

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА НА СПИНОВУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ ЭЛЕКТРОНОВ В МАТЕРИАЛАХ С НЕОДНОРОДНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ

*Н. Г. Бебенин**

*Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
620137, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 13 декабря 2021 г.,
после переработки 10 января 2022 г.
Принята к публикации 10 января 2022 г.

Теоретически изучается неравновесная намагниченность (спиновая поляризация) электронов проводимости, движущихся в материалах с неоднородным распределением намагниченности. Рассматриваются как стационарные состояния, так и переходные процессы при включении или выключении тока. Из-за наличия координатной зависимости намагниченности протекание электрического тока приводит к отклонению намагниченности носителей заряда от ее равновесного значения. В рамках простой модели для неравновесной намагниченности получено выражение, описывающее координатную зависимость неравновесной намагниченности в терминах дрейфовой длины, длины спиновой диффузии. Показано, что эффект является наибольшим там, где производная намагниченности по координате максимальна. Рассмотрены различные примеры сред с неоднородной намагниченностью, включая периодические структуры — волны спиновой плотности и искусственные сверхрешетки.

DOI: 10.31857/S004445102205011X

1. ВВЕДЕНИЕ

Спиновая электроника (спинтроника) является частью твердотельной электроники, посвященной изучению эффектов, в которых существенную роль играют спиновые степени свободы. Интенсивное развитие спинтроники началось после открытия эффекта гигантского магнитосопротивления в магнитных сверхрешетках Fe/Cr, и к настоящему времени опубликовано не только огромное число оригинальных статей, но и множество обзоров и монографий [1–5]. Одним из направлений спинтроники является изучение спиновых потоков, генерируемых в металлах и полупроводниках, с целью их использования в различного рода микроустройствах. Например, теоретически и экспериментально было показано, что при протекании электрического тока в среде, составленной из ферромагнетика и неферромагнитного металла или полупроводника [6–11], спиновая поляризация электронов проводи-

мости (намагниченность электронного газа) вблизи контакта отличается от своего равновесного значения (спиновая инжекция и спиновая аккумуляция). Обнаружение этих эффектов показывает, что если намагниченность материала, а значит, и величина равновесной намагниченности носителей заряда по каким-либо причинам меняется в пространстве, то электрический ток заметно влияет на (неравновесную) намагниченность электронов. Такой эффект должен иметь место, например, в различных наноструктурах с ферромагнитными слоями, в материалах с длиннопериодическими модулированными структурами, в неоднородных ферромагнетиках. Во всех случаях на спиновый транспорт влияют не только магнитная неоднородность, но и множество других факторов, например, различие проводимостей кристаллов, образующих структуру, эффекты на интерфейсах и т. д., что затрудняет вычленение роли именно магнитной неоднородности.

Любой электронный прибор включают и выключают, однако переходные процессы в спин-транспортных структурах изучены сравнительно слабо, причем численными методами и в сравнительно сложных системах [12–15].

* E-mail: bebenin@imp.uran.ru

Цель предлагаемой работы состоит в исследовании неравновесной намагниченности электронов и электронного спинового транспорта в материалах с неоднородной намагниченностью в рамках простой модели, допускающей аналитическое решение как для стационарного случая, когда электрический ток, протекающий в материале, не зависит от времени, так и для переходных процессов, имеющих место при включения или выключения тока.

2. МОДЕЛЬ

Рассмотрим материал, в котором намагниченность $\mathbf{M} = (M_x, 0, 0)$ носителей заряда зависит только от одной координаты z : $M_x = M_x(z)$. Магнитное поле считаем равным нулю. Электроны движутся вдоль оси z с дрейфовой скоростью $V_z > 0$, которую мы будем считать не зависящей от z ; иначе говоря, мы предполагаем, что магнитная структура «погружена» в проводящий материал. В отсутствие электрического тока электронная намагниченность M_x^{equ} , очевидно, определяется эффективным полем, действующим на носители заряда, а при $V_z \neq 0$, очевидно, $M_x \neq M_x^{equ}$. Возможность использования столь простой модели для описания материалов с волной спиновой плотности (например, типа TSW, см. обзор [16]) сомнений не вызывает. В случае бесконечно тонкого ферромагнитного слоя (ферромагнитного δ -слоя), помещенного в однородную немагнитную матрицу, в расчете фигурируют электрические характеристики только немагнитного материала, поэтому использование модели в этом случае также вряд ли может вызвать возражения. Сложнее обстоит дело со наноструктурами, образованными различными металлами. Многие авторы исследовали, например, сверхрешетки Fe/Cr. Согласно [4], длина спиновой диффузии в железе равна примерно 9 нм, а в хrome около 5 нм, удельные сопротивления тонких слоев железа и хрома также различаются не слишком сильно, поэтому можно думать, что для такого рода структур модель может дать если не количественные, то качественные результаты. Это должно быть верно и для систем, состоящих из ферромагнитных и немагнитных полупроводников.

