

01;06

## Эффективность инжекции носителей заряда с определенным спином в ферромагнетик

© А.В. Кухарев, А.Л. Данилюк, В.Е. Борисенко

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,  
220013 Минск, Белоруссия  
e-mail: kuharev\_andrei@mail.ru

(Поступило в Редакцию 29 октября 2009 г.)

Проведен анализ эффективности инжекции носителей заряда с определенным спином в ферромагнитный материал в трехслойной структуре ферромагнетик/(немагнитный металл)/ферромагнетик с учетом вклада немагнитного слоя. Показано, что в структуре Co/Cu/Fe эффективность спиновой инжекции в несколько раз выше, чем в симметричной структуре Co/Cu/Co. Установлены оптимальные условия инжекции носителей заряда с определенным спином в зависимости от параметров используемых материалов.

### Введение

Многослойные ферромагнитные структуры представляют значительный интерес в связи с их использованием в спинтронике и интегральных элементах памяти. Направление намагниченности ферромагнитных слоев (параллельное или антипараллельное) в структуре спинового вентиля определяет величину туннельного магнитосопротивления [1,2]. Переключение намагниченности ферромагнитного слоя осуществляется посредством приложения внешнего магнитного поля. Однако существует другой способ. Переключение намагниченности может осуществляться протеканием поляризованного по спину тока. Явление получило название эффекта передачи спина (spin transfer torque — STT).

Механизм передачи спина, предложенный Слончевским [3,4] и Берже [5], получил название поперечного, или поперечного (transverse spin transfer — TST), так как носители заряда испытывают зависящее от спина рассеяние на границе раздела двух слоев. Позже был предложен другой механизм передачи спина, основанный на явлении спиновой инжекции [6–10]. Этот механизм получил название объемного, или продольного (longitudinal spin injection — LSI), поскольку спины инжектированных носителей заряда приносят в объем переключаемого слоя дополнительный магнитный момент и таким образом влияют на его магнитное состояние.

В настоящей работе рассматривается продольный механизм передачи спина. Для того чтобы переключить намагниченность ферромагнитного слоя таким способом, необходимо создать в этом слое достаточно высокую степень неравновесной спиновой поляризации. Это осуществляется посредством инжекции в ферромагнитный слой носителей заряда с определенным спином из другого ферромагнитного слоя. Для предотвращения появления доменной стенки эти ферромагнитные слои должны быть разделены тонким слоем немагнитного материала. В работе [7] толщину этого слоя не учитывали. Однако в реальных структурах спиновых вентилях всегда присутствует разделяющий слой конечной толщины (единицы или десятки нанометров), наличие которого оказывает

определенное влияние на распределение неравновесных носителей в ферромагнитных слоях.

Целью настоящей работы является определение оптимальных условий инжекции носителей заряда с определенным спином в трехслойных структурах ферромагнетик/(немагнитный металл)/ферромагнетик с учетом объемного механизма передачи спина. В работе проводится анализ влияния электрофизических параметров используемых материалов (длины спиновой диффузии, относительной поляризации проводимостей „спин-вверх“ и „спин-вниз“) на эффективность такой инжекции.

### Модель

Рассмотрим структуру, состоящую из  $N$  проводящих слоев, через которую протекает электрический ток плотностью  $j$  в направлении, перпендикулярном плоскости слоев — оси  $x$ . Этот ток представляет собой сумму парциальных плотностей тока носителей заряда с ориентацией спинов „спин-вверх“  $j_{\uparrow}(x)$  и „спин-вниз“  $j_{\downarrow}(x)$ .

$$j = j_{\uparrow}(x) + j_{\downarrow}(x). \quad (1)$$

Величина спиновой поляризации материала с электронным типом проводимости определяется как

$$P(x) = \frac{n_{\uparrow}(x) - n_{\downarrow}(x)}{n_{\uparrow}(x) + n_{\downarrow}(x)}, \quad (2)$$

где  $n_{\uparrow\downarrow}(x)$  — парциальные концентрации электронов с ориентацией спинов „спин-вверх“ и „спин-вниз“ соответственно.

