

# Туннельная инжекция спин-поляризованного тока в гетероструктурах $\text{Co}_2\text{Cr}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Al}$ ( $x = 1, 0,6$ ) – изолятор–сверхпроводник

Э.М. Руденко, И.В. Короташ, А.А. Краковный, Ю.В. Кудрявцев, Ю.В. Шлапак

*Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины  
бульв. Академика Вернадского, 36, г. Киев-142, 03680, ГСП, Украина  
E-mail: rudenko@imp.kiev.ua; korotash@imp.kiev.ua*

Статья поступила в редакцию 25 сентября 2015 г., после переработки 12 ноября 2015 г.  
опубликована онлайн 26 января 2016 г.

На основе пленок полуметаллических ферромагнитных сплавов Гейслера  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  (температура Кюри  $T_C \approx 334$  К) и  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  ( $T_C \approx 630$  К) созданы туннельные контакты F–I–S-типа  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ –I–Pb и  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ –I–Pb и изучены особенности прохождения спин-поляризованного тока в них. В рамках разработанной теоретической модели спиновой блокировки туннельного тока установлено, что степень спиновой поляризации электронов проводимости в квазиоднокристаллических пленках  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  и  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ , упорядоченных по B2- и L2<sub>1</sub>-типу, составляет 0,91–0,97.

На основі плівок напівметалевих ферромагнітних сплавів Гейслера  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  (температура Кюрі  $T_C \approx 334$  К) та  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  ( $T_C \approx 630$  К) створено тунельні контакти F–I–S-типу  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ –I–Pb та  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ –I–Pb і досліджено особливості проходження спин-поляризованого струму в них. В рамках розробленої теоретичної моделі спінового блокування тунельного струму встановлено, що ступінь спінової поляризації електронів провідності в квазіоднокристалічних плівках  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  та  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ , які впорядковані по B2 та L2<sub>1</sub>-типу, складає 0,91–0,97.

PACS: **72.25.–b** Спин-поляризованный транспорт;  
74.40.Gh Неравновесная сверхпроводимость;  
**74.55.+v** Явление туннелирования: одночастичное туннелирование и ОТМ;  
74.78.Fk Многослойные пленки, сверхрешетки, гетероструктуры.

Ключевые слова: спин-поляризованный ток, сверхпроводник, туннельный эффект, полуметаллический ферромагнетик, сплав Гейслера, неравновесная сверхпроводимость.

## 1. Введение

Для создания качественных базовых элементов спиновой электроники требуется поиск эффективных источников спин-поляризованного тока — спиновых инжекторов — с высокой степенью спиновой поляризации электронов проводимости  $p$ , высокой температурой Кюри  $T_C$ , а также разработки надежных и эффективных методов определения  $p$  ( $p = (N(E_F)\uparrow - N(E_F)\downarrow) / (N(E_F)\uparrow + N(E_F)\downarrow)$ , где  $N(E_F)\uparrow$  и  $N(E_F)\downarrow$  — плотность электронных состояний на уровне Ферми для спиновых подсистем, ориентированных вдоль и против вектора результирующей намагниченности). В этом плане актуальным является изучение особенностей квантового зарядового и спинового транспорта в планарных много-

слойных туннельных структурах, созданных из полуметаллических ферромагнетиков (ПМФ) и сверхпроводников (СП) [1,2]. В ПМФ, благодаря существованию щели на уровне Ферми для одной из спиновых подсистем, в процессах электропроводимости участвуют носители только одной спиновой поляризации, т.е. теоретически  $p_t = 1$ .

В работах [3,4] из расчетов электронного строения, выполненных исходя из первых принципов, показано, что некоторые сплавы Гейслера (Heusler) (СГ) с формулой  $X_2YZ$  ( $X$  и  $Y$  — 3d-переходные металлы, а  $Z$  — s-p-металл) являются полуметаллическими ферромагнетиками с  $p_t = 1$ . Кроме того, СГ на основе Со имеют температуру Кюри на уровне комнатной и боль-

шой магнитный момент. В частности,  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  имеет магнитный момент  $3,0 \mu_B$  на формульную единицу ( $\mu_B/\text{форм. ед.}$ ) [5,6] и температуру Кюри  $T_C = 334 \text{ K}$  [7,8]. Высокая степень спиновой поляризации в  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  сохраняется и для поверхностных состояний [9], что очень важно для создания многослойных гетероструктур. Однако следует отметить критическую зависимость намагниченности  $M$  и степени спиновой поляризации электронов проводимости  $p$  в  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  от структуры (степени атомного беспорядка): увеличение атомного беспорядка при переходе от идеально упорядоченной структуры  $L2_1$  через состояния с промежуточной степенью атомного упорядочения (структуры  $B2$  и  $A2$  типа) к аморфной фазе приводит к постепенному уменьшению до нуля намагниченности и степени спиновой поляризации [10].

Получение высококачественных кристаллически упорядоченных СГ связано с существенными технологическими трудностями. Так, в работе [11] сообщалось, что измеренная микроконтактным методом (point contact Andreev reflection (PCAR) measurements) степень спиновой поляризации объемных образцов сплава  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  с  $B2$ -типом упорядочения с включением неупорядоченной  $A2$ -типа фазы составила  $p \approx 0,62$ , что существенно ниже ожидаемой  $p_t = 1$ . Причину такого радикального уменьшения  $p$  связывают с атомным разупорядочением в СГ. Еще с большими технологическими трудностями связано получение высококачественных кристаллически упорядоченных пленок СГ, необходимых для микроэлектронных устройств спиновой электроники. Таким образом, для реализации преимуществ СГ при их использовании в качестве спиновых инжекторов в пленках СГ необходимо сформировать максимально возможную упорядоченную структуру —  $L2_1$  или  $B2$ .

