

Механизм обменного переключения спиновых вентилей обратным током

Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман¹⁾, Э. М. Эпштейн

Институт радиотехники и электроники РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 августа 2006 г.

Обменное переключение спиновых вентилей обратным током можно объяснить взаимодействием носителей тока с инжекционным эффективным магнитным полем. При таком взаимодействии возникают поперечные компоненты спинов, которые передаются в магнитную решетку, вызывая ее неустойчивость и переключение. Инжекционное поле создается благодаря продольным компонентам спинов, но оно открывает канал для передачи в решетку поперечных компонент. Передача спинов в решетку и переключение происходят в незакрепленном (свободном) слое спинового вентиля.

PACS: 72.25.-b, 75.47.-m

1. Введение. В работах [1, 2] предложен и теоретически обоснован механизм передачи крутильного момента от носителей тока в решетку, который может приводить к магнитному переключению нанопереходов. Основным интересом далее представляют нанопереходы с двумя ферромагнитными слоями, в одном из которых намагниченность закреплена, то есть ее ориентация не может меняться под влиянием внешнего магнитного поля с напряженностью \mathbf{H} или электрического тока с плотностью \mathbf{j} , а в другом ферромагнитном слое намагниченность свободна. Такие переходы называют “спиновыми вентилями”, и именно они наиболее подробно исследуются в экспериментах в связи с проблемой переключения.

В применении к спиновым вентилям предложенный в [1, 2] механизм переключения работает только при прямом направлении тока, то есть когда подвижные электроны в токе движутся от закрепленного слоя к свободному ($j/e > 0$, где e – заряд электрона). Дело в том, что при прямом направлении тока передача крутильного момента от электронов в решетку происходит внутри свободного слоя. Внутри этого слоя движение намагниченности, в принципе, возможно, и фактически происходит инверсия намагниченности (“переключение”) при токе, превышающем некоторое пороговое значение $j/e > j_{th}/e > 0$. При обратном токе ($j/e < 0$) передача крутильного момента по механизму работ [1, 2] должна происходить внутри закрепленного слоя, где при хорошем закреплении движение намагниченности невозможно.

Последовавшие эксперименты ([3–9] и др.) подтвердили факт переключения и, кроме того, выяви-

ли много важных особенностей. В частности, выяснилось, что при обратном направлении тока также может наблюдаться переключение, если только ток по модулю достаточно велик: $j/e < \bar{j}_{th}/e < 0$. Физическая причина переключения обратным током, по существу, оставалась невыясненной, хотя вопрос в теории обсуждался [10, 11]. По нашему мнению, причина заключается в том, что в действительности существует еще один механизм воздействия тока на магнитное состояние перехода, дополнительный к механизму, описанному в работах [1, 2]. Этот механизм вызван инжекцией продольных (а не поперечных!) компонент спинов током через границу раздела ферромагнитных слоев. Механизм воздействия поляризованного тока на намагниченность вследствие инжекции продольных спинов был предложен в работе [12]. Теория этого механизма развивалась в работах [10, 13–15] и др., причем в работах [14, 15] рассматривалось совместное действие обоих названных механизмов. Было, в частности, показано, что инжекция продольных спинов током приводит к возникновению неравновесной добавки в эффективное поле sd -обмена $\Delta\mathbf{H}_{sd}(x)$, которая направлена строго по намагниченности закрепленного слоя и локализована в свободном слое вблизи границы раздела на расстоянии от нее порядка квантовой длины волны электрона на поверхности Ферми λ_F .

Именно движение подвижных носителей тока в эффективном поле $\Delta\mathbf{H}_{sd}(x)$ при обратном токе и приводит к передаче крутильного момента в решетку внутри свободного слоя. Таким образом, инжектированные продольные спины открывают канал для передачи поперечных спинов в решетку: оба названных

¹⁾e-mail: zil@ms.ire.rssi.ru

механизма (спиновая инжекция и перенос крутильного момента) действуют совместно.