Рассмотрим величину отклонения спиновой поляризации  $\Delta P(x)$  от своего равновесного значения  $\bar{P}$  за счет инжекции носителей заряда

$$\Delta P(x) = P(x) - \bar{P}. \quad (3)$$

Уравнение, которое описывает распределение спиновой поляризации в объеме каждой из областей в линейном приближении, когда  $|\Delta P(x)| \ll 1$ , имеет вид [11]

$$\frac{d^2}{dx^2} \Delta P(x) - \frac{v}{D_f} \frac{d}{dx} \Delta P(x) - \frac{\Delta P(x)}{l^2} = 0, \quad (4)$$

где  $v$  — эффективная дрейфовая скорость, а  $D_f$  — эффективный коэффициент диффузии электронов:

$$D_f = \frac{D_{\uparrow}\mu_{\downarrow}\bar{n}_{\downarrow} + D_{\downarrow}\mu_{\uparrow}\bar{n}_{\uparrow}}{\mu_{\uparrow}\bar{n}_{\uparrow} + \mu_{\downarrow}\bar{n}_{\downarrow}}. \quad (5)$$

Здесь  $\bar{n}_{\uparrow}$ ,  $\bar{n}_{\downarrow}$  — равновесные значения парциальных концентраций электронов (в отсутствие инъекции);  $\mu_{\uparrow}$ ,  $\mu_{\downarrow}$  — подвижность электронов с соответствующими спинами;  $l$  — эффективная длина спиновой диффузии

$$l = \sqrt{D_f\tau}, \quad (6)$$

$\tau$  — время спиновой релаксации.

Решение линейного дифференциального уравнения (4) в общем случае имеет вид

$$\Delta P(x) = A \exp \left[ \left( \frac{v}{2D_f} + \sqrt{\frac{v^2}{4D_f^2} + \frac{1}{l^2}} \right) x \right] + B \exp \left[ \left( \frac{v}{2D_f} - \sqrt{\frac{v^2}{4D_f^2} + \frac{1}{l^2}} \right) x \right], \quad (7)$$

где  $A$  и  $B$  — постоянные.

В металлах при не очень больших значениях плотности тока дрейфовым членом в (4) обычно пренебрегают, и распределение спиновой поляризации описывается уравнением [11]

$$\frac{d^2}{dx^2} \Delta P(x) - \frac{\Delta P(x)}{l^2} = 0, \quad (8)$$

решение которого имеет вид

$$\Delta P(x) = A \exp\left(\frac{x}{l}\right) + B \exp\left(-\frac{x}{l}\right). \quad (9)$$

Постоянные  $A$ ,  $B$  рассчитываются с помощью граничных условий. Для первого и последнего ( $N$ -го) слоя, которые являются замыкающими электродами, потребуем сохранения равновесного значения спиновой поляризации в глубине слоев. Для этого положим, что

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} \Delta P_1(x) = \lim_{x \rightarrow \infty} \Delta P_N(x) = 0. \quad (10)$$

Для этих слоев решение ищем соответственно в виде

$$\Delta P_1(x) = A_1 \exp\left(\frac{x}{l_1}\right),$$

$$\Delta P_N(x) = B_N \exp\left(-\frac{x}{l_N}\right). \quad (11)$$

Таким образом, для нахождения распределения  $\Delta P(x)$  в  $N$ -слойной структуре необходимо знать значения  $2(N-1)$  неизвестных коэффициентов. Они находятся из граничных условий двух видов:

1) для спинового потока  $J_S$  в направлении от  $i$ -го слоя в  $(i+1)$ -й слой имеем

$$J_{S(i+1)} = J_{S(i)} \cos \chi_{i,i+1}, \quad (12)$$

где  $\chi_{i,i+1}$  — угол между векторами намагниченности двух указанных слоев;

