

01;06

Вольт-амперные характеристики спинового полуметаллического транзистора

© А.К. Звездин, А.С. Мищенко, А.В. Хвальковский

Институт общей физики РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: khvalkov@ran.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 24 июня 2002 г.)

Предложена новая конструкция спинового транзистора на основе ферромагнитных полуметаллов, называемого спиновым полуметаллическим транзистором, и теоретически исследованы его вольт-амперные характеристики. Новое устройство подобно биполярному транзистору способно усиливать ток. В то же время свойства спинового полуметаллического транзистора кардинально зависят от взаимной ориентации намагниченностей трех его контактов. Также в работе предложен $F^\uparrow-F^\downarrow$ -переход. Это устройство состоит из двух однодоменных полуметаллических частей с противоположными направлениями намагниченности. В некотором диапазоне напряжений вольт-амперные характеристики $F^\uparrow-F^\downarrow$ -перехода и полупроводникового диода схожи между собой. Исследовано поведение $F^\uparrow-F^\downarrow$ -перехода при различных условиях.

Введение

В последние годы появилось новое направление в прикладной физике — спиновая электроника, которая в отличие от традиционной микроэлектроники использует для обработки информации не только заряд электрона, но и его спин [1]. Основным физическим явлением, на котором базируется спинтроника, является обнаруженный в конце XX столетия так называемый спин-зависимый транспорт электронов (spin-dependent transport), т.е. зависимость транспортных характеристик электронов от спиновой степени свободы. Примерами проявления спин-зависимого транспорта являются эффект гигантского магнитосопротивления [2–5], магнитосопротивление туннельных переходов и наноконтактов [6–9], эффект аккумуляции спина и поверхностное сопротивление гетеропереходов [10,11]. К уже реализованным приборам спиновой электроники относят считывающие головки для магнитных жестких дисков с высокой информационной плотностью и магнитную оперативную память (MRAM). Еще более обещающими являются спинтронные приборы, основанные на эффекте спиновой инжекции [12,13], которые позволяют перерабатывать и детектировать информацию, „записанную“ в спиновые степени свободы. К таковым приборам относятся спиновые транзисторы.

Активно исследуются и обсуждаются в литературе два типа спиновых транзисторов: спиновый полевой транзистор (spin FET), предложенный в работе [14], и транзистор типа $F^\uparrow-N-F^\downarrow$ [15], где $F(N)$ означает ферромагнитный (нормальный) металл. Если спиновый полевой транзистор по принципу действия весьма близко напоминает полевой транзистор, то во втором случае напрашивающаяся аналогия с биполярным транзистором не является адекватной с точки зрения функционирования прибора. В данном примере базовая прослойка (нормальный металл) служит не для управления током

между эмиттером и коллектором, а лишь для измерения разности потенциалов на гетеропереходе база–коллектор, возникающей при спиновой инжекции из эмиттера и зависящей от ориентации спинов в коллекторном переходе. Такой прибор не является усилителем в традиционном смысле этого слова.

В настоящей работе рассмотрена конструкция $F^\uparrow-F^\downarrow-F^\uparrow$ -спинового транзистора, которая обладает такими же свойствами усиления тока, как $n-p-n$ (или $p-n-p$) биполярный транзистор, в то же время его характеристики кардинально зависят от взаимной ориентации спинов электронов в эмиттере, базе и коллекторе.

Основой для данного устройства взяты так называемые ферромагнитные полуметаллы (half-metals) [16–18]. Эти вещества являются металлами, но у них зонная структура имеет следующую особенность: плотность состояний различна для спинов противоположной ориентации и для одной из них имеется щель. Такие вещества ведут себя как металл для электронов одной поляризации (основной) и как полупроводник для противоположной (соответственно неосновной) поляризации. В англоязычной литературе для носителей основной и неосновной поляризации используют термины majority и minority.

Чтобы подчеркнуть отличие в зонной структуре от полупроводникового транзистора, мы назовем обсуждаемый транзистор спиновым полуметаллическим транзистором, или сокращенно SHM-транзистором (spin half-metallic transistor). Двухтоковая схема (имеются в виду токи электронов со спинами „вверх“ и „вниз“) описания транспортных свойств электронов в ферромагнетиках была предложена в работах [10,19,20].