Зависимость M_x от координаты z определяется потоком J_{zx} намагниченности в направлении этой оси и релаксацией. Уравнение непрерывности для M_x можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} + \frac{\partial J_{zx}}{\partial t} = -\frac{M_x - M_x^{equ}}{\tau_s}, \quad (1)$$

где τ_s — время спиновой релаксации. В немагнитных материалах $J_{zx} = V_z M_x - D \partial M_x / \partial z$, где D — коэффициент диффузии [1]. В равновесном состоянии, т. е. при отсутствии электрического тока, все потоки должны быть равны нулю. Если равновесное значение электронной намагниченности зависит от координаты z , эта формула дает отличное от нуля значение J_{zx} при $V_z = 0$, т. е. в отсутствие электрического тока. Правильное выражение для J_{zx} таково (см., например, [6]):

$$J_{zx} = V_z M_x - D \frac{\partial (M_x - M_x^{equ})}{\partial z}. \quad (2)$$

Рассмотрим сначала стационарный случай, когда все величины не зависят от времени. Подставляя (2) в (1) и полагая $\partial M_x / \partial t = 0$, получаем

$$V_z \frac{\partial M_x}{\partial z} - D \frac{\partial^2 (M_x - M_x^{equ})}{\partial z^2} = -\frac{M_x - M_x^{equ}}{\tau_s}. \quad (3)$$

Это уравнение удобно записать в виде

$$L_D^2 \frac{\partial^2 \delta M_x}{\partial z^2} - l_d \frac{\partial \delta M_x}{\partial z} - \delta M_x = l_d \frac{\partial M_x^{equ}}{\partial z}, \quad (4)$$

где $\delta M_x = M_x - M_x^{equ}$, $l_d = V_z \tau_s$ — дрейфовая длина и $L_D = \sqrt{D \tau_s}$ — длина спиновой диффузии. Ограниченное при всех z решение этого уравнения таково:

$$\delta M_x = -\frac{e^{k_1 z} l_d}{\sqrt{l_d^2 + 4L_D^2}} \int_z^\infty e^{-k_1 z'} \frac{\partial M_x^{equ}(z')}{\partial z'} dz' - \frac{e^{k_2 z} l_d}{\sqrt{l_d^2 + 4L_D^2}} \int_{-\infty}^z e^{-k_2 z'} \frac{\partial M_x^{equ}(z')}{\partial z'} dz', \quad (5)$$

где

$$k_1 = \frac{l_d + \sqrt{l_d^2 + 4L_D^2}}{2L_D^2}, \quad k_2 = \frac{l_d - \sqrt{l_d^2 + 4L_D^2}}{2L_D^2}. \quad (6)$$

Из (5) следует, что максимальное отклонение намагниченности электронного газа от равновесного значения следует ожидать там, где величина производной $\partial M_x^{equ}(z) / \partial z$ максимальна.

Используя экспериментальные данные о диффузионной длине и времени спиновой диффузии [4, 7–11], легко показать, что практически всегда $l_d \ll L_D$, поэтому ниже мы будем полагать $k_1 = 1/L_D$ и $k_2 = -1/L_D$, т. е. ограничиваться линейным приближением по l_d . Многими авторами влияние электрического тока на спиновую поляризацию изучается в рамках исследования спиновой инжекции из ферромагнетика в немагнитный металл или полупроводник. Решение соответствующих

уравнений ищется отдельно для ферромагнетика и неферромагнитного материалов, после чего проводится «сшивка» решений при условии непрерывности потока частиц и спинового тока на границе раздела. Такой подход неприменим, если резкая граница между материалами с разной намагниченностью отсутствует. В формуле (5) какие-либо ограничения на вид зависимости M_x^{equ} от z отсутствуют, что позволяет анализировать различные случаи с единой точки зрения.

3. ФЕРРОМАГНИТНЫЕ СЛОИ В НЕМАГНИТНОМ МАТЕРИАЛЕ

В настоящее время активно исследуются полупроводниковые структуры с δ -легированными слоями, в которых примесь расположена в слое толщиной порядка 1 нм. Возможны и металлические структуры такого типа. Предположим, что δ -слой является ферромагнитным. В рамках используемого макроскопического подхода такой слой следует считать плоскостью, вставленной в немагнитную матрицу. Будем считать, что это x - y -плоскость, а ток течет вдоль ее нормали. Равновесную намагниченность, которую считаем направленной вдоль оси x , в этом случае можно записать в виде $M_x^{equ} = m_0\delta(z)$, где m_0 — магнитный момент единицы площади слоя. Используя формулу (5) и учитывая, что $M_x^{equ} = 0$ при $z \neq 0$, получаем

$$M_x(z) = \frac{m_0 l_d}{L_D^2} F(z),$$

где в рассматриваемом случае

$$F(z) = \begin{cases} -\frac{1}{2}e^{k_1 z} \approx e^{z/L_D}, & z < 0, \\ \frac{1}{2}e^{k_2 z} \approx e^{-z/L_D}, & z > 0. \end{cases} \quad (7)$$

Ферромагнитный δ -слой действует как спиновый поляризатор, точнее, как спиновый фильтр, см. вставку на рис. 1. Поскольку δ -слой пропускает носителей заряда преимущественно с магнитным моментом, направленным параллельно магнитному моменту слоя, справа от δ -слоя электронная намагниченность $M_x(z)$ оказывается положительной, а слева отрицательной.