2. Спиновые потоки на границах слоев. Наши вычисления в данном сообщении основаны на теории совместного действия обоих указанных механизмов, подробно изложенной в работах [14, 15]. Магнитный переход состоит из трех слоев с плоскими границами раздела $x = 0$ и $x = L$: 1) слой **1** с закрепленной намагниченностью решетки \mathbf{M}_1 и свободной намагниченностью носителей тока \mathbf{m}_1 ; 2) слой **2** со свободными намагниченностями решетки \mathbf{M}_2 и носителей \mathbf{m}_2 ; 3) слой **3** немагнитного проводника, нужный для электрического замыкания цепи. Между слоями **1** и **2** имеется ультратонкий разделяющий слой, толщина которого считается малой и не учитывается. Ток течет перпендикулярно разделяющим слоям, то есть вдоль оси x . Приложено внешнее магнитное поле $\mathbf{H} = H \cdot \hat{z}$, где \hat{z} есть орт оси z (аналогичный смысл имеют и векторы \hat{x} , \hat{y}), $\mathbf{M}_1 = -M_1 \cdot \hat{z}$ ($M_1 > 0$). В статическом состоянии $\mathbf{M}_2 \equiv \hat{M}_{2z} \hat{z} \cdot \mathbf{M}_2$, причем $M_2 > 0$ и $\hat{M}_{2z} = \pm 1$ в зависимости от взаимной ориентации векторов \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 : $\hat{M}_{2z} = +1$ соответствует антипараллельной ориентации (AP-состояние перехода), $\hat{M}_{2z} = -1$ соответствует параллельной ориентации (P-состояние перехода). Поле анизотропии также предполагается параллельным оси z .

В работах [14, 15] теоретическое описание процессов в переходе основано на решении уравнений Ландау – Лифшица – Гильберта (ЛЛГ) для намагниченности решетки и уравнения непрерывности для намагниченности носителей тока [16, 17]. Квантовая длина λ_F предполагается самой малой длиной в задаче ($\lambda_F \rightarrow 0$), что соответствует ситуации, в которой, например, толщина свободного слоя составляет $L \approx 5 - 10$ нм ([6, 7] и др.), в то время как для металлов типична оценка $\lambda_F \sim 1$ нм. Указанное соотношение длин позволяет подойти к решению задачи феноменологически и принять, что на границе раздела ферромагнитных слоев при $x = 0$ действует граничное условие, согласно которому поперечная часть потока спина электронов скачком переходит в решетку, а продольная часть этого потока непрерывна.

Магнитный поток в переходе переносится либо свободными носителями, либо решеткой. Поток, переносимый свободными носителями, можно представить в виде

$$\mathbf{J} = \left(\frac{\mu_B}{e} Q j - \tilde{D} \frac{\partial m}{\partial x} \right) \hat{\mathbf{M}}, \quad (1)$$

где μ_B – магнетон Бора, $Q = (\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}) / (\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow})$ – коэффициент поляризации проводимости, $\tilde{D} =$

$(\sigma_{\uparrow} D_{\downarrow} + \sigma_{\downarrow} D_{\uparrow}) / (\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow})$ – коэффициент спиновой диффузии, $\sigma_{\uparrow, \downarrow}$ и $D_{\uparrow, \downarrow}$ – парциальные проводимости и коэффициенты диффузии спиновых подзон, $\mathbf{m} = m \cdot \hat{\mathbf{M}}$, $\hat{\mathbf{M}} = \mathbf{M}/M$ – единичный вектор. Уравнение (1) относится к любому из слоев **1**, **2** или **3**. Чтобы конкретизировать слой, будем при необходимости снабжать величины соответствующими индексами.

Потоки, переносимые решеткой свободного слоя **2**, можно представить в виде

$$\mathbf{J}_M = a \left[\hat{\mathbf{M}}_2, \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial x} \right] \quad (2)$$

и

$$\mathbf{J}_{sd}(x) = \gamma h_{sd} l_2 \left[\mathbf{M}_2(+0), \hat{\mathbf{M}}_1 \right] \theta(x+0), \quad (3)$$

где поток (2) возникает вследствие магнитной жесткости, имеющей обменное происхождение, с коэффициентом жесткости $a = \gamma A M_2$, γ – гиромангнитное отношение, $A \sim 10^{-12}$ см² – постоянная внутрирешеточного обмена. Поток (3) возникает вследствие sd -обмена, $\theta(x)$ – ступенчатая функция, равная нулю при $x < 0$ и равная 1 при $x > 0$, l_2 – длина свободного пробега электрона для рассеяния спина (типично $l_2 \sim 2 \cdot 10^{-6}$ см), sd -обменное поле равно

$$h_{sd} = \frac{\mu_B \alpha_2 \tau_2 Q_1}{l_2} \left| \frac{j}{e} \right| \cdot \frac{\lambda \nu_1 (\nu - 1) - 2b\nu \hat{M}_{2z}}{(\nu + 1)^2}, \quad (4)$$

причем $\alpha_2 \sim 2 \cdot 10^4$ – безразмерная постоянная sd -обмена (что соответствует энергии ~ 0.1 эВ), $\tau_2 \sim 3 \cdot 10^{-13}$ – время продольной спиновой релаксации. Параметры $b > 0$, ν_1 , ν характеризуют согласование спиновых потоков при прохождении их из слоя в слой. Предполагается $\lambda = L/l_2 \ll 1$, то есть свободный слой считается достаточно тонким по сравнению с длиной спиновой диффузии.