В качестве примера таких веществ можно привести Fe_3O_4 , Cr_2O , $LaPrMnO_3$, сплавы Гейслера (PtMnSb, PtMnSn [21,22]) и др. Величина щели 2Δ у них порядка десятых долей электрон-вольта. При комнатных температурах у неосновных электронов проводимость

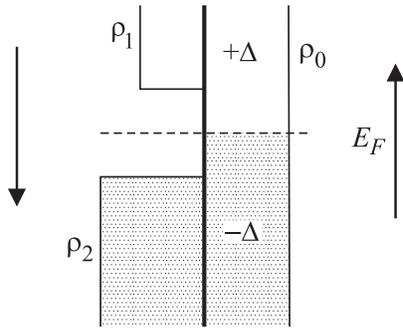


Рис. 1. Схема зонной структуры ферромагнитного полуметалла, используемой в расчетах.

на несколько порядков (2–6) меньше проводимости основных. Далее мы моделируем зонную структуру этих веществ, как показано на рис. 1.

$F^\uparrow - F^\downarrow$ -переход

Рассмотрим образец, который содержит в себе два домена противоположной направленности. Между ними должен быть введен тонкий слой изолятора толщины порядка одного или нескольких атомных слоев, предотвращающий появление доменной стенки. Для электронов основной в левом контакте поляризации зонная структура перехода показана на рис. 2. Для противоположной поляризации структура аналогичная.

Предполагается, что туннельное сопротивление изолирующего слоя превышает то, которое возникает из-за эффекта аккумуляции спина [10,22,23]. Это приближение позволяет не учитывать изменение химических потенциалов основных и неосновных носителей вблизи перехода, что существенно упрощает теоретические формулы, не влияя качественно на основные результаты.

Нужно отметить, что на слое изолятора результирующий ток уменьшится на величину порядка $\exp(-\sqrt{2m(E-U)L}/\hbar)$, где U — высота потенциального барьера, L — его длина, E — кинетическая энергия

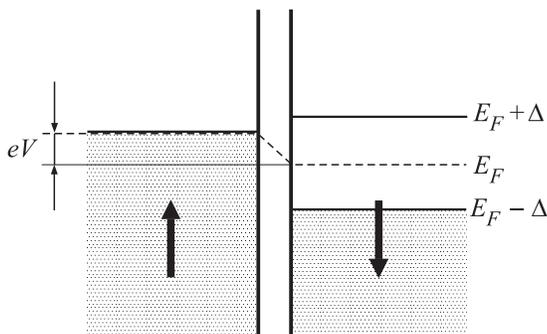


Рис. 2. Зонная структура $F^\uparrow - F^\downarrow$ -перехода для поляризации, основной в левом контакте. Стрелки обозначают намагниченность доменов.

электрона, m — его эффективная масса. При значении $(E-U) \sim 4\text{eV}$, $L \sim 5\text{Å}$ коэффициент затухания будет порядка $6 \cdot 10^{-3}$. Хотя в рассматриваемом случае граница между доменами образована не доменной стенкой, а слоем изолятора, далее мы предполагаем сохранение поляризации электронов при его прохождении. В работе [24] теоретически исследовалась зависимость тока спинового диода из ферромагнитных полупроводников от толщины доменной стенки и температуры. Было показано, что электроны сохраняют свою спиновую поляризацию для „резких“ доменных стенок толщины меньше $\sim 20\text{nm}$.

Рассмотрим вольт-амперную характеристику (ВАХ) такой конструкции. Туннельный ток, связанный с электронами одной из поляризаций, может быть рассчитан по формуле (см., например, [24])

$$I_p = \frac{2\pi e|M|^2}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \{f(E-eV) - f(E)\} \rho_R(E-eV) \rho_L(E) dE, \quad (1)$$

где $f(x)$ — функция Ферми; ρ_L , ρ_R — плотность состояний электрона проводящей поляризации в левом и правом ферромагнетиках соответственно; V — разность потенциалов между контактами $F^\uparrow - F^\downarrow$ -перехода; M — туннельный матричный элемент (считается постоянным); e — заряд электрона.

Функции ρ_L , ρ_R — для ферромагнитных полуметаллов в нашем случае имеют вид (рис. 1)

$$\rho_L = \rho_0 = \text{const},$$

$$\rho_R = \begin{cases} \rho_1; & E > E_F + \Delta, \\ 0; & E_F - \Delta < E < E_F + \Delta, \\ \rho_2; & E < E_F - \Delta, \end{cases} \quad (2)$$

где E_F — энергия Ферми.