Для ряда применений устройств спиновой электроники в жестких условиях эксплуатации для стабильности параметров необходим синтез новых ферромагнитных материалов с температурой Кюри, значительно превышающей комнатную температуру. В полученных ранее пленках ПМФ  $\text{Co}_2\text{CrAl}$   $T_C = 334 \text{ K}$  [10], что осложняет их использование при повышенных температурах.

В работах [11,12] отмечено, что замещение в СГ  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  части атомов Cr на атомы Fe может привести к повышению температуры Кюри сплава  $\text{Co}_2\text{Cr}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Al}$  и не вызывает радикального изменения степени спиновой поляризации носителей тока  $p$  [13]. Согласно результатам теоретической работы [5], в сплаве  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ , упорядоченном по типу  $L2_1$ , степень спиновой поляризации электронов проводимости  $p$  по сравнению со сплавом  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  должна уменьшиться с 100% до 90%, а переход  $L2_1 \rightarrow B2$  дополнительно уменьшает эту величину до 77%. Эти результаты качественно согласуются с экспериментальными данными по исследованию ани-

зотропии поглощения характеристического рентгеновского излучения (XMCD) и влияния атомного беспорядка на магнитные свойства массивного сплава  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  [14]. Переход от сплава  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  к сплаву  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  меняет также его магнитные свойства: температура Кюри  $T_C$  возрастает от 334 K до  $\approx 630 \text{ K}$  для пленочных [15] и до  $\approx 850\text{--}900 \text{ K}$  для массивных образцов [16]. При этом магнитный момент сплава, согласно результатам теоретических расчетов, должен вырасти с  $3 \mu_B/\text{форм. ед.}$  для сплава  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  до  $3,7 \mu_B/\text{форм. ед.}$  для сплава  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  [17,18]. Таким образом, пленки сплава  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  могут стать альтернативой пленкам сплава  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  для использования в качестве спиновых инжекторов при работе при повышенных температурах, однако необходима экспериментальная оценка реальной величины  $p$  в них.

В настоящей работе представлены результаты получения пленок СГ  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  с высокой степенью атомного порядка, созданы и изучены туннельные контакты ферромагнетик (F)—изолятор (I)—сверхпроводник (S) на основе пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  и  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  и экспериментально определена степень спиновой поляризации  $p$  электронов проводимости в них, а также проведен сравнительный анализ полученных результатов с результатами для туннельных контактов F—I—S-типа на основе пленок Fe.

## 2. Экспериментальные образцы и методика эксперимента

### 2.1. Методы получения пленок СГ $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ и их структура

Пленки  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  получали методом «вспышки» (flash evaporation technique) из порошка массивного сплава на сапфировые подложки в вакууме выше  $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$  и одновременно на свежие сколы монокристалла NaCl. Реальный состав пленок был  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,74}\text{Fe}_{0,40}\text{Al}_{0,98}$  (в дальнейшем будем использовать формулу  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ ). Различные структурные состояния в пленках  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  формировались благодаря изменению температуры подложки во время осаждения пленок (температура изменялась в интервале от 78 до 740 K) и последующему отжигу пленок при разных температурах. Условия получения и соответствующие им структуры пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  представлены в табл. 1.

Структура пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  была изучена при помощи рентгеновской дифракции при температуре 293 K с использованием  $\text{Cu K}\alpha$  излучения. Кроме этого, структуру пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ , предварительно отделенных от подложек NaCl, исследовали с помощью метода просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ).

Магнитные свойства пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  были изучены в температурном интервале 120–400 K мето-

Таблица 1. Влияние условий осаждения и термообработки на структурные и магнитные характеристики пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$

Состояние	$T_s$ , К	$T_{\text{ан}}$ , К	$a$ , нм	Тип структуры	$d$ , нм	$g$	$M_{\text{эфф}}$ СГС/см <sup>3</sup>	$\Delta H_{\perp}$
массив	–	–	0,5724	<i>B2</i>				
1	78	293	0,5693	<i>A2</i>	< 2	2,007	407	236
2	293	293	0,5672	<i>A2</i>	10	2,034	389	93
3	78	740	0,5693	<i>B2</i>	> 500	2,063	613	170
4	293	750	0,5677	<i>B2</i>	20–30	1,976	627	75
5	740	–	0,5712	<i>B2</i>	30–40	1,981	539	90

Примечание:  $T_s$  — температура подложки во время осаждения,  $T_{\text{ан}}$  — температура отжига пленок,  $a$  — постоянная кристаллической решетки, определенная из результатов рентгеноструктурных исследований,  $d$  — средний размер зерна в пленке, определенный с помощью ПЭМ.  $M_{\text{эфф}}$  — эффективная намагниченность, определенная методом спектроскопии ФМР,  $\Delta H_{\perp}$  — полуширина полосы поглощения в спектре ФМР в перпендикулярной конфигурации,  $g$  — фактор Ланде; «массив» — данные для массивного образца. Состояниям 1–5 соответствуют фотографии на рис. 1.

дом спектроскопии ферромагнитного резонанса (ФМР).