2) для разности парциальных электрохимических потенциалов на границе слоев с номерами  $i$  и  $(i+1)$  должно выполняться равенство

$$\xi_{\uparrow(i)} - \xi_{\downarrow(i)} = (\xi_{\uparrow(i+1)} - \xi_{\downarrow(i+1)}) \cos \chi_{i,i+1}. \quad (13)$$

Спиновый поток  $J_S(x)$  выражается через  $\Delta P(x)$  по формуле [6]:

$$J_S(x) = \frac{\hbar}{2q} \left( Qj - enD \frac{d}{dx} \Delta P(x) \right), \quad (14)$$

где безразмерная величина  $Q$

$$Q = \frac{\mu_{\uparrow}\bar{n}_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}\bar{n}_{\downarrow}}{\mu_{\uparrow}\bar{n}_{\uparrow} + \mu_{\downarrow}\bar{n}_{\downarrow}} \quad (15)$$

определяет относительную поляризацию проводимостей электронов „спин-вверх“ и „спин-вниз“.

В случае ферромагнитного материала при слабом отклонении от спинового равновесия граничные условия (13) принимают вид [11]

$$\Xi_i \Delta P_i = \Xi_{i+1} \Delta P_{i+1} \cos \chi_{i,i+1}, \quad (16)$$

где  $\Xi$  — величина, пропорциональная энергии Ферми  $E_F$  в металле:

$$\Xi = E_F [(1 + \bar{P})^{-1/3} + (1 - \bar{P})^{-1/3}]. \quad (17)$$

Рассмотрим решения уравнения (8) для структур, состоящих из двух и трех металлических слоев. Введем следующие обозначения:

$$s_k = \frac{n_k D_k}{l_k}, \quad \Xi_{ki} = \frac{\Xi_k}{\Xi_i}, \quad (18)$$

где индексы  $k$ ,  $i$  означают номер рассматриваемого слоя.

Для двуслойной структуры ферромагнетик/ферромагнетик (FM/FM), не содержащей немагнитного слоя, решение системы двух уравнений вида (8) для каждого слоя с граничными условиями (12) и (13) дает распределение неравновесной спиновой поляризации  $\Delta P$  в соответствующих слоях [7]:

$$\begin{cases} \Delta P_1(x) = \frac{i}{q} \frac{(Q_1 \cos \chi_{12} - Q_2) \cos \chi_{12}}{s_2 \Xi_{12} + s_1 \cos^2 \chi_{12}} \exp\left(\frac{x}{l_1}\right), & x < 0; \\ \Delta P_2(x) = \frac{i}{q} \frac{Q_1 \cos \chi_{12} - Q_2}{s_2 + s_1 \Xi_{21} \cos \chi_{12}} \exp\left(-\frac{x}{l_2}\right), & x > 0. \end{cases} \quad (19)$$

Для трехслойной структуры ферромагнетик/(немагнитный металл)/ферромагнетик (FM/NM/FM), содержащей немагнитный слой толщиной  $L$ , распределение спиновой поляризации ищем в виде

$$\begin{cases} \Delta P_1(x) = A_1 \exp\left(\frac{x}{l_1}\right) & \text{при } x < 0; \\ \Delta P_2(x) = A_2 \exp\left(\frac{x}{l_2}\right) + B_2 \exp\left(-\frac{x}{l_2}\right) & \text{при } 0 < x < L; \\ \Delta P_3(x) = B_3 \exp\left(-\frac{x}{l_3}\right) & \text{при } x > L. \end{cases} \quad (20)$$

Граничные условия для нахождения коэффициентов  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_2$ ,  $B_3$  запишутся в виде

$$\begin{cases} J_1(0) \cos \chi_{12} = J_2(0), \\ \Xi_1 \Delta P_1(0) = \Xi_2 \Delta P_2(0) \cos \chi_{12}, \\ J_2(L) \cos \chi_{23} = J_3(L), \\ \Xi_2 \Delta P_2(L) = \Xi_3 \Delta P_3(L) \cos \chi_{23}. \end{cases} \quad (21)$$