Интеграл (1) берется аналитически

$$I_p = \frac{2\pi e|M|^2}{\hbar} \rho_0 \rho_1 \times \left\{ eV + kT \frac{\rho_2}{\rho_1} \ln \left(\frac{1 + \exp((eV - \Delta)/kT)}{1 + \exp(-\Delta/kT)} \right) - kT \ln \left(\frac{1 + \exp((eV + \Delta)/kT)}{1 + \exp(\Delta/kT)} \right) \right\}. \quad (3)$$

В качестве частного случая ($\rho_1 = \rho_2 = \rho_0$, $\Delta = 0$) в выражении (3) содержится решение для перехода, в котором намагниченности крайних контактов сонаправлены ($F^\uparrow - F^\downarrow$ -переход). Его можно представить в виде¹ (ср. [24–26])

$$I_{\uparrow\uparrow} = GV, \quad (4)$$

¹ Это ток только носителей основной поляризации. Током неосновных носителей мы пренебрегаем, так как он много меньше первого при напряжениях $|V| \ll 2\Delta$ [10,22].

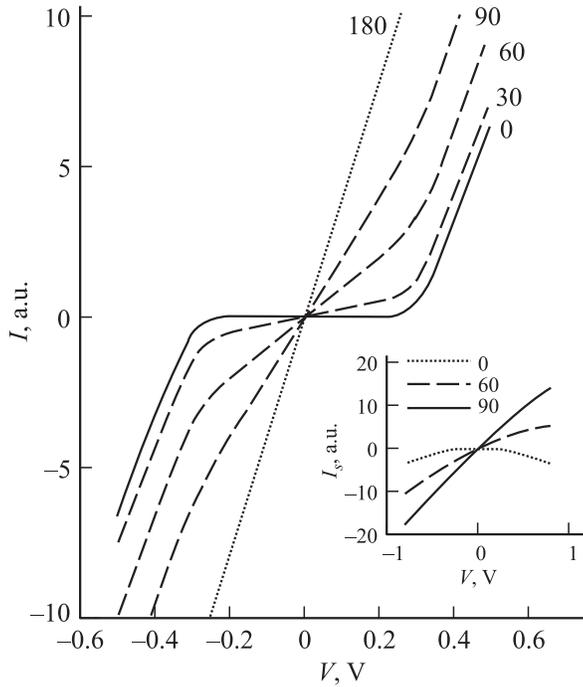


Рис. 3. ВАХ $F^\uparrow - F^\downarrow$ -перехода для различных значений угла ϑ между направлениями намагниченностей доменов. Случай $\vartheta = 0$ соответствует противоположно намагниченным доменам, $\vartheta = 180^\circ$ — доменам, намагниченным в одном направлении ($F^\uparrow - F^\downarrow$ -переход). На вставке — поведение спинового тока перехода для некоторых значений угла ϑ . Цифры у кривых — значения ϑ в $^\circ$.

где G — проводимость такой конструкции; в нашем случае

$$G = \frac{2\pi e^2 |M|^2}{\hbar} \rho_0^2.$$

Полный ток $I_{\uparrow\downarrow}$ $F^\uparrow - F^\downarrow$ -перехода, равный сумме токов обеих поляризаций, будет иметь следующую структуру. При малых напряжениях ($|eV| < \Delta$) он представляется выражением

$$I_{\uparrow\downarrow} = \left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_0} G e^{-\Delta/kT} \right) V = \left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_0} e^{-\Delta/kT} \right) I_{\uparrow\uparrow}, \quad (5)$$

а при $V \gg \Delta$ равен

$$I_{\uparrow\downarrow} = \frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_0} G (V - \Delta). \quad (6)$$

Таким образом, ток $F^\uparrow - F^\downarrow$ -перехода при не очень больших температурах можно представить нулем для напряжений $|eV| < \Delta$ и прямой (6) для больших напряжений (рис. 3).

$F^\uparrow - F^\downarrow$ -переход можно было бы назвать спиновым диодом, поскольку нелинейный участок ВАХ вблизи точки $V = \Delta$ напоминает поведение обычного диода. Понятно, что название условное, так как ВАХ будет иметь ненулевое значение при $V < -\Delta$.