На рис. 1 представлена структура и микродифракция пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  в различных состояниях. Видим, что благодаря вариации температуры подложки и последующей термообработке получен широкий спектр структурных состояний в пленках  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  — от мелкокристаллического с размером зерна менее 2 нм (состояние 1) до монокристаллического (размер зерна превышает минимальный диаметр дифракционной зоны  $\varnothing \approx 500$  нм) с упорядочением типа *B2* (состояние 3), а также состояния с промежуточной ступенью атомного порядка и размером зерна (состояния 2, 4 и 5) (см. табл. 1). Влияние температуры подложки на размер зерна в пленках  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  можно объяснить следующим образом. При осаждении из паровой фазы на подложки, охлаждаемые жидким азотом ( $T_s = 78$  К), в пленках формируется аморфноподобная мелкокристаллическая структура. При более высокой температуре

подложки ( $T_s = 293$  К) появляется значительное количество центров кристаллизации, однако энергии адатомов недостаточно для формирования значительного размера зерна. При высоких температурах подложки ( $T_s = 740$  К) возникает много центров кристаллизации, но поскольку процессы роста кристаллитов ограничены во времени продолжительностью процесса осаждения, а отдельные кристаллические зерна «препятствуют» росту соседних зерен, в пленках также формируется мелкокристаллическая структура. В отличие от этого механизма отжиг мелкокристаллических структур, которые были получены при низких температурах подложки ( $T_s = 78$  К), происходит значительно дольше (часы). При этом создается меньшее количество зародышей кристаллической фазы, что, в свою очередь, обуславливает формирование кристаллических пленок с существенно большим размером зерна. В электронограммах микродифракции пленок (рис. 1), находящихся в состояниях 3–5, присутствуют надструктурные рефлексы (линии), характерные для

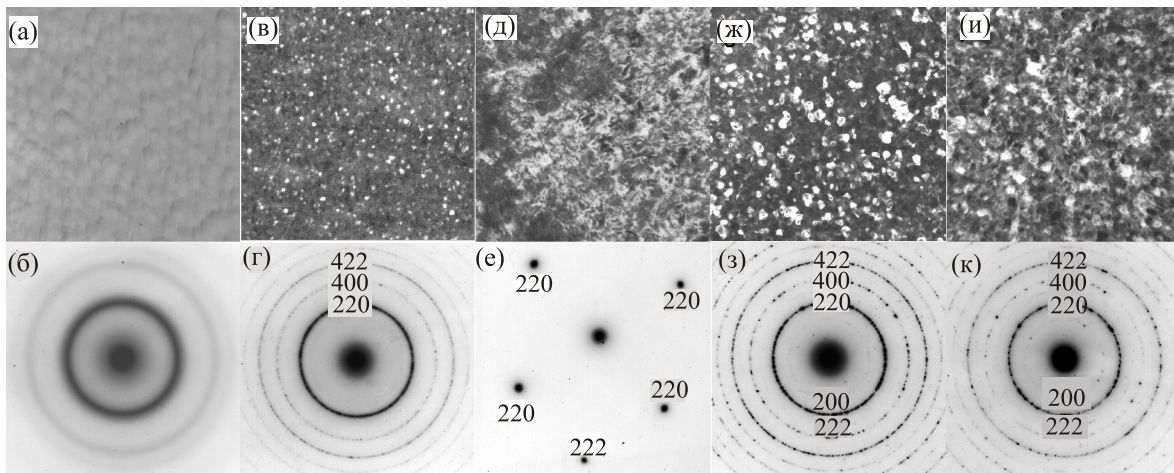


Рис. 1. Структура поверхности (а, в, д, ж, и) и микродифракция (б, г, е, з, к) пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  в состояниях: 1 (а, б), 2 (в, г), 3 (д, е), 4 (ж, з) и 5 (и, к) (см. табл. 1).

порядка типа *B2* (200) и (222). Качественно можно отметить, что упорядочение *B2* в состоянии 3 является самым высоким, тогда как в состояниях 4 и 5 оно приблизительно одинаковое и меньше, чем в состоянии 3.

Пленки  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  с наиболее совершенной кристаллической структурой (состояния 3 и 4) имеют значительную эффективную намагниченность при комнатной температуре (613 и 627 сгс/см<sup>3</sup> или 3,05 и 3,12  $\mu_B$ /форм. ед.), величина которой хорошо согласуется с результатами измерения намагниченности насыщения с помощью вибрационного магнитометра ( $M_{\text{sat}} = 578$  сгс/см<sup>3</sup> или 2,88  $\mu_B$ /форм. ед. в состоянии 3 при  $T = 300$  К) и с литературными данными (2,56  $\mu_B$ /форм. ед. при  $T = 5$  К [15], 3,05  $\mu_B$ /форм. ед. при  $T = 300$  К [12,16]). Эта величина значительно превышает экспериментальные значения намагниченности большинства пленок сплава  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ : 0,53  $\mu_B$ /форм. ед. [19], 0,7  $\mu_B$ /форм. ед. [20], 1,65  $\mu_B$ /форм. ед. [21]. Осаждения пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  на подложки при высокой температуре (состояние 5) вызывает формирование в них мелкокристаллической структуры типа *B2*, которая имеет эффективную намагниченность примерно на 15% меньше, чем в отожженных пленках (состояния 3 и 4). Таким образом, длительный отжиг мелкокристаллических пленок при  $T_{\text{ан}} = 740\text{--}750$  К приводит к формированию более совершенной структуры, чем та, которая формируется при осаждении на подложки при такой же температуре.