С помощью уравнений (20) и (21) для коэффициентов  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_2$ ,  $B_3$  получены выражения

$$A_2 = \frac{f_{12}(s_2 z_{23}^2 - s_3 \Xi_{23}) + f_{23} z_{23} G_2 (s_2 + s_1 \Xi_{21} z_{12}^2)}{(s_2 - s_1 \Xi_{21} z_{12}^2)(s_2 z_{23}^2 - d_3 \Xi_{23}) - G_2^2 (s_2 z_{23}^2 + s_3 \Xi_{23})(s_2 + s_1 \Xi_{21} z_{12}^2)}, \quad (22)$$

$$B_2 = \frac{A_2 G_2^2 (s_2 z_{23}^2 + s_3 \Xi_{23}) + f_{23} z_{23} G_2}{s_2 z_{23}^2 - s_3 \Xi_{23}}, \quad (23)$$

$$A_1 = \Xi_{21} (A_2 + B_2) z_{12}, \quad (24)$$

$$B_3 = \frac{(2A_2 s_2 z_{23} G_2 + f_{23}) G_3 \Xi_{23}}{s_2 z_{23}^2 - s_3 \Xi_{23}}, \quad (25)$$

где использованы обозначения

$$f_{ki} = \frac{j}{q} (Q_k - Q_i \cos \chi_{ki}), \quad z_{ik} = \cos(\chi_{ik}),$$

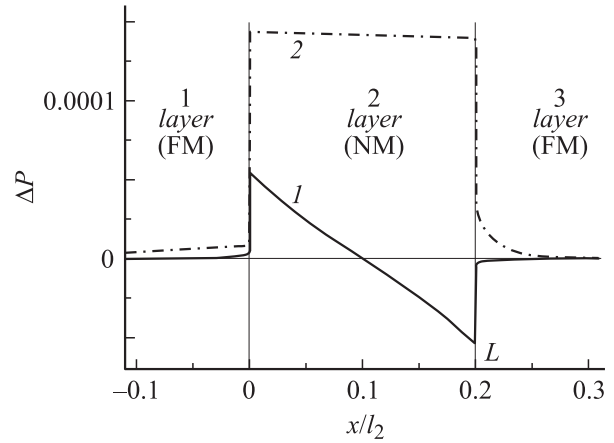
$$G_2 = \exp\left(\frac{L}{l_2}\right), \quad G_3 = \exp\left(\frac{L}{l_3}\right). \quad (26)$$

Вырвжения (20), в которых постоянные коэффициенты определяются по полученным формулам (22)–(26), описывают распределение спиновой поляризации в трехслойной структуре ферромагнетик/(немагнитный металл)/ферромагнетик.

## Результаты и их обсуждение

Расчет неравновесной составляющей степени спиновой поляризации проводился для структур Co/Cu/Co и Co/Cu/Fe. Заданы следующие условия: плотность электрического тока  $j = 10^8$  А/см<sup>2</sup>; толщина промежуточного медного слоя  $L = 0.2l_2$ , где  $l_2$  — длина спинов диффузии в немагнитном слое (в данном случае  $L = 90$  nm). Для определенности рассмотрен случай, когда векторы намагниченности двух ферромагнитных слоев коллинеарны, т.е. углы  $\chi_{12} = \chi_{23} = 0$ . Значения других параметров материалов, используемых при моделировании, обобщены в таблице. Методика расчета некоторых из них представлена в Приложении.