Случай неколлинеарных поляризаций

Обсудим случай, когда один из электродов намагничен под некоторым углом ϑ ко второму (рис. 4). Рассмотрим электрон, который попал под действием электрического тока из левого домена в правый. Ввиду того что поляризация электрона по нашему предположению не изменилась, в правом домене у него направление спина будет под тем же углом ϑ к направлению оси намагниченности. Квантово-механическое состояние этого электрона $|\psi_l^\uparrow\rangle$ можно представить в виде [27]

$$|\psi_l^\uparrow\rangle = \sin \frac{\vartheta}{2} |\psi_r^\downarrow\rangle + \cos \frac{\vartheta}{2} |\psi_r^\uparrow\rangle. \quad (7)$$

Поскольку, согласно золотому правилу Ферми, вероятность перехода в единицу времени пропорциональна квадрату матричного элемента перехода и состояния $|\psi_r^\downarrow\rangle$ и $|\psi_r^\uparrow\rangle$ ортогональны друг другу, то результирующий ток будет равен

$$I = \cos^2 \frac{\vartheta}{2} I_{\uparrow\downarrow} + \sin^2 \frac{\vartheta}{2} I_{\uparrow\uparrow}. \quad (8)$$

После несложных преобразований получаем из (3), (8) общее выражение для тока спинового диода в случае произвольного взаимного направления намагниченностей доменов

$$I = \frac{G}{e} \left\{ \left(eV + kT \ln \left(\frac{1 + \exp((eV - \Delta)/kT)}{1 + \exp(-\Delta/kT)} \right) \right) - kT \ln \left(\frac{1 + \exp((eV + \Delta)/kT)}{1 + \exp(\Delta/kT)} \right) \right\} \times \frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_0} \cos^2 \left(\frac{\vartheta}{2} \right) + eV \sin^2 \left(\frac{\vartheta}{2} \right). \quad (9)$$

Результаты расчета по предложенной формуле представлены на рис. 3 для различных значений угла ϑ и следующих значений коэффициентов: $\rho_0/\rho_2 = 3$, $\rho_1/\rho_2 = 1.5$, $kT = 25 \text{ meV}$, $\Delta = 0.3 \text{ eV}$.

На вставке к рис. 4 показано поведение спинового тока $F^\uparrow - F^\downarrow$ -перехода, равного разнице токов двух поляризаций для некоторых значений ϑ и тех же значений параметров задачи. Выражение для угловой зависимости

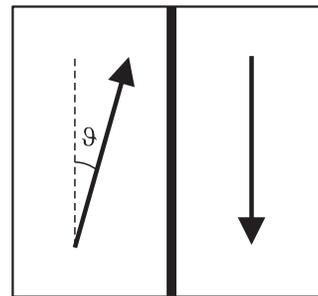


Рис. 4. Спиновый диод с намагниченностью одного домена под углом ϑ ко второму.

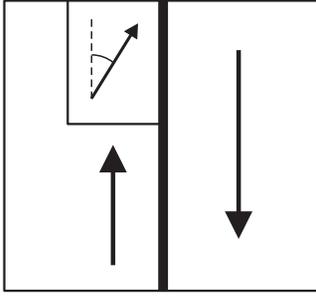


Рис. 5. Спиновый диод с образованным внутри одного из контактов дополнительным доменом, намагниченность которого наклонна.

спинового тока следующее:

$$I_s = \frac{G}{e} \left\{ \left(eV - kT \ln \left(\frac{1 + \exp((eV - \Delta)/kT)}{1 + \exp(-\Delta/kT)} \right) - kT \ln \left(\frac{1 + \exp((eV + \Delta)/kT)}{1 + \exp(\Delta/kT)} \right) \right) \times \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_0} \cos^2 \left(\frac{\vartheta}{2} \right) + eV \sin^2 \left(\frac{\vartheta}{2} \right) \right\}. \quad (10)$$

Рассмотрим также случай, когда в одном из электродов образовался еще один домен, намагниченность которого составляет некоторый угол с намагниченностью обоих контактов (рис. 5). В этом случае протекающий ток равен

$$I = \frac{((S - S_{\rightarrow}) + S_{\rightarrow} \cos^2 \frac{\vartheta}{2})}{S} I_{\uparrow\downarrow} + \frac{S_{\rightarrow}}{S} \sin^2 \frac{\vartheta}{2} I_{\uparrow\uparrow} = \left(1 - \delta S \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \right) I_{\uparrow\downarrow} + \delta S \cos^2 \frac{\vartheta}{2} I_{\uparrow\uparrow}, \quad (11)$$

где S — полная площадь контакта, S_{\rightarrow} — площадь домена с наклонной намагниченностью, $\delta S = S_{\rightarrow}/S$ — относительная площадь этого домена; ВАХ в этом случае имеет такую же структуру, как при повернутых поляризациях.