В отличие от пленок  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  атомный беспорядок в пленках  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  не вызывает радикального уменьшения намагниченности (эффективной и насыщения). Пленки, осажденные на подложки в диапазоне температур  $T_s = 78\text{--}293$  К, являются мелкокристаллическими и имеют эффективную намагниченность, которая составляет примерно 65% от величины намагниченности наиболее упорядоченных пленок (см. табл. 1). Причину такого расхождения можно объяснить более высокой структурной стабильностью сплава  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  и, возможно, формированием в разупорядоченных состояниях ферромагнитных кластеров на основе Fe, Co или FeCo. Кроме этого, как следует из температурной зависимости эффективной намагниченности (рис. 2), наиболее совершенные в структурном отношении пленки  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  (состояние 3) имеют более высокую температуру Кюри, чем пленки с наибольшей степенью атомного беспорядка (состояние 1). В то же время экстраполяция температурной зависимости эффективной намагниченности в область низких температур показывает, что эффективная намагниченность разупорядоченных пленок сплава  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  при низких температурах может быть больше, чем в состоянии 3. Для качественных пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  (состояние 3) с кристаллическим упорядочением *B2*-типа температура Кюри составила  $T_C \approx 630$  К (рис. 2) [22].

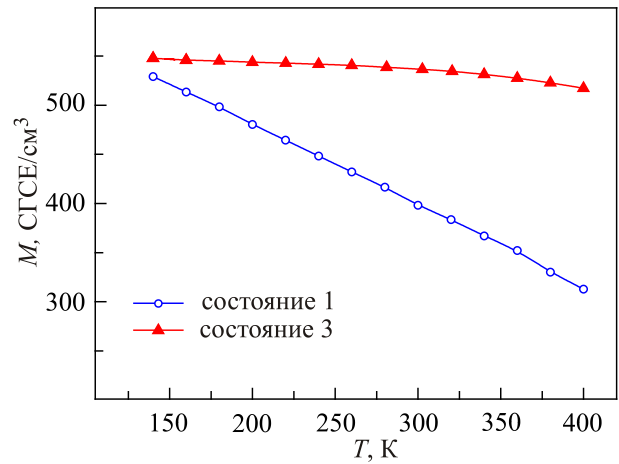


Рис. 2. Температурная зависимость эффективной намагниченности  $M$ , полученная в FC режиме, для пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  с мелкокристаллической структурой *A2* типа (состояние 1) и квазиоднокристаллических пленок с упорядоченной структурой *B2* типа (состояние 3).

## 2.2. Методика создания туннельных контактов *F-I-S*-типа со спиновыми инжекторами на основе пленок $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ , $\text{Co}_2\text{CrAl}$ и Fe

На основе полученных ферромагнитных пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  были созданы туннельные контакты (ТК) *F-I-S*-типа  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al-I-Pb}$ , а на основе ферромагнитных пленок  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  — ТК *F-I-S*-типа  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$ , удельное сопротивление которых изменялось в широких пределах от  $10^{-4}$  до  $10^{-7}$  Ом·см<sup>2</sup>. Пленки  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  и  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  (для создания спинового инжектора F ТК) осаждали методом «вспышки» (flash evaporation technique) при давлении  $P < 1,5 \cdot 10^{-6}$  мм. рт. ст. через специальные маски на сапфировые подложки размером  $8 \times 20 \times 0,5$  мм. Толщина пленок около 100 нм. Для создания высококачественных спиновых инжекторов указанные пленки конденсировали на охлаждаемые жидким азотом подложки ( $T_s \approx 100$  К) с последующим отжигом в условиях высокого вакуума при температуре  $T_{\text{ан}} = 750$  К для создания в них порядка типа *B2* или (в зависимости от продолжительности отжига)  $L2_1$ .

Туннельный барьер I формировался путем контролируемого окисления пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  или  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  в лабораторных условиях при комнатной температуре. По методу Симмонса [23] были определены параметры полученных туннельных барьеров. В зависимости от времени формирования туннельного барьера его высота изменялась в пределах 0,08–0,9 эВ, толщина — в пределах 10–40 Å. Было замечено, что при одинаковых внешних условиях на пленках  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  высота полученного туннельного барьера была заметно меньше, чем на пленках  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ .

Пленки свинца S осаждали термически (при давлении  $P = (2\text{--}3) \cdot 10^{-6}$  мм. рт. ст.) через маску на окислен-

ную пленку  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  или  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  таким образом, чтобы получить крестообразное пересечение F и S пленок. Толщина пленок Pb около 100 нм. Площадь ТК  $150 \times 150$  мкм. На рис. 3 представлена топология ТК. На подложке в одном цикле формировали три ТК F–I–S-типа на одной пленке инжектора F.

Для проверки объективности результатов определения степени спиновой поляризации  $p$  по предложенной авторами методике, основанной на *спиновой блокировке туннельного тока* (СБТТ) [24–26], также были изготовлены ТК F–I–S-типа Fe–I–Pb, в которых спиновая поляризация инжектора — пленок Fe — известна. ТК Fe–I–Pb изготавливали на сапфировых подложках в аналогичной геометрии и через те же специальные маски. Пленки Fe (толщина 100 нм) формировали путем магнетронного распыления Fe мишени на постоянном токе (DC методом) и давлении аргона  $P = 10^{-2}$  мм рт. ст. Площадь ТК  $150 \times 150$  мкм.