Рассмотрим теперь намагниченность электронного газа в материале с двумя ферромагнитными δ -слоями, магнитные моменты которых параллельны. Будем считать, что δ -слои расположены на расстоянии t_g друг от друга при $z = \pm t_g/2$. Используя

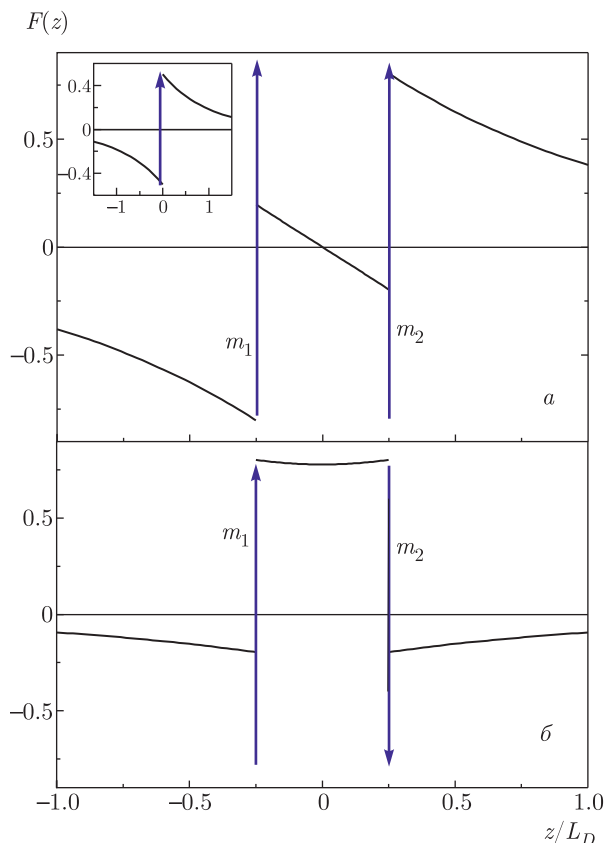


Рис. 1. Намагниченность электронов при их прохождении через ферромагнитные δ -слои. Носители заряда движутся слева направо вдоль оси z , направление магнитного момента слоев показано вертикальными стрелками. На вставке: поляризация электронов одиночным δ -слоем. Панель a : координатная зависимость намагниченности при параллельных магнитных моментах слоев; панель b — то же при антипараллельных магнитных моментах

зую формулу (5), для случая параллельных моментов δ -слоев получаем

$$F(z) = \begin{cases} -\text{ch}(t_g/2L_D) e^{z/L_D}, & z < -t_g/2, \\ -e^{-t_g/2L_D} \text{sh}(z/L_D), & -t_g/2 < z < t_g/2, \\ \text{ch}(t_g/2L_D) e^{-z/L_D}, & z > t_g/2. \end{cases} \quad (8)$$

На рис. 1a показан график этой функции для $t_g = L_D/2$. В промежутке между двумя слоями величина намагниченности электронного газа меньше, чем вблизи слоев вне этой области, причем вблизи первого слоя $F(z) > 0$, а вблизи второго эта функция отрицательна, $F(z) < 0$.

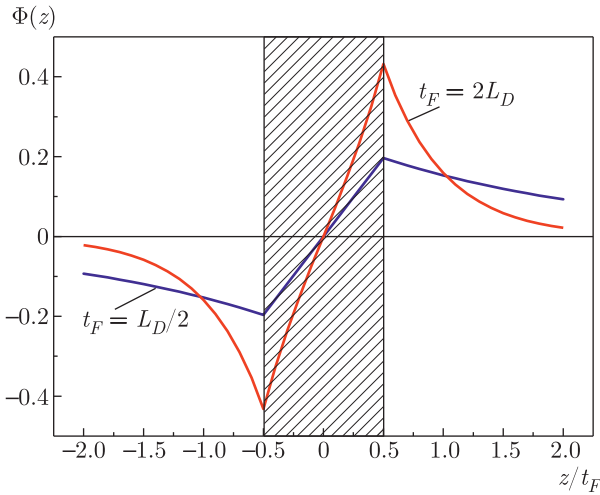


Рис. 2. Изменение намагниченности электронов при их прохождении через слой ферромагнетика при различных соотношениях между толщиной ферромагнитного слоя t_F и длиной спиновой диффузии L_D . Носители заряда движутся слева направо

Если магнитные моменты слоев направлены противоположно друг другу т. е.

$$M_x^{equ} = m_0 \delta \left(z + \frac{t_g}{2} \right) - m_0 \delta \left(z - \frac{t_g}{2} \right),$$

то ситуация обратная (рис. 1б):

$$F(z) = \begin{cases} -\text{sh}(t_g/2L_D) e^{z/L_D}, & z < -t_g/2, \\ e^{-t_g/2L_D} \text{ch}(z/L_D), & -t_g/2 < z < t_g/2, \\ -\text{sh}(t_g/2L_D) e^{-z/L_D}, & z > t_g/2. \end{cases} \quad (9)$$

Функция $F(z)$ положительна в промежутке между слоями и отрицательна вне его; при $t_g < L_D$ эта функция близка к единице в интервале $-t_g/2 < z < t_g/2$ и мала по величине как при $z < -t_g/2$, так и при $z > t_g/2$, т. е. пара δ -слоев с противоположно направленными магнитными моментами приводит к концентрации неравновесной электронной намагниченности в узкой области пространства между слоями.