Спиновый полуметаллический транзистор (SHM-транзистор)

Теперь перейдем к трехконтактному устройству, сделанному на основе ферромагнитных полуметаллов. На рис. 6 представлена зонная структура спинового транзистора для электронов той поляризации, для которых носители базы имеют неосновную поляризацию. Далее мы будем называть эту поляризацию проводящей. Вкладом тока противоположной поляризации можно пренебречь² при $kT \ll \Delta$, $V < \Delta$.

² Это связано с тем, что для этой поляризации носители в базе основные (в эмиттере и коллекторе соответственно неосновные). Поэтому для нее эмиттерным током нельзя повлиять на коллекторный в нашем рабочем диапазоне температур и напряжений ($kT \ll \Delta$, $V \leq \Delta$).

В нашем случае используется схема „с общей базой“. Для этой конфигурации спинового транзистора зависимость потенциальной энергии электронов проводящей поляризации от координаты x вдоль транзистора модулировалась так, как показано на рис. 7.

Уравнение диффузии неравновесных носителей в базе, а именно электронов, инжектированных из эмиттера, имеет вид

$$D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = \frac{n - n_0}{\tau}, \quad (12)$$

где D — коэффициент диффузии электронов; τ — среднее время „жизни“ электрона в базе до момента его рекомбинации; $(n - n_0)$ — концентрация электронов, инжектированных в базу из эмиттера; n_0 — равновесная концентрация электронов (все параметры для неосновных носителей).

Граничные условия для концентрации электронов на границах базы определяются болцмановским фактором

$$n(+0) = n_0 e^{-\frac{\Delta_1 - eV_{EB}}{kT}},$$

$$n(W - 0) = n_0 e^{-\frac{\Delta_2 + eV_{BC}}{kT}}. \quad (13)$$

Здесь W — ширина базы; $n(+0)$, $n(W - 0)$ — концентрации проводящих электронов на границе эмиттер–база и база–коллектор; Δ_1 , Δ_2 — потенциальные барьеры для проникновения электронов из эмиттера в базу и из коллектора в базу при отсутствии напряжения; V_{EB} и V_{BC} —

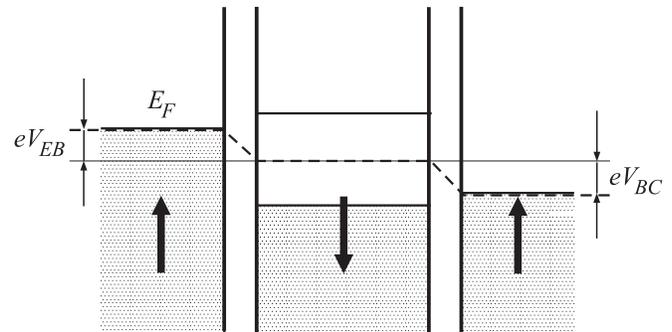


Рис. 6. Зонная структура спинового транзистора для электронов проводящей поляризации.

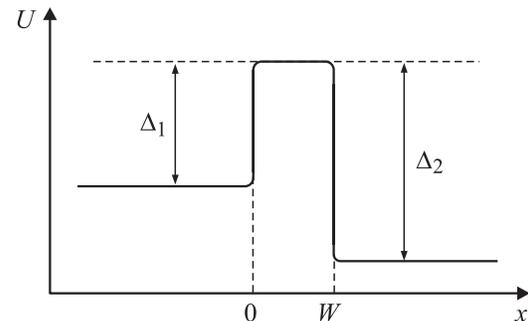


Рис. 7. Используемая в расчетах потенциальная энергия электронов проводящей поляризации.

приложенное напряжение между эмиттером–базой и базой–коллектором соответственно. Следует отметить, что для общности рассмотрен случай $\Delta_1 \neq \Delta_2$, что соответствует различным состояниям намагниченности эмиттера и коллектора.