Поскольку границы раздела слоев очень тонкие (и, в частности, $\lambda_F \rightarrow 0$), требуется, чтобы суммарный поток намагниченности (свободных носителей и решетки) был непрерывен при прохождении через эти границы. В слоях **1** и **3** поток переносится только свободными носителями. Тогда непрерывность суммарного потока означает, что

$$\mathbf{J}(-0) = \mathbf{J}(+0) + \mathbf{J}_M(+0) + \mathbf{J}_{sd}(+0), \quad (5)$$

$$\mathbf{J}(L-0) + \mathbf{J}_M(L-0) = \mathbf{J}(L+0). \quad (6)$$

Векторные условия (5) и (6) включают как продольные, так и поперечные (относительно векторов намагниченности решетки) компоненты спиновых потоков. Выделим условия сохранения только

продольных компонент. Это можно сделать при малых отклонениях от статического AP-или P-состояния, описываемого вектором $\hat{\mathbf{M}}_2$. Введем угол χ между отклоненным вектором \mathbf{M}_2 и \mathbf{M}_1 . Угол χ близок к 0 для P-состояния или к π для AP-состояния. Далее необходимо отдельно обсудить случаи прямого ($j/e > 0$) и обратного ($j/e < 0$) токов.

При $j/e > 0$ следует учесть, что спиновый поток $\mathbf{J}(-0)$ приносит в слой **2** как продольную (относительно \mathbf{M}_2) поляризацию, так и поперечную. Однако в этом слое только продольная компонента переходит к подвижным электронам. В этом можно убедиться, умножая (5) и (6) скалярно на $\hat{\mathbf{M}}_2$ и учитывая определение (1), (2) и (3). Тогда получаем

$$\mathbf{J}(-0)\hat{\mathbf{M}}_2 = \mathbf{J}(+0)\hat{\mathbf{M}}_2, \quad \mathbf{J}(L-0)\hat{\mathbf{M}}_2 = \mathbf{J}(L+0)\hat{\mathbf{M}}_2. \quad (7)$$

При $j/e < 0$ спиновый поток $\mathbf{J}(-0)$ переносит только спиновую поляризацию, параллельную \mathbf{M}_1 . С другой стороны, поток $\mathbf{J}(+0)$ переносит как параллельную \mathbf{M}_1 , так и перпендикулярную составляющую. Умножим условие (5) скалярно на \mathbf{M}_1 . Тогда возникает слагаемое $\mathbf{J}_M(+0)\mathbf{M}_1 \sim \sin \chi$, которое мало при $|\chi| \ll 1$ и при $|\chi - \pi| \ll 1$. Если этим слагаемым пренебречь, появляется возможность исключить влияние потока решетки на баланс продольных спиновых потоков. Тогда получаем

$$\mathbf{J}(-0)\hat{\mathbf{M}}_1 = \mathbf{J}(+0)\hat{\mathbf{M}}_1. \quad (8)$$

Что касается продольных потоков на границе $x = L$, то, умножая (6) на $\hat{\mathbf{M}}_2$, убеждаемся, что второе из условий (7) сохраняет силу и при обратном токе.

Граничные условия (7) и (8) позволяют подойти к решению уравнения непрерывности для намагниченности свободных электронов \mathbf{m} во всех слоях. Необходимо только дополнить эти условия требованием непрерывности разности химических потенциалов электронов разных спиновых подзон на границах раздела слоев [18]. В результате можно выразить явно (через намагниченность решетки) энергию sd -обмена и sd -обменное эффективное поле. Неравновесная добавка к этому полю (пропорциональная плотности тока j) приобретает тогда следующий вид:

$$\Delta \mathbf{H}_{sd} = h_{sd} \hat{\mathbf{M}}_1 l_2 \delta(x-0). \quad (9)$$

Обратим внимание на сингулярную δ -функцию в правой части (9). Она показывает, что эффективное поле $\Delta \mathbf{H}_{sd}$ локализовано непосредственно в приграничной области со стороны свободного слоя. Кроме того, видно, что это поле направлено строго по намагниченности закрепленного слоя $\hat{\mathbf{M}}_1$.