ВАХ изготовленных ТК измеряли в гелиевом криостате при температуре 4,2 К с использованием четырехзондовой методики в режиме источника тока. Схема подключения ТК F–I–S-типа показана на рис. 3.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

#### 3.1. ВАХ ТК $\text{Co}_2\text{Cr}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Al-I-Pb}$ ( $x = 1, 0,6$ ) и Fe–I–Pb

Типичные экспериментальные ВАХ ТК F–I–S-типа  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al-I-Pb}$  и  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  с различными значениями удельного туннельного сопротивления, а также ВАХ для ТК N–I–S-типа N–I–Pb (сплошная линия) при 4,2 К (N — нормальный «неферромагнитный» металл), рассчитанные согласно теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ), представлены на рис. 4. Здесь же показано поведение вблизи  $V = 0$  дифференциального сопротивления  $R^{FS} = dV/dI$  ТК для этих ТК F–I–S-типа (пунктирная линия) и  $R^{NS} = dV/dI$  ТК N–I–S-типа (штрихпунктир-

ная линия). Расчетные ВАХ получены при равенстве дифференциального сопротивления в нормальном состоянии  $R^{NN}$  ТК N–I–S-типа дифференциальному сопротивлению в нормальном состоянии  $R^{FN}$  ТК F–I–S-типа  $R^{NN} = R^{FN}$ . Для создания этих ТК использованы высококачественные квазимонокристаллические пленки  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  и  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  с упорядочением типа B2 и  $L2_1$  и размерами зерна кристаллитов 800–1200 нм.

Видим, что ВАХ ТК  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  и  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al-I-Pb}$  имеют одинаковый вид в случае с высокой прозрачностью туннельного барьера (сравним рис. 4(а) и рис. 4(в)), также ВАХ ТК  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  и  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al-I-Pb}$  подобны между собой и в случае с более низкой прозрачностью туннельного барьера (сравним рис. 4(б) и рис. 4(г)). Для ТК с высокой прозрачностью (ВАХ на рис. 4(а), (в)) уже при незначительных напряжениях смещения наблюдается возникновение неравновесного сверхпроводящего состояния, связанного с быстрым накоплением в сверхпроводнике избыточных спин-поляризованных квазичастиц электронного типа, подавлении ими энергетической щели в Pb и возникновения участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением [27,28]. Для всех экспериментальных ВАХ значения дифференциального сопротивления  $R^{FS} = dV/dI$  ТК вблизи  $V = 0$  существенно выше расчетного по теории БКШ  $R^{NS}$ . Подобность ВАХ указывает на одинаковый характер физических процессов прохождения спин-поляризованного тока при криогенных температурах в ТК  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al-I-Pb}$  и  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$ , в которых спиновые инжекторы имеют существенно отличающиеся температуры Кюри:  $T_C \approx 630$  К для пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  и  $T_C \approx 334$  К для пленок  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ .

Анализируя полученные ВАХ и дифференциальные сопротивления  $R^{FS}$  и  $R^{NS}$  (рис. 4), как для ТК  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al-I-Pb}$ , так и для ТК  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$ , видим:

1. ВАХ всех ТК F–I–S-типа проходят ниже расчетной по теории БКШ ВАХ ТК N–I–S-типа, что указывает на эффект гигантской спиновой блокировки туннельного тока, заключающийся в существенном росте дифференциального сопротивления ТК  $R^{FS} \equiv (G^{FS})^{-1}$  по отношению к дифференциальному сопротивлению  $R^{NS} \equiv (G^{NS})^{-1}$  при малых напряжениях смещения  $V \ll \Delta/e$  ( $\Delta$  — энергетическая щель сверхпроводника,  $e$  — заряд электрона) [24–26].

2. Величины нормированной проводимости ТК F–I–S-типа  $\sigma^{FS} \equiv G^{FS}/G^{FN}$  существенно отличаются от величины фундаментальной нормированной проводимости Гиаевера  $\sigma^{NS} \equiv G^{NS}/G^{NN}$  для ТК N–I–S-типа [29–31], как рассчитанной в рамках теории БКШ, так и определенной в эксперименте. Расчет в рамках теории БКШ для ТК N–I–Pb при 4,2 К и  $V = 0$  дает  $(\sigma^{NS})^{-1} \approx 6,5$ .

3. Величины нормированной проводимости ТК  $\sigma^{FS}$  зависят от величины  $G^{FN}$  (видим при сравнении

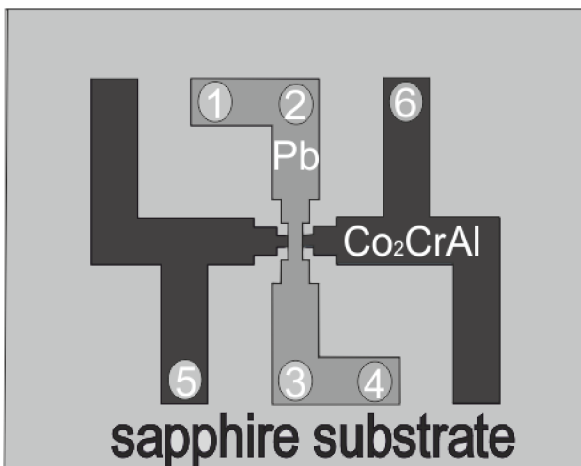


Рис. 3. Топология туннельных контактов ТК F–I–S-типа и схема подключения при измерении ВАХ. Потенциальные электроды подключались к точкам 3 и 5, токовые — к точкам 4 и 6.

