x\rm FL}/k^{\sigma}_{x\rm PL}\}$, $P^{\rm S}_{y,T\sigma\sigma'} = (m_{\rm PL*}/m_{\rm FL*}){\rm Im}(t^*_{\sigma\uparrow}t_{\sigma\downarrow}k^{\sigma'}_{x\rm FL}/k^{\sigma}_{x\rm PL})$, $t_{\sigma\sigma'}$ – коэффициенты прохождения немагнитной прослойки. Здесь, так же как и в магнетосопротивлении, при стремлении значений $P^{\rm S}_{x(y),T\sigma\sigma'} \to 1$ квант вольтовой эффективности вращательного момента дается величиной $\Delta\chi_{||,\perp} = e/4\pi$. Однако квантово-интерференционные эффекты продольного прохождения электронов маскируют последний эффект, о чем подробно указано ниже. Изменение поперечных размеров перемычки приводит к открытию разрешенных для прохождения электронами спиновых каналов и связанному с ним скачкообразному росту, либо падению, амплитуды вращательных моментов, в зависимости от знака переносимых моментов. Квантовые скачки магнетосопротивления и вращательного момента будут вызывать скачкообразное изменение и осцилляции магнитодинамических характеристик в спиновой системе тонкого магнитного слоя, например, амплитуды спин-токового резонанса.

Мы провели численные расчеты магнетосопротивления и амплитуды плоскостной (перпендикулярной) компоненты вращательного момента $\tau_{||}$ ($\tau_\perp$) для структуры магнитного металлического перехода Co/Au/Co с наноразмерным прямоугольным сечением и немагнитными Au контактами толщины d_c по обе стороны от ферромагнитных слоев. При моделировании были выбраны следующие параметры слоев структуры: $m_{\rm PL(FL)^*} = m_{\rm S} = m_e$, где $m_{\rm S}$ – масса электрона в металлической прослойке, $\varepsilon_{\rm PL}({\rm Co}) = \varepsilon_{\rm FL}({\rm Co}) = 2.79$ эВ, $\Delta_{\rm PL}({\rm Co}) = \Delta_{\rm FL}({\rm Co}) = 1.02$ эВ, $\varepsilon_{\rm FS}({\rm Au}) = 5.51$ нм, $d_S = 5$ нм, $d_c = 25$ нм, $d_p = 4$ нм, $d_f = 0.5$ нм, где $d_{p(f)}$ – толщина PL (FL) ферромагнитного слоя.

Предполагалось, что перемычка имеет прямоугольное сечение $a_d \times b_d$ с аспектным соотношением $\zeta = b_d/a_d = 2$. Расчеты магнетосопротивления показали, что вариация напряжения смещения незначительно влияет на амплитуду $\delta_{\rm MR}$, тогда как с уменьшением поперечного сечения перемычки при заданных значениях a_d (от 10 нм до 1 нм) начинают возникать и быстро возрастают осцилляции магнетосопротивления. Максимальный эффект $\delta_{\rm MR} \approx 61\,\%$ достигается при толщине $a_d = 1$ нм, что близко к наблюдаемым экспериментально значениям магнетосопротивления в симметричных магнитных наноконтактах Co/Au/Co [19]. Стоит отметить, что магнетосопротивление падает до величины порядка 29 % и выходит на постоянную величину 28 % при возрастании толщины поперечного сечения a_d магнитной перемычки до 10 нм и 100 нм соответственно.

На рис. 2 показано влияние масштабирования поперечных размеров перемычки на величину компонент вращательного момента. Поскольку коэффициенты $P^S_{x,T\sigma\sigma'}(\varepsilon_{\rm F})$, $P^S_{y,T\sigma\sigma'}(\varepsilon_{\rm F})$ из уравнения (6) в баллистическом режиме для каждого канала $\sigma \to \sigma'$ сильно осциллируют при вариации толщины перемычки a_d из-за эффекта продольной квантовой интерференции при прохождении прямоугольной квантовой ямы, квантово-интерференционные эффекты в металлическом наноконтакте маскируют квантование переносимого электронами момента, и кривые для эффективностей $\chi_{||,\perp}$ приобретают шумоподобный характер, что отражается на поведении компонент $\tau_{||,\perp}$, представленных на рис. 2 для структуры Co/Au/Co. Квантование моментов наиболее сильно выражено при вариации толщины перемычки в диапазоне от 3 нм до 1 нм и становится незаметным при переходе к большим размерам, как это показано на вставке к рисунку. Увеличение напряжения смещения приводит к открытию разрешенных для прохождения электронами спиновых каналов и связанному с ним росту амплитуды квантовых осцилляций вращательных моментов.