На рис. 1 представлено распределение неравновесной спиновой поляризации  $\Delta P(x)$  в анализируемых структурах Co/Cu/Co и Co/Cu/Fe. Расстояние по оси  $x$  нормировано на длину спиновой диффузии  $l_2$  промежуточного слоя. Для обеих структур характерно то, что при протекании потока электронов из первого ферромагнитного слоя FM1 во второй FM2 нарушение спинового равновесия происходит как в последнем слое FM2, в



**Рис. 1.** Распределение неравновесной спиновой поляризации  $\Delta P(x)$  в трехслойных структурах Co/Cu/Co (1); Co/Cu/Fe (2).

который электроны вводятся, так и в первом слое FM1, из которого электроны инжектируются. Происходит согласование разности парциальных электрохимических потенциалов на границе двух слоев (граничные условия (16)).

Из полученных зависимостей следует, что в симметричной трехслойной структуре, например Co/Cu/Co, в первом ферромагнитном слое приращение степени спиновой поляризации положительно, во втором — отрицательно. В структуре Co/Cu/Co уровень инжекции очень мал, так как в ней относительная поляризация проводимостей „спин-вверх“ и „спин-вниз“ электронов  $Q$  одинакова для обоих ферромагнитных слоев. В несимметричной структуре Co/Cu/Fe отклонение степени спиновой поляризации от равновесного значения в несколько раз больше, чем в структуре Co/Cu/Co. При этом она больше в слое железа, чем в слое кобальта.

Далее для краткости неравновесная спиновая поляризация третьего слоя вблизи границ раздела  $x = L$  обозначена как  $\Delta P_{3L}$ , т.е.

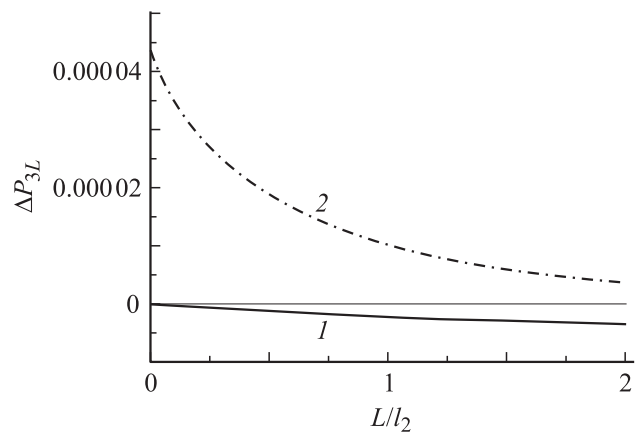
$$\Delta P_{3L} = \Delta P_3(x)|_{x=L} = B_3 \exp\left(-\frac{L}{l_3}\right) = \frac{B_3}{G_3}. \quad (27)$$

На рис. 2 представлена зависимость величины  $\Delta P_{3L}$  от толщины разделяющего немагнитного слоя  $L$ . Видно, что для структуры Co/Cu/Co при достаточно малой толщине промежуточного немагнитного слоя ( $l_2 \rightarrow 0$ ) спиновая поляризация практически не изменяет своего равновесного значения (рис. 2, кривая 1). Для второй структуры Co/Cu/Fe изменение степени спиновой поляризации  $\Delta P_{3L}$  максимально, когда толщина немагнитного слоя  $L$  близка к нулю, и уменьшается при увеличении толщины  $L$ .

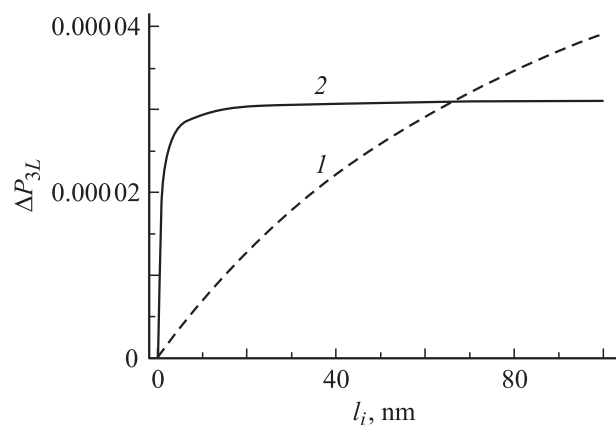
Проанализируем влияние длины спиновой диффузии ( $l_1, l_3$ ) и относительной поляризации проводимости ( $Q_1, Q_3$ ) ферромагнитных материалов на эффективность спиновой инжекции в последнем ферромагнитном