Располагая зависимостью концентрации неосновных электронов в базе $n(x)$, рассчитываем токи эмиттера I_E , коллектора I_C и базы I_B по следующим формулам [28]:

$$I_E = eD \left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{x=0},$$

$$I_C = eD \left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{x=W},$$

$$I_B = I_E - I_C. \quad (14)$$

Решив уравнение (12) с граничными условиями (13) и подставив решение в (14), получим для токов транзистора следующие выражения:

$$I_E = \frac{eDSn_0}{L} \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{W}{L}} \left\{ \alpha \operatorname{ch} \frac{W}{L} - \beta \right\}, \quad (15)$$

$$I_C = \frac{eDSn_0}{L} \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{W}{L}} \left\{ \alpha - \beta \operatorname{ch} \frac{W}{L} \right\}, \quad (16)$$

$$I_B = \frac{eDSn_0}{L} \frac{\operatorname{ch} \frac{W}{L} - 1}{\operatorname{sh} \frac{W}{L}} \{ \alpha + \beta - 2 \}. \quad (17)$$

Здесь

$$\alpha = \exp \left(-\frac{\Delta_1 - eV_{EB}}{kT} \right), \quad (18)$$

$$\beta = \exp \left(-\frac{\Delta_2 + eV_{BC}}{kT} \right), \quad (19)$$

S — площадь поперечного сечения транзистора, $L = \sqrt{D\tau}$ — длина свободного пробега электронов в базе.

Обсуждение результатов

Как видно из полученных ВАХ (рис. 8), спиновый транзистор ведет себя подобно его полупроводниковому аналогу. Именно такое устройство позволяет усиливать ток. Однако полупроводниковые транзисторы, как известно, имеют ограничения на минимальный размер базы — он определяется толщиной p – n -перехода и составляет величину порядка десятой доли микрона. В спиновом полуметаллическом транзисторе это ограничение снимается — переходная область может иметь размеры порядка межатомных расстояний.

Еще одно преимущество его состоит в том, что он одновременно может использоваться как переключатель (switching device) и соответственно служить элементом магнитной оперативной памяти (MRAM). Если перемагнитить центральный домен в противоположную сторону, то все домены будут намагничены сонаправленно и ток в такой конфигурации увеличится во много раз.

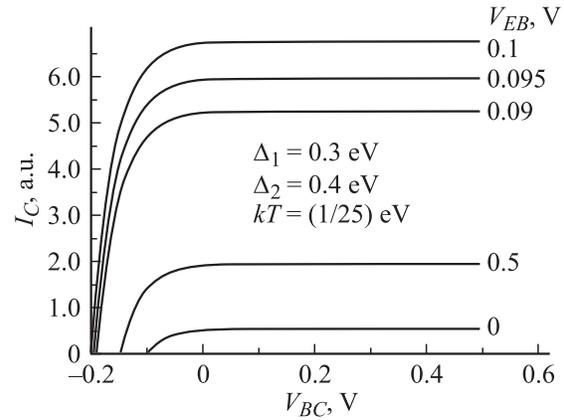


Рис. 8. Семейство ВАХ спинового транзистора для различных значений напряжения эмиттер–база V_{EB} .

Перемагнитить только один домен можно при специальном подборе значений коэрцитивной силы эмиттера, базы и коллектора. К примеру, если коэрцитивная сила базы будет меньше коэрцитивной силы эмиттера и коллектора, то будет существовать область магнитных полей, в которых база уже перемагнитилась, а эмиттер и коллектора — еще нет.

Хотя в данной работе акцентировалось внимание на полуметаллических ферромагнетиках в качестве материала для SHM-транзистора, однако основная идея спиновое транзистора $F^\uparrow - F^\downarrow - F^\uparrow$ как усилителя тока (или напряжения) может быть обобщена на „обычный“ ферромагнитный металл [28,29]. Главным фактором здесь является наличие двух токов (по спидам „вверх“ и „вниз“) в ферромагнитном материале и его спин-зависимые транспортные свойства [20].