Перейдем к рассмотрению намагниченности носителей тока, движущихся через ферромагнитную пластину толщиной t_F , помещенную в немагнитную среду, см. рис. 2. Полагая, что равновесная намагниченность электронов равна M_F внутри ферромагнетика, т. е. при $-t_F/2 < z < t_F/2$, и нулю вне этого интервала, с помощью (5) легко вычислить $\delta M_x(z)$.

Записывая $\delta M_x(z)$ в виде $\delta M_x = l_d M_F / L_D \Phi(z)$, для функции $\Phi(z)$ получаем

$$\Phi(z) = \begin{cases} -\text{sh}(t_g/2L_D) e^{z/L_D}, & z < -t_g/2, \\ e^{-t_g/2L_D} \text{sh}(z/L_D), & -t_g/2 < z < t_g/2, \\ \text{sh}(t_g/2L_D) e^{-z/L_D}, & z > t_g/2. \end{cases} \quad (10)$$

Очевидно, функция $\Phi(z)$ является непрерывной при всех z , соответствующие кривые для различных соотношений между длиной спиновой диффузии и толщиной пластины показаны на рис. 2. Если $t_F \ll L_D$, то пластина ведет себя, очевидно, как δ -слой с $m_0 = M_F t_F$. На границах ферромагнетика и немагнитного материала функция $\Phi(z)$ достигает минимального (при $z = -t_F/2$) и максимального (при $z = +t_F/2$) значений:

$$\Phi \left(z = \pm \frac{t_F}{2} \right) = \pm \frac{1}{2} \left(1 - e^{-t_F/L_D} \right).$$

Это есть не что иное, как известный эффект спиновой аккумуляция, т. е. возникновение неравновесной спиновой плотности вблизи поверхности раздела сред с различной намагниченностью при протекании электрического тока через эту поверхность. Поскольку функция Φ на левом и правом концах интервала $(-t_F/2, +t_F/2)$ имеет разные знаки, можно сказать, что при $t_F > 0$ имеет место положительная, а при $t_F < 0$ отрицательная аккумуляция.

Заметим, что, в отличие от $M_x(z)$, функция $\delta M_x(z)$ является непрерывной при всех z , в том числе и при $z = \pm t_F/2$, а из непрерывности $\delta M_x(z)$ следует и непрерывность потока намагниченности в этих точках, см. (1). Иначе говоря, если функция $M_x^{equ}(z)$ испытывает конечный скачок в какой-либо точке z_0 , то $\delta M_x(z)$ и $J_{zx}(z)$ в этой точке непрерывны. Если же при $z = z_0$ имеет место более сильная особенность функции $M_x^{equ}(z)$, то $\delta M_x(z)$ и $J_{zx}(z)$ непрерывными, вообще говоря, не являются. Так, в случае δ -слоя $\delta M_x(z)$ испытывает скачок, см. (7), а потоки намагниченности справа и слева от δ -слоя различаются.

Величина $|\Phi|$ на границах интервала $(-t_F/2, +t_F/2)$ зависит от отношения толщины ферромагнитного слоя к длине спиновой диффузии, возрастая при увеличении t_F . Следовательно, для того чтобы спиновая инжекция была эффективной, толщина ферромагнитного слоя (спинового инжектора) должна превышать длину спиновой диффузии. В реальных экспериментах это условие не всегда выполняется; так, в [7] толщина слоя

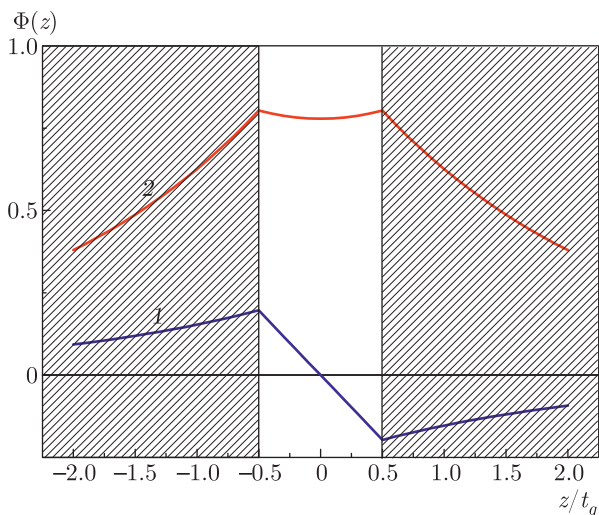


Рис. 3. Отклонение намагниченности электронов при прохождении немагнитного слоя толщиной t_g . Области, занятые ферромагнетиком, заштрихованы. Электроны движутся слева направо из ферромагнетика, намагниченность которого считается положительной, проходят немагнитный слой и попадают во второй слой ферромагнетика, намагниченность которого либо положительна, как у первого ферромагнетика (кривая 1), либо отрицательна (кривая 2). Длина спиновой диффузии $L_D = 2t_g$

железа была 5 нм, тогда как в железе L_D около 9 нм [4].