Эффекты поперечного квантования и продольные квантово-интерференционные эффекты вращательного момента и магнетосопротивления будут отражаться на магнитных и электрофизических параметрах спин-вентильных наноразмерных структур в области малых поперечных размеров, а именно на критических значениях токов переключения спинов в элементах магниторезистивной памяти и на микроволновой чувствительности спинового диода на осно-

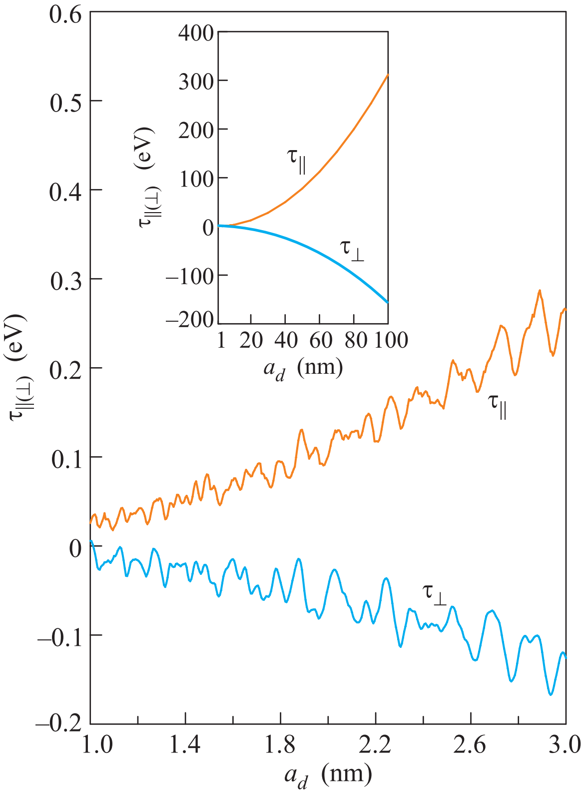

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость амплитуды плоскостной $\tau_{||}$ и перпендикулярной $\tau_\perp$ компоненты вращательного момента, переносимого в структуре магнитной перемычки Au/Co/Au/Co/Au, от толщины прямоугольного поперечного сечения a_d с аспектным соотношением $\zeta = 2$ при напряжении смещения $U = 0.1$ В. На вставке – зависимость $\tau_{||}$ и $\tau_\perp$ от толщины a_d, варьируемой в диапазоне до 100 нм

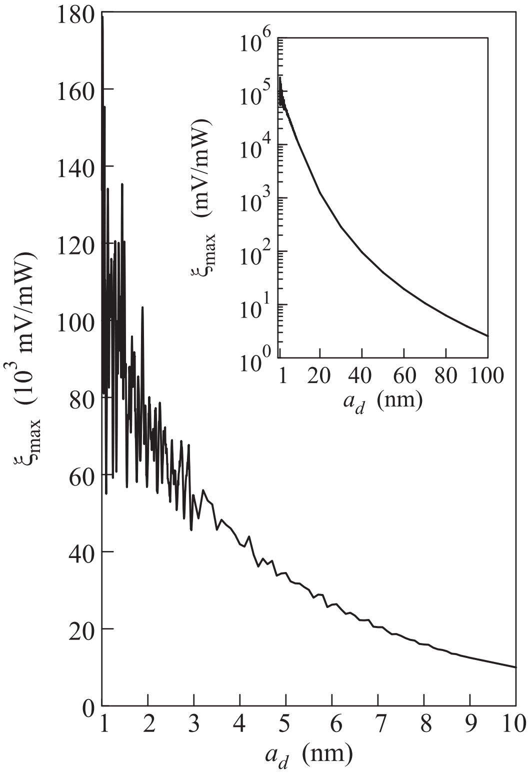

Рис. 3. Зависимость максимальной микроволновой чувствительности $\xi_{\max}$ спинового диода, выполненного в виде магнитной перемычки Au/Co/Au/Co/Au, от толщины прямоугольного поперечного сечения a_d при $\zeta =$ $= 2$ и $U = 0.1$ В. На вставке в логарифмическом масштабе приведена зависимость $\xi_{\max}$ от толщины a_d, варьируемой в диапазоне до 100 нм