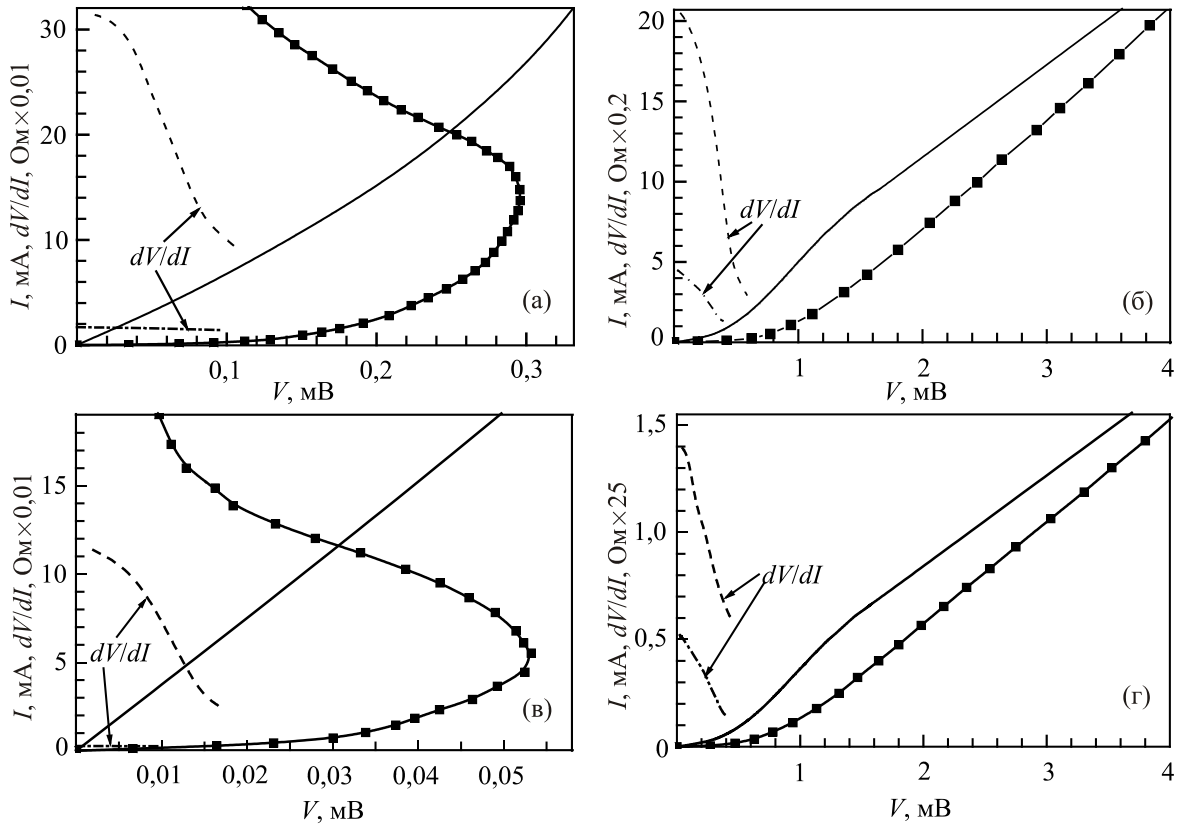


Рис. 4. ВАХ и дифференциальное сопротивление  $R^{FS} = dV/dI$  (при 4,2 К) ТК  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  (а), (б) и  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al-I-Pb}$  (в), (г) с высокой прозрачностью туннельного барьера (для (а) —  $R^{FN} = 0,003$  Ом, для (в) —  $R^{FN} = 0,0005$  Ом) и более низкой прозрачностью (для (б) —  $R^{FN} = 0,172$  Ом, для (г) —  $R^{FN} = 2,37$  Ом).  $R^{FS}$  показаны штриховой линией. Расчетные ВАХ согласно теории БКШ для ТК N-I-S-типа N-I-Pb показаны сплошной линией, а дифференциальное сопротивление  $R^{NS}$  — штрихпунктирной линией.

ВАХ и дифференциальных сопротивлений ТК с высокой и низкой прозрачностью туннельного барьера). В то же время известно, что значение  $\sigma^{NS}$  не зависит от  $G^{NN}$  и является определенной константой для конкретного сверхпроводящего электрода S при определенной температуре [31].

(Выше обозначено:  $G^{FS} \equiv (R^{FS})^{-1}$  и  $G^{NS} \equiv (R^{NS})^{-1}$  — дифференциальная проводимость ТК F-I-S-типа и N-I-S-типа при нулевом напряжении смещения, когда сверхпроводник S находится в сверхпроводящем состоянии;  $G^{FN} \equiv (R^{FN})^{-1}$  и  $G^{NN} \equiv (R^{NN})^{-1}$  — дифференциальная проводимость того же ТК, когда сверхпроводник находится в нормальном состоянии.)

На рис. 5 представлены экспериментальные ВАХ и дифференциальное сопротивление  $R^{FS} = dV/dI$  при 4,2 К ТК Fe-I-Pb с различными значениями удельного туннельного сопротивления, в которых использован спиновый инжектор (пленки Fe) с известной степенью спиновой поляризации  $p$ . Для пленок и фольг железа Fe степень спиновой поляризации, измеренная PCAR-методом,  $p = 0,45 \pm 0,02$ , а для туннельных измерений в сильных магнитных полях (P.M. Tedrow and R. Meservey)  $p = 0,40 \pm 0,02$  [32,33].