Очевидно, если неравенство $t_F \gg L_D$ выполняется, то эффекты вблизи краев пластины можно рассматривать независимо, что существенно упрощает расчет. Рассмотрим, например, электронную намагниченность в промежутке между двумя ферромагнитными слоями толщиной $t_F \gg L_D$. Будем считать, что области $z < -t_g/2$ и $z > t_g/2$ заняты ферромагнетиками, а щель между ними ($-t_g/2 < z < t_g/2$) заполнена немагнитным материалом. На рис. 3 показана функция $\Phi(z)$ для случаев, когда равновесные намагниченности в ферромагнетиках параллельны (кривая 1), либо направлены противоположно друг другу. Легко видеть, что в промежутке между двумя толстыми пластинами ферромагнетиков характер зависимости δM_x от z такой же, как и в промежутке между двумя ферромагнитными δ -слоями. В частности, как и в случае двух δ -слоев, при протекании электрического тока пара ферромагнитных платин с противоположно направленными намагниченностями работает как концентратор неравновесной спиновой плотности.

4. ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ

Интенсивное развитие спинтроники было стимулировано обнаружением гигантского магнитосопротивления в магнитных сверхрешетках [17], которые являются примером проводящих структур с периодически меняющейся в пространстве намагниченностью. Другим примером являются материалы с магнитным упорядочением типа статических спиновых волн (продольных или поперечных), см., например, обзор [6]. Во многих материалах (например, в редкоземельных металлах) наблюдаются спиральные (геликоидальные) магнитные структуры. Хотя такие структуры в настоящее время привлекают большое внимание, эффекты, связанные с протеканием в них электрического тока, оказываются существенно более сложными, см. недавно опубликованную статью [18] и ссылки в ней. В данной работе они рассматриваться не будут.

Предположим, что функция $M_x^{equ}(z)$ является периодической с периодом d . Рассмотрим сначала статическую поперечную спиновую волну (TSW-структуру). Равновесная намагниченность в этом случае меняется следующим образом:

$$M_x^{equ}(z) = \mu \sin Qz,$$

где $Q = 2\pi/d$ — волновой вектор структуры. Подставляя это выражение в (5) и считая, что $l_d \ll L_D$, получаем

$$\delta M_x = -\mu \frac{l_d}{L_D} \frac{QL_D}{1 + (QL_D)^2} \cos Qz. \quad (11)$$

Амплитуда осцилляций δM_x определяется не только отношением l_d/L_D , но и отношением длины спиновой диффузии к периоду структуры. Если $QL_D \ll 1$, то $\delta M_x \ll \mu$, поскольку равновесная намагниченность почти постоянна на расстояниях порядка L_D и ситуация близка к той, что реализуется в однородном ферромагнетике. Если же $QL_D \gg 1$, на расстоянии порядка L_D происходит усреднение осцилляций, в результате чего отклонение намагниченности электронов от ее равновесного значения опять оказывается малым. Амплитуда колебаний δM_x максимальна, когда $QL_D = 1$.

Полученные формулы остаются, очевидно, справедливыми и в случае продольной волны спиновой плотности, когда в пространстве изменяется не x , а z -компонента намагниченности и $M_z^{equ}(z) = \mu \sin Qz$, в приведенных формулах нужно лишь заменить индекс поляризации x на z .

Теперь рассмотрим влияние электрического тока на намагниченность электронов в сверхрешетках, образованных чередованием ферромагнитных и

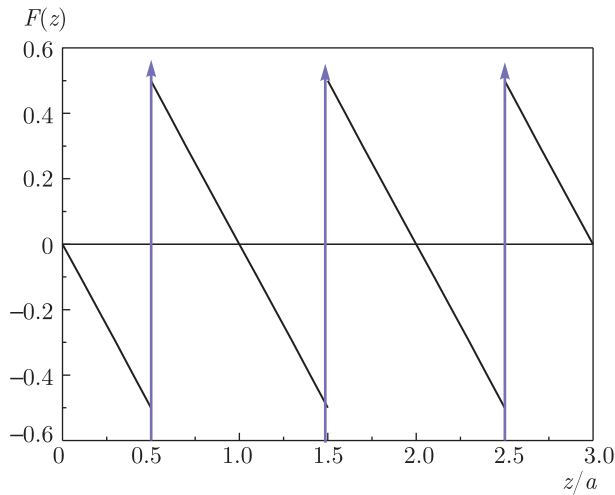


Рис. 4. Зависимость неравновесной намагниченности электронов в сверхрешетке, образованной чередованием ферромагнитных δ -слоев, магнитные моменты которых параллельны. Длина спиновой диффузии $L_D = 2a$; дрейфовая длина $l_d \ll L_D$