Параметры материалов исследуемой структуры

Материал	$n, \text{m}^{-3}$	$l, \text{nm}$	$D_f, \text{m}^2\text{s}^{-1}$	$\bar{P}$	$Q$	$\Xi, \text{kg}^{-1}\text{m}^{-2}$
Co	$6.42 \cdot 10^{28}$	60	0.2	0.37	0.46	$1.93 \cdot 10^{-18}$
Cu	$2.57 \cdot 10^{28}$	450	0.54	0	0	$1.15 \cdot 10^{-18}$
Fe	$1.43 \cdot 10^{28}$	8.5	0.0036	0.45	0	$5.51 \cdot 10^{-19}$
Ссылки		[12,13]		[14]		



**Рис. 2.** Зависимость неравновесной спиновой поляризации на границе третьего слоя  $\Delta P_{3L}$  от толщины разделяющего немагнитного слоя  $L$ : Co/Cu/Co (1); Co/Cu/Fe (2).



**Рис. 3.** Влияние длины спиновой диффузии на значение неравновесной спиновой поляризации  $\Delta P_{3L}$  в структуре Co/Cu/Fe: 1 — зависимость  $\Delta P_{3L}$  от  $l_1$  при  $l_3 = 8.5 \text{ nm}$ , 2 — зависимость  $\Delta P_{3L}$  от  $l_3$  при  $l_1 = 60 \text{ nm}$ .

слое. В качестве исходной взята структура Co/Cu/Fe, в которой варьируется один из указанных параметров при фиксированных значениях всех остальных параметров.

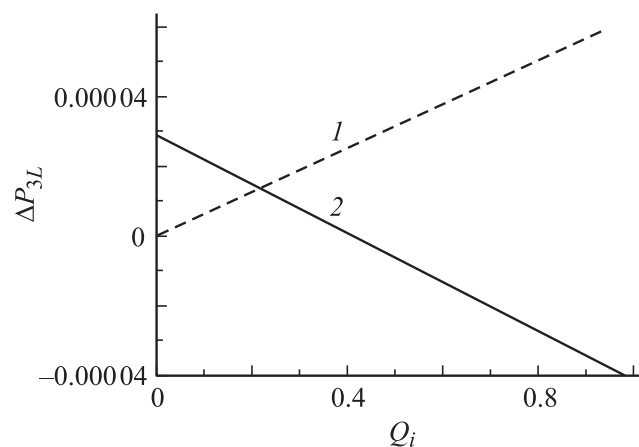
На рис. 3 показано, как неравновесная спиновая поляризация зависит от длины спиновой диффузии первого и третьего слоев, а на рис. 4 — от параметра  $Q$  тех же слоев. Из рис. 3 видно, что на участке  $0 < l_3 < 2 \text{ nm}$  значения спиновой поляризации  $\Delta P_{3L}$  резко возрастает с увеличением  $l_3$ , а при  $l_3 > 3 \text{ nm}$  она практически

не зависит от  $l_3$ . В железе длина спиновой диффузии составляет порядка 8–10 nm, поэтому изменение данного параметра на эффективности инъекции спинов не сказывается. Зависимости  $\Delta P_{3L}$  от  $l_1$  имеют практически линейный характер. Поэтому за счет увеличения длины спиновой диффузии в ферромагнетике первого слоя можно повысить эффективность инъекции спинов.

Как видно из рис. 4, эффективность инъекции спинов в третий слой возрастает с увеличением относительной спиновой поляризации проводимостей  $Q_1$  первого слоя и с уменьшением  $Q_3$  третьего слоя.