ве подобных структур. Так, на рис. 3 приведены рассчитанные нами в макроспиновом приближении зависимости резонансной микроволновой чувствительности $\xi_{\max} = V_{dc}/P_{\text{in}}$ спинового диода на основе наноразмерной структуры Au/Co/Au/Co/Au, на котором возникает постоянное напряжение $V_{dc} = \langle R(t)I(t)\rangle$ при облучении его микроволновым сигналом мощностью

$$P_{\text{in}} = \langle I^2(t)R(t)\rangle/2,$$

где $I(t) = \langle I^e_\Sigma(t)\rangle$ – ток через наноструктуру, $R(t) =$ $= \overline{R}/(1+\rho\cos\theta(t))$ – сопротивление магнитной наноструктуры, $\overline{R}$ – среднее сопротивление наноперемычки, $\rho = (R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow})/(R_{\uparrow\downarrow} + R_{\uparrow\uparrow})$. Переменный ток в рассматриваемой структуре меняется гармонически во времени и создается падающей на спиновый диод электромагнитной волной, поляризация электрического поля в которой направлена вдоль наноперемычки.

Пример схемы подключения наностолбчатой структуры к микроволновой линии приводится, например, в работе [3]. Наличие переменного тока будет приводить к осцилляциям угла скоса θ между макроспинами соседних магнитных слоев резонансного характера. Амплитуда макроспиновых колебаний будет испытывать резонанс на частоте, близкой к частоте магнитного резонанса соответствующего слоя. При этом мы полагаем, что из-за различия геометрических параметров магнитных слоев определяющим является резонанс тонкого магнитного слоя, считая второй слой закрепленным магнитостатически.

Расчеты СВЧ-отклика свободного магнитного слоя проводились на основе уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта, модифицированного Слончевским и Берже [1] с учетом вращательных моментов (2), создаваемых спин-поляризованным током:

$$\dot{\mathbf{m}}_{\text{F}} = -\mathbf{m}_{\text{F}} \times \mathbf{h}_{\text{eff}} + \alpha\mathbf{m}_{\text{F}} \times \dot{\mathbf{m}}_{\text{F}} -$$
$$- \eta_{||}\beta(t)[\mathbf{m}_{\text{F}} \times (\mathbf{m}_{\text{F}} \times \mathbf{m}_P)] - \eta_\perp\beta(t)[\mathbf{m}_{\text{F}} \times \mathbf{m}_{\text{P}}], \quad (7)$$

где $\mathbf{h}_{\text{eff}} = -k_{\perp}M_{\text{S}}(\mathbf{m}_{\text{F}}\mathbf{e}_x)\mathbf{e}_x + k_{||}M_{\text{S}}(\mathbf{m}_{\text{F}}\mathbf{e}_y)\mathbf{e}_y$ – эффективное магнитное поле, которое включает в себя поле размагничивания вдоль нормали слоя (единичный вектор $\mathbf{e}_x$) и магнитное поле анизотропии, обусловленное анизотропией формы образца вдоль направления наибольшего размера поперечного сечения перемычки (единичный вектор $\mathbf{e}_y$), $k_{\perp} = 4\pi(N_x^f - N_z^f)$, $k_{||} = 4\pi(N_z^f - N_y^f)$, N_{μ}^f – факторы размагничивания для свободного ферромагнитного слоя, которые рассчитываются для аспектного соотношения $\zeta = b_d/a_d = 2$, $\eta_{||,\perp} = (2e/\hbar) \times \tau_{||,\perp}(\pi/2)/\langle I^e_{\sum}(\pi/2)\rangle$ – эффективность спинового переноса плоскостной и перпендикулярной компонент вращательного момента, α – коэффициент затухания Гильберта, $\beta(t) = J(t)/J_p$ – плотность спинполяризованного тока $J(t) = I(t)/S_d$, нормированного на величину $J_p = 2ed_f M_{\text{S}}^2/\hbar$, где M_{S} – намагниченность насыщения, а $S_d = a_d \cdot b_d$ – площадь поперечного сечения спинового диода.