Теперь рассмотрим подробнее поперечные компоненты граничных условий (5) и (6). При протекании тока в прямом направлении поперечная компонента содержится в потоке $\mathbf{J}(-0)$ и переходит в решетку в свободном слое **2** по механизму работ [1, 2]. Поэтому условие (5) приводит к следующему равенству для поперечных компонент:

$$\left[\hat{\mathbf{M}}_2(+0), \left[\mathbf{J}(-0), \hat{\mathbf{M}}_2(+0) \right] \right] = \mathbf{J}_M(+0) + \mathbf{J}_{sd}(+0) \quad (10)$$

при $j/e > 0$.

При протекании обратного тока поперечная компонента возникает в потоке $\mathbf{J}(+0)$, однако ее перенос в слой **1** неэффективен, поскольку там невозможно движение вектора $\hat{\mathbf{M}}_1$. Вместе с тем, благодаря существованию инжекционного поля (9), направленного по вектору $\hat{\mathbf{M}}_1$, прецессия вектора $\hat{\mathbf{M}}_2$ и связанного с ним вектора \mathbf{m}_2 вокруг $\hat{\mathbf{M}}_1$ может возникнуть уже в самом слое **2**. Такая прецессия будет распадаться на расстояниях $\sim \lambda_F$ по тем же причинам, что и в работах [1, 2]. В результате носители передадут в решетку компоненту своего спинового потока, поперечную относительно $\hat{\mathbf{M}}_1$. Оставшаяся продольная часть этого потока перейдет в слой **1**. В результате условие (5) приведет к следующему равенству для поперечных компонент:

$$\left[\hat{\mathbf{M}}_1, \left[\mathbf{J}(+0), \hat{\mathbf{M}}_1 \right] \right] = -\mathbf{J}_M(+0) - \mathbf{J}_{sd}(+0) \quad (11)$$

при $j/e < 0$.

Выделяя поперечную часть также и в условии (6), получим при любом знаке тока равенство $\mathbf{J}_M(L-0) = 0$. Учитывая определение (2), это равенство можно написать в явном виде:

$$\left. \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}_2}{\partial x} \right|_{x=L-\varepsilon} = 0. \quad (12)$$

Умножим равенства (10) и (11) векторно на $\hat{\mathbf{M}}_2$. После преобразований их также можно записать в более удобном и явном виде, а именно,

$$\left. \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}_2}{\partial x} \right|_{x=+0} = k \left[\hat{\mathbf{M}}_1, \hat{\mathbf{M}}_2(+0) \right] - p \left[\hat{\mathbf{M}}_2(+0), \left[\hat{\mathbf{M}}_1, \hat{\mathbf{M}}_2(+0) \right] \right], \quad (13)$$

где параметр k происходит от двойных векторных произведений, то есть описывает перенос крутильного момента в решетку, а параметр p — от эффективного поля (9), то есть описывает эффект спиновой инжекции. Прямые вычисления приводят к следующим формулам для этих параметров:

$$k = \frac{\mu_B Q_1}{a M_2} \cdot \frac{\nu}{\nu + 1} \cdot \frac{j}{e}, \quad (14)$$

$$p = \frac{\mu_B \gamma \alpha_2 \tau_2 Q_1}{a} \cdot \frac{[\lambda \nu_1 (\nu - 1) - 2b\nu \hat{M}_{2z}]}{(1 + \nu)^2} \cdot \left| \frac{j}{e} \right|. \quad (15)$$

Существенно отметить, что оба эффекта пропорциональны току, но эффект инжекции не зависит от знака тока, в то время как перенос крутильного момента меняет знак при переходе к обратному току.

3. Переключение. Обсудим картину переключения, которая получается при использовании граничных условий (12) и (13). Основные результаты показаны на рис.1 и 2. Видно, что принципиальную роль играет постоянная затухания Гильберта κ , ко-