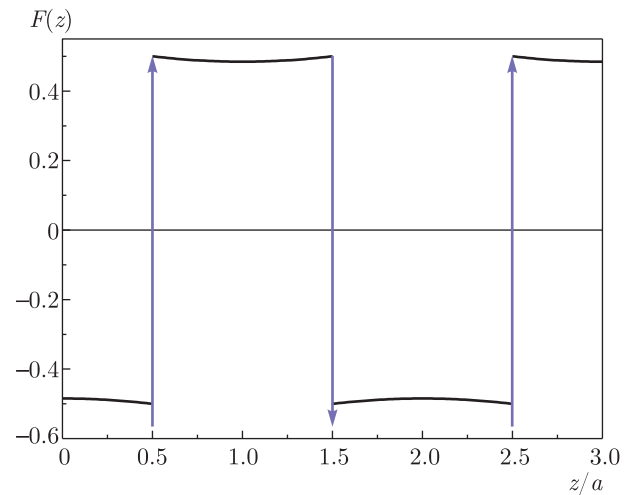


Рис. 5. Зависимость неравновесной намагниченности электронов в сверхрешетке, в которой магнитные моменты соседних δ -слоев направлены противоположно друг другу. Длина спиновой диффузии $L_D = 2a$; дрейфовая длина $l_d \ll L_D$

немагнитных слоев. Выше было показано, что координатная зависимость намагниченности электронов между двумя ферромагнитными слоями аналогична зависимости между ферромагнитными δ -слоями, помещенными в немагнитную матрицу. В связи с этим ниже мы ограничимся рассмотрением сверхрешеток, образованных чередованием δ -слоев.

Предположим, что магнитные моменты ферромагнитных δ -слоев, находящихся на расстоянии a друг от друга, параллельны друг другу. Для определенности будем считать, что δ -слои расположены при $z = a/2 \pm na, n = 0, 1, 2, \dots$ Как и в случае двух δ -слоев, результат вычисления $\delta M_x(z)$ с помощью (5) можно записать в виде

$$M_x(z) = \frac{l_d m_0}{L_D^2} F(z).$$

Даже в этом случае формулы для $F(z)$ получаются довольно громоздкие, поэтому мы их не выписываем. Вместо этого на рис. 4 приведены кривые, рассчитанные при $L_D = 2a$. Как и в случае двух слоев, в промежутке между ферромагнитными слоями $M_x(z)$ существенным образом зависит от z , а в середине этого промежутка обращается в нуль.

Обратимся к рассмотрению сверхрешетки, в которой магнитные моменты соседних слоев направлены противоположно друг другу. Период такой магнитной структуры $d = 2a$. График функции $F(z)$ для этого случая показан на рис. 5.

Легко видеть, что в обоих рассмотренных случаях имеет место периодическая зависимость электронной намагниченности от координаты z , имеющая антиферромагнитный характер, т. е. магнитный момент электронного газа в расчете на период структуры равен нулю. Этот результат есть следствия предположения о том, что время спиновой релаксации не зависит от z . Действительно, если магнитная структура является периодической с периодом d , то интегрируя уравнение (1) от 0 до d и учитывая, что $J_{zx}(z) = J_{zx}(z + d)$, для стационарного случая получаем

$$\int_0^d \frac{M_x - M_x^{equ}}{\tau_s} dz = 0. \quad (12)$$

Очевидно, это соотношение справедливо при любой периодической зависимости $M_x^{equ}(z)$. Если τ_s не зависит от z , то интеграл от δM_x оказывается равным нулю.

Влияние тока на намагниченность электронного газа должно иметь место не только в регулярных структурах, но и в том случае, когда распределение намагниченности имеет случайный характер. Прежде всего это относится к сильнонеоднородным магнетикам. Очевидно, что в этом случае эффект зависит от функции распределения производной $\partial M_x^{equ} / \partial z$. Детальное рассмотрение этой ситуации выходит за рамки настоящей работы, но анализ на качественном уровне провести несложно. Если

намагниченность плавно меняется на длине, меньшей чем длина спиновой диффузии, то, очевидно, ситуация близка к той, что имеет место в случае статической волны спиновой плотности при $QL_D \gg 1$ и, следовательно, влияние тока на намагниченность будет слабым, см (11). Слабым будет эффект и в том случае, когда намагниченность меняется на длине, большей чем L_D . Наиболее заметным он будет, очевидно, когда характерная длина изменения намагниченности порядка L_D .

5. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВКЛЮЧЕНИИ И ВЫКЛЮЧЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

До сих пор мы рассматривали только стационарные состояния и полагали, что δM_x зависит только от z . Любой электронный прибор, однако, включают и выключают, поэтому необходимо исследовать не только стационарный случай, но и переходные процессы.