В динамических расчетах предполагалось, что толстый (PL) магнитный слой спинового клапана считается закрепленным с фиксированной намагниченностью, в то время как тонкий (FL) слой является свободным магнитным слоем и его динамика описывается уравнением (7). Таким образом, путем решения линеаризованных уравнений ЛЛГ-СБ (7) (см., например [4, 6]) можно получить аналитическую формулу максимальной чувствительности $\xi_{\max}$, определяющей микроволновый отклик спинового диода с взаимно перпендикулярной геометрией намагничивания на резонансной частоте:

$$\xi_{\max} \approx \frac{\kappa_p \rho(\eta_{||} + \alpha\eta_{\perp})}{\alpha(2k_{||} + k_{\perp})}, \qquad (8)$$

где $\kappa_p = \nu/J_pS_d$, $\rho = \delta_{\text{MR}}/(2 + \delta_{\text{MR}})$ – модифицированное значение магнетосопротивления, $\nu = 4Z_0\overline{R}/(Z_0 + \overline{R})^2$ – коэффициент согласования, Z_0 – импеданс линии, $\overline{R} = 2R^{\sum}_{\uparrow\uparrow}(1 + \delta_{\text{MR}})/(2 + \delta_{\text{MR}})$, $\delta_{\text{MR}} = R^{\sum}_{\uparrow\downarrow}/R^{\sum}_{\uparrow\uparrow} - 1$ – эффективное магнетосопротивление наноперемычки со спиновым клапаном, $R^{\sum}_{\uparrow\uparrow(\uparrow\downarrow)}$ – суммарное сопротивление спинового диода при параллельной (антипараллельной) магнитной конфигурации (включающее $R_{\uparrow\uparrow(\uparrow\downarrow)}$ и сопротивление отдельных слоев структуры). При этом полагалось, что $Z_0 = 50\,\text{Ом}$, $\alpha = 0.01$, $M_{\text{S}} = 950\,\text{кА/м}$.

При выборе параметра затухания α и намагниченности M_{S} магнитного материала мы ориентировались на результаты микроволновых исследований Co-содержащих ферромагнитных слоев в [23, 24]. В расчетах удельное сопротивление ферромагнитного слоя было выбрано близким ($\sim 168\,\text{мкОм}\cdot\text{см}$) к удельному сопротивлению CoFeB из экспериментальной статьи [25], а удельное сопротивление Au ($2.42\,\text{мкОм}\cdot\text{см}$) соответствовало значению сопротивления в [26], взятого при комнатной температуре ($T = 300\,\text{K}$). Резонансная частота, при которой достигается максимальная чувствительность, дается формулой $\omega_0 = \gamma M_{\text{S}}\sqrt{(k_{||} + k_{\perp})k_{||}}$, где γ – гиромагнитное отношение.

Расчеты показывают, что в наноразмерной области поперечных размеров из-за квантований магнетосопротивления и переносимого вращательного момента возникают осцилляции микроволновой чувствительности спинового диода. При этом амплитуда осцилляций и средняя величина чувствительности растут с уменьшением толщины наноперемычки. Максимум $\xi_{\max}$ достигается при размерах поперечного сечения перемычки $1\,\text{нм} \times 2\,\text{нм}$ и составляет $1.79 \cdot 10^5\,\text{мВ/мВт}$ на резонансной частоте $8.6\,\text{ГГц}$ (при $a_d \approx 1\,\text{нм}$, $k_{\perp} = 3.45$, $k_{||} = 1.88$): это более чем в два раза превышает максимальную чувствительность спинового диода на магнитном туннельном переходе, достигаемую только при включении тока смещения вблизи его критического значения [3]. С увеличением толщины поперечного сечения перемычки выше 5 нм осцилляции $\xi_{\max}$ и средняя величина чувствительности быстро спадают. Так, при толщине 10 нм чувствительность имеет значение около $10^4\,\text{мВ/мВт}$, а при толщине 100 нм снижается до $2.6\,\text{мВ/мВт}$.

Таким образом, мы показали, что квантовые скачки магнетосопротивления и вращательных моментов с уменьшением прямоугольного поперечного сечения перемычки с металлическим спейсером до нанометровых размеров будут приводить к осцилляциям спинового потока. В связи с этим будут возникать соответствующие изменения электрофизических параметров спин-вентильной структуры в ячейке магниторезистивной памяти. Кроме того, нами обнаружено, что при этом появляются возрастающие осцилляции микроволновой чувствительности спинового диода в наноперемычке с взаимно перпендикулярной ориентацией намагниченностей магнитных слоев спинового клапана. Следует заметить, что температурные шумовые эффекты и неадиабатичность процессов рассеяния электронов на ступенчатом потенциале внутри перемычки будут размывать приведенную картину осцилляций резонансного отклика с вариацией поперечных размеров при величинах расщепления уровней поперечного квантования, сравнимых с энергией тепловых возбуждений, т.е. когда $\varepsilon_{mn} \sim \kappa_{\text{B}}T$, где κ_B – постоянная Больцмана. Тем не менее, показанная нами тенденция резкого роста микроволновой чувствительности в наноперемычке со спиновым диодом в области малых размеров может быть перспективна для разработки новых типов микроволновых спинтронных детекторов для микроволновой визуализации изображений [27].