Заметим, что из полученных выражений (20)–(25) следует, что в рамках используемой модели неравновесная степень спиновой поляризации  $\Delta P(x)$  прямо пропорциональна плотности тока  $j$ .

Для структуры Co/Cu/Fe неравновесная спиновая поляризация в приповерхностном слое приблизительно в три раза выше в слое железа, чем в слое кобальта. Поэтому в спиновом вентиле предпочтительнее использовать для переключения именно слой железа. Однако длина спиновой диффузии в железе мала (порядка 9 nm), поэтому для эффективного переключения толщина железного слоя не должна превышать 10–20 nm. Так как медь обладает высоким значением длины спиновой диффузии (порядка 500 nm), то могут использоваться медные слои толщиной до нескольких сотен нанометров без существенного снижения эффективности инъекции спинов.



**Рис. 4.** Зависимость неравновесной спиновой поляризации  $\Delta P_{3L}$  от параметра  $Q$ : 1 — зависимость  $\Delta P_{3L}$  от  $Q_1$  и  $Q_3 = 0$ ; 2 — от  $Q_3$  при  $Q_1 = 0.46$ .

## Заключение

Показано, что эффективность спиновой инжекции в структуре Co/Cu/Fe в несколько раз выше, чем в симметричной структуре Co/Cu/Co. Эффективная инжекция достигается в условиях, когда относительная спиновая поляризация проводимости ( $Q$ ) имеет высокое значение для первого слоя и низкое для третьего слоя ( $Q_1 > Q_3$ ), а материал первого слоя обладает большой длиной спиновой диффузии ( $l_1 > 60$  nm). Также важным условием является большая длина спиновой диффузии немагнитного материала промежуточного слоя по сравнению с толщиной этого слоя ( $l_2 > L$ ).

## Приложение. Расчет параметров материалов

Для меди длина спиновой диффузии взята равной  $l = 450$  nm [12], эффективная масса электрона  $m = 0.88m_e$  и скорость Ферми  $v_F = 1.2 \cdot 10^6$  m/s [15], значение энергии Ферми  $E_F = 3.6$  eV. Суммарная концентрация свободных электронов  $n$  в двух спиновых подзонах находится по формуле [16]

$$n = \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{2mE_F}{\hbar^2} \right)^{3/2}. \quad (28)$$

Время спиновой релаксации  $\tau = l/v_F$ . Эффективный коэффициент диффузии  $D_f$  определен по формуле (6) и равен  $D_f = 0.54$  m<sup>2</sup>/s.

Для железа  $E_F = 2.6$  eV [17]. Концентрация свободных электронов определена по формуле (28). Эффективные массы электронов в железе равны  $m_{\uparrow} = 1.27m_e$  и  $m_{\downarrow} = 1.36m_e$  соответственно для электронов со спином вверх и вниз [18], в расчетах использовано их среднее значение. Время жизни электронов для железа  $\tau_{\uparrow} \approx \tau_{\downarrow} = \tau = 20$  fs [19], длина спиновой релаксации  $l = 8.5$  nm [20]. Для эффективного коэффициента диффузии получено значение  $D_f = 0.0036$  m<sup>2</sup>/s. Согласно [13], в чистом железе проводимости электронов со спинами вверх и со спинами вниз близки между собой ( $\rho_{\downarrow}/\rho_{\uparrow} \approx 1$ ). Поэтому считаем, что коэффициент  $Q = 0$ . Для железа взято экспериментальное значение равновесной степени спиновой поляризации  $\bar{P} = 0.45$  [21].