### 3.2. Оценка степени спиновой поляризации пленок $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ , $\text{Co}_2\text{CrAl}$ и Fe методом СБТТ

Для объяснения указанных выше особенностей ТК F-I-S-типа предложена теоретическая модель на основе обнаруженных спин-зависимых процессов неравновесной сверхпроводимости, адекватно описывающая процессы туннелирования спин-поляризованных электронов в ТК F-I-S-типа с учетом возможности накопления избыточных спин-поляризованных электронов в сверхпроводнике и блокировки ими последующих процессов туннелирования (модель спиновой блокировки туннельного тока — СБТТ), что позволило установить взаимосвязь между степенью спиновой поляризации  $p$  инжектора F и нормированными проводимостями  $\sigma^{FS}$  и  $\sigma^{NS}$  ТК при напряжении смещения  $V \rightarrow 0$  [26]:

$$\sigma^{FS}(p, T) = (1 - p^2(1 - \theta))\sigma^{NS}(T), \quad (1)$$

где  $\theta = 2\tau_T/\tau_{sf} \sim (G^{FN})^{-1}$  — введенный коэффициент рекомбинационной спиновой деполяризации,  $\tau_{sf}$  — время жизни спин-поляризованного электрона до переворота спина,  $\tau_T$  — время жизни электрона до тун-

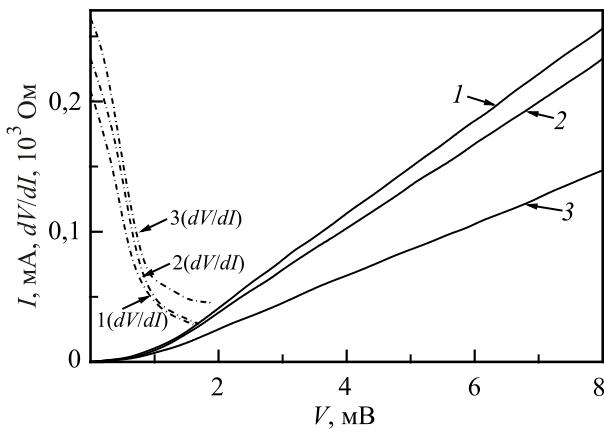


Рис. 5. ВАХ и дифференциальное сопротивление  $R^{FS} = dV/dI$  трех ТК Fe-I-Pb при 4,2 К (для ТК 1 —  $R^{FN} = 30$  Ом, для ТК 2 —  $R^{FN} = 33$  Ом, для ТК 3 —  $R^{FN} = 53$  Ом).

нелирования через барьер. Величина  $\theta$  определяет долю электронов, рекомбинирующих в сверхпроводнике в синглетные куперовские пары благодаря спин-флип процессу, относительно разности количества электронов с мажорной и минорной проекциями спинов, протуннелировавших из ферромагнетика в сверхпроводник. Коэффициент  $\theta \neq 0$  при  $\tau_{sf} > \tau\tau$ .

Установленная зависимость (1) позволила разработать новый метод и методику определения степени спиновой поляризации электронов проводимости  $p$  — СБТТ. Объективность оценки степени спиновой поляризации по методу СБТТ может быть подтверждена при его апробации на ферромагнитных материалах с известной  $p$ , определенной с помощью других методик. Для этого мы использовали пленки железа Fe, в которых степень спиновой поляризации  $p = 0,38-0,47$  [32,33].

По ВАХ (рис. 4, 5) были определены дифференциальные  $G^{FS}$ ,  $G^{FN}$  и нормированные  $\sigma^{FS}$  проводимости ТК  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al-I-Pb}$ ,  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  и Fe-I-Pb, которые использованы для оценки степени спиновой поляризации  $p$  ферромагнитных пленок согласно предложенной методике по формуле (1).

На рис. 6 для температуры 4,2 К приведены полученные из экспериментальных ВАХ значения нормированных проводимостей  $(\sigma^{FS})^{-1}$  для ТК  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al-I-Pb}$ ,  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  и Fe-I-Pb с разными значениями проводимости  $G^{FN}$ , а также расчетные по формуле (1) кривые  $(G^{FS})^{-1}$  (сплошные линии) для ТК F-I-S-типа. Значения расчетных кривых  $(G^{FS})^{-1}$  получены компьютерным моделированием при их максимальном совпадении с экспериментальными точками.

На рис. 6 видим, что значения нормированной проводимости  $\sigma^{FS}$ , в отличие от  $\sigma^{NS}$ , для каждой из групп экспериментальных образцов зависят от значения проводимости в нормальном состоянии  $G^{FN}$ . При этом, для ТК  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  экспериментальные значения  $(G^{FS})^{-1}$  возрастали от 25 до 130 (■) при уменьшении  $(G^{FN})^{-1}$  от