Работа поддержана Российским Научным Фондом (РНФ) в рамках проекта # 16-19-00181.

1. J. Slonczewski, in *Progress in Magnetic Nanostructures in Modern Technology: Spintronics, Magnetic MEMS and Recording*, ed. by B. Azzerboni, G. Asti, L. Pareti and M. Ghidini, Dordrecht, Springer (2008), p. 1.
2. N. Locatelli, V. Cros, and J. Grollier, Nat. Mater. **13**, 11 (2014).
3. 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. Finnocchio, and Z. Zeng, Nat. Commun. **7**, 11259 (2016).
4. A. F. Popkov, N. E. Kulagin, and G. D. Demin, Solid State Commun. **248**, 140 (2016).
5. S. Miwa, S. Ishibashi, H. Tomita, T. Nozaki, E. Tamura, J. Ando, N. Mizuochi, T. Saruya, H. Kubota, K. Yakushiji, T. Tanuguchi, H. Imamura, A. Fukushima, S. Yuasa, and Y. Suzuki, Nature Mater. **13**, 50 (2014).
6. А. Ф. Попков, Н. Е. Кулагин, Г. Д. Демин, К. А. Звездин, Известия вузов. Электроника **22**, 109 (2017).
7. N. Agräit, A. L. Yeyati, and J. M. Ruitenbeek, Phys. Rep. **377**, 81 (2003).
8. Г. Б. Лесовик, И. А. Садовский, Успехи физических наук **181**, 1041 (2011).
9. R. Landauer, IBM J. Res. Dev. **1**, 223 (1957).
10. N. Agräit, J. C. Rogrigo, and S. Vieira, Phys. Rev. B **47**, 12345(R) (1993).
11. M. Brandbyge, J. Schiotz, M. R. Sorensen, P. Stoltze, K. W. Jacobsen, J. K. Norskov, L. Olesen, E. Laegsgaard, I. Stensgaard, and F. Besenbacher, Phys. Rev. B **52**, 8499 (1995).
12. H. Ohnishi, Y. Kondo, and K. Takayanagi, Nature **395**, 780 (1998).
13. H. Imamura, N. Kobayashi, S. Takahashi, and S. Maekawa, Phys. Rev. Lett. **84**, 1003 (2000).
14. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, Письма в ЖЭТФ **71**, 304 (2000).
15. L. R. Tagirov, B. P. Vodopyanov, and B. M. Garipov, J. Magn. Magn. Mater. **258**–**259**, 61 (2003).
16. H. D. Chopra, M. R. Sullivan, J. N. Armstrong, and S. Z. Hua, Nature Mater. **4**, 832 (2005).
17. R. Requist, P. P. Baruselli, A. Smogunov, M. Fabrizio, S. Modesti, and E. Tosatti, Nature Nanotech. **11**, 499 (2016).
18. Y. Kondo and K. Takayanagi, Science **289**, 606 (2000).
19. S. Egle, C. Bacca, H. F. Pernau, M. Huefner, D. Hinzke, U. Nowak, and E. Scheer, Phys. Rev. B **81**, 134402 (2010).
20. P. Ogrodnik, T. Stobiecki, J. Barnaś, M. Frankowski, J. Chęciński, F. A. Vetró, and J.-P. Ansermet, arXiv:1706.01036v1.
21. M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer, and S. Pinhas, Phys. Rev. B **31**, 6207 (1985).
22. D. C. Ralph and M. D. Stiles, J. Magn. Magn. Mater. **320**, 1190 (2008).
23. E. Barati, M. Cinal, D. M. Edwards, and A. Umerski, Phys. Rev. B **90**, 014420 (2014).
24. S. Perna, R. Tomasello, T. Scimone, M. d'Aquino, C. Serpico, M. Carpentieri, and G. Finocchio, IEEE Trans. Magn. **53**, 1400107 (2016).
25. C.-F. Pai, L. Liu, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, Appl. Phys. Lett. **101**, 122404 (2012).
26. J. Sun, *Ph.D. Thesis, King Abdullah University of Science and Technology* (2013).
27. W. Skowroński, S. Ziętek, M. Cecot, T. Stobiecki, J. Wrona, K. Yakushiji, T. Nozaki, H. Kubota, and S. Yuasa, in *Proc. of the 21 International Conference on Microwave, Radar and Wireless Communications (MIKON-2016)*, Poland, Krakow (2016).