Предположим, что при $t < 0$ скорость электронов не зависит от времени, а в момент $t = 0$ электрический ток выключается. При $t > 0$ зависимость δM_x от z и t описывается соотношениями (1) и (2), в которых следует положить $V_z = 0$. Для удобства введем переменные $\zeta = z/L_D$ и $\tau = t/\tau_s$ и функцию $U(\zeta, \tau) = \delta M_x(\zeta L_D, \tau \tau_s)$. Поскольку $l_d = 0$, функция $U(\zeta, \tau)$ является решением уравнения

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} - \frac{\partial^2 U}{\partial \zeta^2} + U = 0. \tag{13}$$

В момент $\tau = 0$ функция $U(\zeta, 0)$ равна δM_x в стационарном состоянии и $U \rightarrow 0$ при $\tau \rightarrow \infty$. Решение (13) нетрудно найти методом разделения переменных. Результат можно записать в виде

$$U(\zeta, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(1+\kappa^2)\tau} \times [A(\kappa) \cos \kappa \zeta + B(\kappa) \sin \kappa \zeta] d\kappa, \tag{14}$$

где

$$A(\kappa) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U(\zeta, 0) \cos \kappa \zeta d\zeta, \tag{15}$$

$$B(\kappa) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U(\zeta, 0) \sin \kappa \zeta d\zeta.$$

Легко видеть, что если электрический ток включается при $t = 0$, то

$$\delta M_x(\zeta L_D, \tau \tau_s) = \delta M_x^{steady}(\zeta L_D) - U(\zeta, \tau).$$

В качестве примера рассмотрим эволюцию неравновесной намагниченности электронного газа при выключении электрического тока, который при $t < 0$ тек через ферромагнитный δ -слой вдоль его нормали. Стационарное решение дается формулой (7). Поскольку

$$F(z) = \frac{1}{2} [-e^\zeta \theta(-\zeta) + e^{-\zeta} \theta(\zeta)]$$

(здесь $\theta(\zeta)$ — ступенчатая функция) является нечетной функцией, то $A(\kappa) = 0$. Определим $\varphi(\zeta, \tau)$ равенством

$$U = \frac{m_0 l_d}{L_D^2} \varphi.$$

Для $\varphi(\zeta, \tau)$ получаем

$$\varphi(\zeta, \tau) = \frac{e^{-\tau}}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\kappa}{1 + \kappa^2} e^{-\kappa^2} \sin \kappa \zeta d\kappa. \tag{16}$$

С учетом [19] $\varphi(\zeta, \tau)$ можно записать в виде

$$\varphi(\zeta, \tau) = \frac{1}{4} \left[e^{-\zeta} \operatorname{Erfc} \left(\sqrt{\tau} - \frac{\zeta}{2\sqrt{\tau}} \right) - e^\zeta \operatorname{Erfc} \left(\sqrt{\tau} + \frac{\zeta}{2\sqrt{\tau}} \right) \right], \tag{17}$$

где функция ошибок определяется следующим образом:

$$\operatorname{Erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-\xi^2} d\xi. \tag{18}$$

Из (17) следует, что зависимость M_x от времени не является экспоненциальной. На рис. 6 показаны кривые $\varphi(\zeta, \tau)/\varphi(\zeta, 0)$ для точек вблизи ферромагнитного δ -слоя и при удалении от него. Вблизи δ -слоя намагниченность электронов быстро убывает при росте τ , тогда как вдали от слоя в течение некоторого времени намагниченность практически не изменяется. На первый взгляд, отсутствие уменьшения $\varphi(\zeta, \tau)$ со временем противоречит наличию спиновой релаксации. Дело в том, что M_x изменяется не только из-за релаксации, но и благодаря спиновой диффузии. Для точек правее δ -слоя поток намагниченности направлен от слоя, что и приводит к быстрому уменьшению M_x при $z < L_D$ и к замедлению убывания M_x при $z > L_D$.

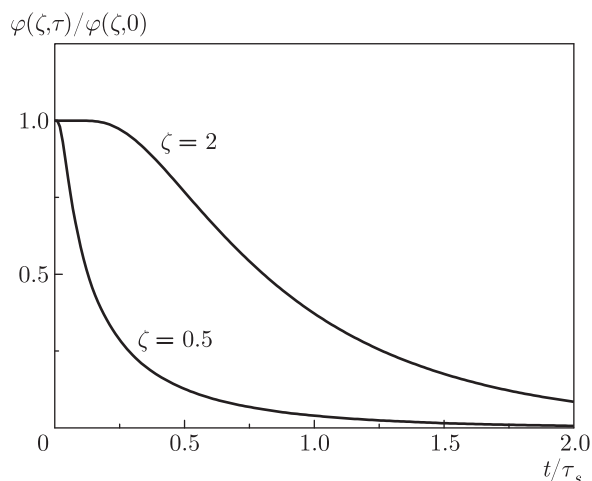


Рис. 6. Зависимость намагниченности электронного газа от времени при выключении электрического тока вблизи ферромагнитного δ -слоя и при удалении от него

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные результаты работы.

В рамках использованной простой модели удалось с единой точки зрения описать влияние электрического тока на неравновесную электронную намагниченность в структурах, в которых равновесная намагниченность меняется в пространстве. Из полученных формул следует, что влияние электрического тока на электронную намагниченность является наиболее сильным там, где производная $\partial M_x^{equ}/\partial z$ имеет особенность.