Для кобальта время жизни электронов со спином вверх и со спином вниз равны соответственно  $\tau_{\uparrow} = 20$  и  $\tau_{\downarrow} = 16$  fs [14], длина спиновой релаксации  $l = 60$  nm [22]. Эффективный коэффициент диффузии равен  $D_f = 0.2$  m<sup>2</sup>/s. Парциальное удельное сопротивление равно  $\rho_{\uparrow} = 40.5$  и  $\rho_{\downarrow} = 109.5$  mΩ · m [23], откуда величина  $Q = 0.46$ . Парциальная концентрация свободных электронов находится из соотношения  $\sigma_{\uparrow\downarrow} = n_{\uparrow\downarrow} e^2 \tau_{\uparrow\downarrow} / m_{\uparrow\downarrow}$  [24]. Считая для кобальта  $m_{\uparrow} = m_{\downarrow} \approx m_e$ , получим  $n_{\uparrow} = 4.39 \cdot 10^{28}$  m<sup>-3</sup>,  $n_{\downarrow} = 2.03 \cdot 10^{28}$  m<sup>-3</sup>, а суммарная концентрация свободных электронов  $n = n_{\uparrow} + n_{\downarrow} = 6.42 \cdot 10^{28}$  m<sup>-3</sup>. Тогда расчетное значение степени спиновой поляризации

$\bar{P} = 0.37$ . Значения параметров материалов сведены в таблицу.

Финансовая поддержка работы осуществлялась Министерством образования Республики Беларусь в рамках государственной комплексной программы „Электроника“ (проект 1.19) и отдельного задания Министерства образования РБ.

## Список литературы

- [1] Панфиленок А.С., Данилюк А.Л., Борисенко В.Е. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 6. С. 8.
- [2] Игнатенко С.А., Данилюк А.Л., Борисенко В.Е. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 4. С. 89.
- [3] Slonczewski J.C. // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol. 159. P. 1.
- [4] Slonczewski J.C. // J. Magn. Magn. Mater. 1999. Vol. 195. P. 261.
- [5] Berger L. // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. N 13. P. 9353.
- [6] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М., Эллиотт Р.Дж. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. № 3. С. 189.
- [7] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М. // ДАН. 2006. Т. 410. № 2. С. 197.
- [8] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Крикунов А.И., Эпштейн Э.М. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 9. С. 67.
- [9] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Панас А.И., Эпштейн Э.М. // ЖЭТФ. 2008. Т. 134. № 6. С. 1200.
- [10] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Панас А.И., Эпштейн Э.М. // УФН. 2009. Т. 179. № 4. С. 359.
- [11] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М., Эллиотт Р.Дж. // РЭ. 2003. Т. 48. № 9. С. 1030.
- [12] Yang Q., Holody P., Lee S.F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 72. N 20. P. 3274.
- [13] Fert A., Campbell I.A. // J. Phys. F. 1976. Vol. 6. N 5. P. 849.
- [14] Aeschlimann M. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79. N 25. P. 5158.
- [15] Ortega J.E., Himpfel F.J., Mankey G.J., Willis R.F. // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47. N 4. P. 1540.
- [16] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 5. М., 1976.
- [17] Faure-Vincent J. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. N 10. P. 107206.
- [18] Davis A.H., MacLaren A.H. // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 87. N 9. P. 5224.
- [19] Knorren R., Bennemann K.H., Burgermeister R., Aeschlimann M. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 61 N 14. P. 9427.
- [20] Жуков В.П., Чулков Е.В. // УФН. 2009. Т. 179. № 2. С. 113.
- [21] Tsymal E.Y., Mryasov O.N., LeClair P.R. // J. Phys.: Condens. Matter. 2003. Vol. 15. P. 109.
- [22] Barnas J., Fert A., Gmitra M., Weymann I., Dugaev V.K. // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72. P. 024426.
- [23] Bass J., Pratt W.P. // J. Magn. Magn. Mater. 1999. Vol. 200. P. 274.
- [24] Driel J., Boer F.R., Coehoorn G.H., Rietjens G.H., Heuvelmans-Wijdenes E.S.J. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 61. N 22. P. 15321.