Заключение

В нашей работе рассмотрено $F^\uparrow - F^\downarrow - F^\uparrow$ устройство (SHM-транзистор), основанное на использовании ферромагнитных полуметаллов. В отличие от традиционных схем спиновых транзисторов SHM-транзистор способен усиливать ток, как и его полупроводниковый аналог. Кроме этого, он может работать в режиме переключения, т.е. можно использовать его в качестве элемента оперативной памяти. В работе также рассмотрен спиновый $F^\uparrow - F^\downarrow$ -переход — устройство, обладающее нелинейной ВАХ, аналогичной в некоторой области напряжений ВАХ полупроводникового диода. Построены ВАХ спиновое $F^\uparrow - F^\downarrow$ -перехода в различных режимах работы и спиновое SHM-транзистора.

Работа поддержана РФФИ (проекты № 02-02-17389 и 99-02-17830) и ФЦП „физика твердотельных наноструктур“.

Список литературы

- [1] *Prinz G.A.* // Science. 1998. Vol. 282. P. 1660. I. Zutic. Cond-mat/0112368. 2001.
- [2] *Bainich M.N.* et al. // Phys. Rev. Lett. Vol. 61. P. 2472; *Bransch G* et al. // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39. P. 4829.
- [3] *Gujs M.A.M., Bauer G.E.W.* // Advances in Phys. 1997. Vol. 46. P. 285; *Добровицкий В.В., Звездин А.К.* // УФН. 1996. Т. 166. № 4. С. 439–447.
- [4] *Звездин А.К., Уточкин С.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 57. Вып. 7. С. 433–438.
- [5] *Meservey R., Tedrow P.M.* // Phys. Rep. 1994. Vol. 238. P. 173.
- [6] *Garcia N., Munoz M., Zhao Y.-W.* // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82, P. 2923–2926.
- [7] *Tatara G., Zhao Y.-W., Munoz M., Garcia N.* // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. P. 2030; *Munoz M.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79. P. 2946; *Garcia N.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79, P. 4550–4552.
- [8] *Звездин А.К., Попков А.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. С. 304–308; *Imamura H., Kobayashi N., Takahashi S.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 1003.
- [9] *Tagirov L.R., Vodopyanov B.P., Efetov K.B.* // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 63. P. 104428; *Савченко Л.Л., Звездин А.К., Попков А.Ф.* и др. // ФТТ. 2000. Т. 43 (8). С. 1449–1454.
- [10] *Van Son P.C., Van Kempen H., Wyder P.* // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. P. 2271–2273.
- [11] *Tsoi M.V.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. P. 4281.
- [12] *Aronov A.G.* // JETP Lett. 1976. Vol. 24. P. 32.
- [13] *Johnson Mark, Silsbee R.H.* // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 1790; *Johnson Mark, Silsbee R.H.* // Phys. Rev. B. 1987. Vol. 35. P. 4959; *Ji Y.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. P. 5585.
- [14] *Datta S., Das B.* // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 56. P. 665.
- [15] *Johnson Mark.* // Science. 1993. Vol. 260. P. 320.
- [16] *Hwang H.Y., Cheong S.-W., Ong N.P.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. P. 2041–2044.
- [17] *Coe J.M.D.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 87. P. 026601; *Coe J.M.D.* // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. P. 020407-1; *Coe J.M.D.* // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. P. 3815–3818.
- [18] *De Teresa J.M.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82. P. 4288–4291.
- [19] *Fert A., Campbell I.A.* // J. de Physique. Colliques. 1971. Vol. 32. P. C1-46.
- [20] *Valet T., Fert A.* // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 48. P. 7099.
- [21] *Uspenskii Yu.A., Kulatov E.T., Halilov S.V.* // Sov. Phys. JETP. 1995. Vol. 80. P. 959-9.
- [22] *Zvezdin A.K., Kotov V.A.* Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials. IOOP. 1987. § 5.12.
- [23] *Rashba E.I.* // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62. P. R16267–R16270.
- [24] *Vignale G., Flatté M.* Cond-mat/020202. 2002.
- [25] *Wolf E.I.* Principles of Electron Tunneling Spectroscopy. Oxford University Press. 1985. *Вольф Е.И.* Принципы электронной туннельной спектроскопии / Под ред. В.М. Сви-стунова. Киев: Наукова думка, 1990.
- [26] *Тинкхем С.* Сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980. § 2.82.
- [27] *Савельев И.В.* Основы теоретической физики. Т. 2. М.: Наука, 1996.
- [28] *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984.
- [29] *Vlutters R., van't Erve O.M.J., Jansen R.* et al. // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 024416.