Величина намагниченности электронов, инжектированных из ферромагнетика в немагнитный материал, является наибольшей, т. е. инжекция наиболее эффективна, когда толщина ферромагнитного слоя заметно больше длины спиновой диффузии.

В промежутке между двумя ферромагнитными слоями неравновесная намагниченность электронов существенным образом зависит от координаты. Если промежуток между слоями меньше длины спиновой диффузии, а моменты слоев параллельны друг другу, то M_x меняет знак в середине указанного промежутка. Если же магнитные моменты ферромагнитных слоев направлены противоположно друг другу, то внутри немагнитного слоя величина неравновесной намагниченности значительно больше, чем в случае параллельных магнитных моментов, а зависимость M_x от z значительно слабее. Иными словами, пара ферромагнитных слоев с противоположно направленными магнитными моментами работают как концентратор неравновесной электронной намагниченности.

В магнитных материалах с длиннопериодическими магнитными структурами типа статической спиновой волны (TSW- и LSW-структуры) амплитуда колебаний δM_x максимальна, когда $QL_D = 1$.

В магнитных сверхрешетках, образованных чередованием ферромагнитных и немагнитных слоев, электрический ток индуцирует формирование периодической структуры неравновесной электронной намагниченности в немагнитных слоях. Эта структура является антиферромагнитной как при параллельной, так и антипараллельной ориентации магнитных моментов соседних ферромагнитных слоев.

Исследование переходных процессов как при включении, так и при выключении электрического тока показало, что зависимость электронной намагниченности от времени в магнитно-неоднородной среде не описывается экспоненциальной зависимостью и определяется не только временем спиновой релаксации, но и спиновой диффузией.

Благодарности. Автор признателен В. В. Устинову и И. А. Ясюевичу за обсуждение работы.

Финансирование. Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования России (тема «Спин» № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-00038).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Spin Physics in Semiconductor*, ed. by M. I. Dyakonov, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2008).
2. *Spin Current*, ed. by S. Maekawa, S. O. Valenzuelo, S. Saitoh, and T. Kimura, Oxford University, Oxford, United Kingdom Press (2017).
3. *Spintronics for Next Generation Innovative Devices*, ed. by K. Sato and E. Saitoh, John Wiley and Sons (2015).
4. J. Bass and W. P. Pratt Jr. *J. Phys.: Condens. Matter.* **19**, 183201 (2007).
5. A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, I.-L. Prejbeanu, B. Dieny, P. Pirro, and B. Hillebrands, *J. Magn. Magn. Mat.* **509**, 166711 (2020).
6. M. Johnson and R. H. Silsbee, *Phys. Rev. B* **37**, 5312 (1988).
7. X. H. Lou, C. Adelman, S. A. Cooker, E. S. Garlid, J. Zhang, K. S. M. Reddy, S. D. Flexner, C. J. Palmstrom, and P. A. Crowell, *Nature Phys.* **3**, 197 (2007).

8. O. M. J. van 't Erve, A. L. Friedman, E. Cobas, C. H. Li, J. T. Robinson, and B. T. Jonker, *Nature Nanotechnol.* **7**, 737 (2012).
9. Y. Fujita, M. Yamada, S. Yamada, T. Kanashima, K. Sawano, and K. Hamaya, *Phys. Rev. B* **94**, 245302 (2016).
10. N. A. Viglin, V. V. Ustinov, S. O. Demokritov, A. O. Shorikov, N. G. Bebenin, V. M. Tsvelikhovskaya, T. N. Pavlov, and E. I. Patrakov, *Phys. Rev. B* **96**, 235303 (2017).
11. N. A. Viglin and N. G. Bebenin, *Phys. Met. Metallogr.* **119**, 1289 (2018).
12. I. Appelbaum, *Phil. Trans. R. Soc. A* **369**, 3554 (2011).
13. A. I. Nikitchenko and N. A. Pertsev, *Phys. Rev. Appl.* **14**, 034022 (2020).
14. Е. А. Вилков, Г. М. Михайлов, С. А. Никитов, А. Р. Сафин, М. В. Логунов, V. N. Korenivskii, С. Г. Чигарев, Л. А. Фомин, *ЖЭТФ* **154**, 1108 (2018).
15. M. Baumgartner, K. Garello, J. Mendil, C. O. Avci, E. Grimaldi, C. Murer, J. Feng, M. Gabureac, C. Stamm, Y. Acremann, S. Finizio, S. Wintz, J. Raabe, and P. Gambardella, *Nature Nanotechnol.* **12**, 980 (2017).
16. Ю. А. Изюмов, *УФН* **144**, 439 (1984).
17. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen van Dau, F. Petroff, P. E. Eitenne, G. Creuzet, A. Friedrich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
18. V. V. Ustinov and I. A. Yasyulevich, *Phys. Rev. B* **102**, 134431 (2020).
19. *Tables of Integral Transforms*, Vol. I, McGraw-Hill Book Company, Inc. (1954).