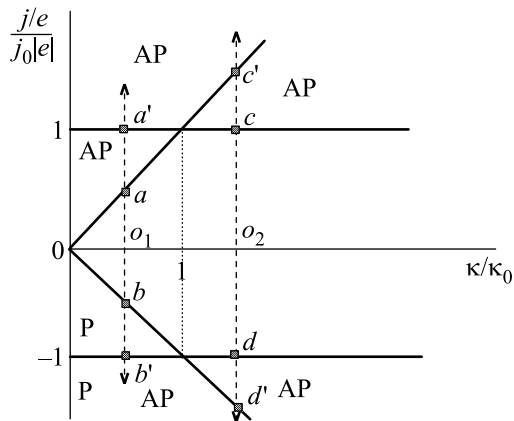


Рис.1. Диаграмма состояний в отсутствие внешнего магнитного поля. Пороговые токи в зависимости от затухания представлены жирными линиями: горизонтальные линии представляют порог по механизму спиновой инжекции, наклонные линии – порог по механизму передачи крутильного момента. Обозначения: AP – антипараллельное исходное состояние неустойчиво; P – параллельное исходное состояние неустойчиво. Область, прилегающая к оси $j = 0$, соответствует устойчивости. Точки переключения: a соответствует AP \rightarrow P, b соответствует P \rightarrow AP, c и d соответствуют AP \rightarrow P. Точки a' , b' , c' и d' соответствуют переходу в нестационарный режим

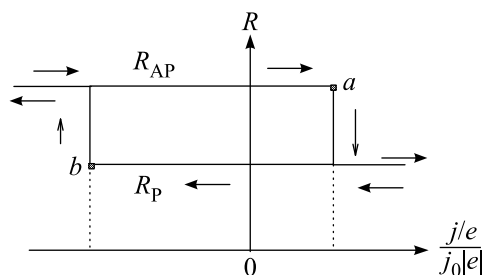


Рис.2. Гистерезисное поведение сопротивления перехода R : R_{AP} и R_P – сопротивления в антипараллельном (AP) и параллельном (P) состояниях

торая появляется при расчете с использованием уравнения ЛЛГ. Характеристические значения постоянной Гильберта κ_0 и плотности тока j_0 равны

$$\kappa_0 = \frac{2h_a \nu (\nu + 1)}{\gamma \alpha_2 \tau_2 M_2 [\lambda \nu_1 (\nu - 1) - 2b\nu \hat{M}_{2z}]}, \quad (16)$$

$$j_0 / |e| = \frac{4\pi M_2 l_2 h_a \lambda (\nu + 1)^2}{\mu_B \alpha_2 \tau_2 Q_1 [\lambda \nu_1 (\nu - 1) - 2b\nu \hat{M}_{2z}]}, \quad (17)$$

где $h_a = H_a / 4\pi M_2$, H_a – поле анизотропии. Подстановка типичных значений параметров приводит к оценкам $\kappa_0 \sim 3 \cdot 10^{-2}$ и $j_0 \sim 10^7$ А/см². При $\kappa < \kappa_0$ наименьший порог достигается за счет передачи крутильного момента, а при $\kappa > \kappa_0$ – за счет спиновой инжекции.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 06-02-16197.

1. J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
2. L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
3. E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine et al., Science **285**, 867 (1999).
4. J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 3149 (2000).
5. J. Grollier, V. Cross, A. Hamzic et al., Appl. Phys. Lett. **78**, 3663 (2001).
6. F. J. Albert, N. C. Emley, E. B. Myers et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 226802 (2002).
7. Y. Huai, F. Albert, P. Nguyen et al., Appl. Phys. Lett. **84**, 3118 (2004).
8. T. Y. Chen, Y. Ji, and C. L. Chien, Appl. Phys. Lett. **84**, 380 (2004).
9. I. N. Krivorotov, N. C. Emley, J. C. Sankey et al., Science **307**, 228 (2005).
10. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, Р. Дж. Эллиотт, Письма в ЖЭТФ **76**, 189 (2002).
11. D. M. Edwards, F. Federici, J. Mathon, and A. Umerski, Phys. Rev. B **71**, 054407 (2005).
12. C. Heide, P. E. Zilberman, and R. J. Elliott, Phys. Rev. B **63**, 064424 (2001).
13. R. J. Elliott, E. M. Epshtein, Yu. V. Gulyaev, and P. E. Zilberman, J. Magn. Magn. Mater. **271**, 88 (2004).
14. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, Р. Дж. Эллиотт, ЖЭТФ **127**, 1138 (2005).
15. E. M. Epshtein, Yu. V. Gulyaev, and P. E. Zilberman, <http://www.arXiv.org/cond-mat/0606102>.
16. M. I. Dyakonov and V. I. Perel, Phys. Lett. A **35**, 459 (1971).
17. А. Г. Аронов, Г. Е. Пикус, ФТП **10**, 1177 (1976).
18. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, Докл. АН **410**, № 2 (2006).