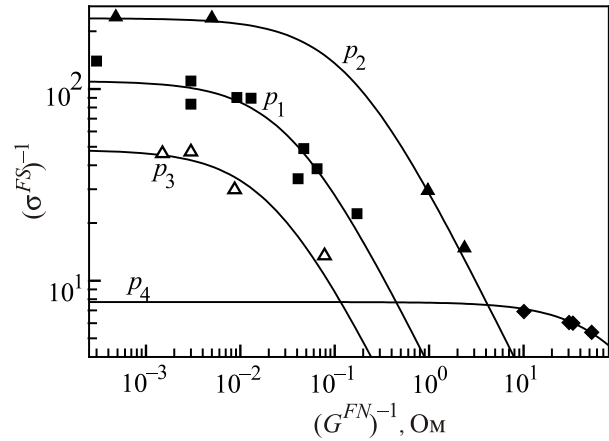


Рис. 6. Экспериментальные зависимости (при  $T = 4,2$  К) нормированной проводимости  $(\sigma^{FS})^{-1}$  от проводимости в нормальном состоянии  $(G^{FN})^{-1}$  для ТК  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  (■),  $\text{Co}_2(\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4})\text{Al-I-Pb}$  (▲, △), Fe-I-Pb (◆) и расчетные зависимости (сплошные линии) для степени спиновой поляризации  $p_1 = 0,97$ ,  $p_2 = 0,98$ ,  $p_3 = 0,93$ ,  $p_4 = 0,40$  и коэффициента спиновой деполаризации  $\theta \sim (G^{FN})^{-1}$ .

$2 \cdot 10^{-2}$  до  $2 \cdot 10^{-4}$  Ом. Для ТК  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al-I-Pb}$  из двух различных технологических партий образцов  $(\sigma^{FS})^{-1}$  возрастали от 16 до 205 (▲) при уменьшении  $(G^{FN})^{-1}$  от 3 до  $4 \cdot 10^{-4}$  Ом для первой партии и  $(\sigma^{FS})^{-1}$  возрастали от 14 до 50 (△) при уменьшении  $(G^{FN})^{-1}$  от  $9 \cdot 10^{-2}$  до  $2 \cdot 10^{-3}$  Ом для второй партии. Таким образом, величина эффекта спиновой блокировки туннельного тока зависит от величины  $(G^{FN})^{-1}$ . Подобным образом ведет себя  $(\sigma^{FS})^{-1}$  для тестовых ТК Fe-I-Pb (◆). Расчет в рамках теории БКШ для ТК N-I-Pb при 4,2 К дает  $(\sigma^{NS})^{-1} \approx 6,5$ . Ранее для ТК Sn-I-Pb N-I-S-типа в экспериментах получили  $(\sigma^{NS})^{-1} = 5,8-6,5$  [24,25], для контактов Al-I-Pb —  $(\sigma^{NS})^{-1} \approx 5,84$  [30].

Расчетные значения  $(\sigma^{FS})^{-1}$  от  $(G^{FN})^{-1}$  (сплошные линии на рис. 6), полученные в рамках предложенной модели СБТТ компьютерным моделированием по зависимости (1), для ТК F-I-Pb-типа на основе пленок ПМФ СГ максимально совпадают с набором экспериментальных точек при следующих значениях степени спиновой поляризации  $p$ : 1) для пленок  $\text{Co}_2\text{CrAl}$   $p_1 = 0,97$ ; 2) для пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  из разных технологических партий  $p_2 = 0,98$  и  $p_3 = 0,93$ . Для тестовых структур Fe-I-Pb компьютерное моделирование по зависимости (1) для пленок Fe дает значение  $p_4 = 0,40$ , что согласуется со значением спиновой поляризации Fe, полученных другими методами [32,33].

Полученные на основе анализа спин-зависимого неравновесного сверхпроводящего состояния туннельных контактов теоретические результаты используем для определения методом СБТТ из экспериментальных ВАХ по формуле (1) степени спиновой поляризации  $p$  ферромагнетиков или тока спиновых инжекторов.

Так, для двух разных ТК F-I-S-типа, образованных на одном и том же ферромагнетике, зависимость (1) дает  $\sigma_{1,2}^{FS}(p, T) = \sigma^{NS}(T)(1 - p^2(1 - \theta_{1,2}))$ . Определив в эксперименте по ВАХ величины нормированных проводимостей  $\sigma_{1,2}^{FS}$  и проводимости  $\sigma_{1,2}^{FN}$  этих двух ТК, из системы двух уравнений (1) определяем степень спиновой поляризации  $p$  ферромагнетика:

$$p = \sqrt{1 - \frac{\sigma_1^{FS}}{\sigma^{NS}(T)} \frac{\theta_2/\theta_1 - \sigma_2^{FS}/\sigma_1^{FS}}{\theta_2/\theta_1 - 1}} = \sqrt{1 - \frac{\sigma_1^{FS}}{\sigma^{NS}(T)} \frac{G_1^{FN}/G_2^{FN} - \sigma_2^{FS}/\sigma_1^{FS}}{G_1^{FN}/G_2^{FN} - 1}}, \quad (2)$$

где  $\theta_2/\theta_1 = \tau_{T2}/\tau_{T1} = P_1(v_{k\perp})/P_2(v_{k\perp})$  и учтено, что  $\theta_2/\theta_1 = G_1^{FN}/G_2^{FN}$ , так как вероятность туннелирования  $P(v_{k\perp})$  пропорциональна прозрачности ТК  $D$  и, соответственно, его проводимости в нормальном состоянии  $G^{FN}$ :  $P(v_{k\perp}) \sim D \sim G^{FN}$  [26,31].

Так, используя для расчета различные пары экспериментальных точек  $\sigma^{FS}$  (рис. 6), по формуле (2) для высококачественных пленок  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  с кристаллическим упорядочением  $B2$ -типа и  $L2_1$ -типа получим степень спиновой поляризации  $p_1 = (0,94-0,97)$  (расчетное значение  $p_1 = 0,97$ ); для высококачественных пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  с кристаллическим упорядочением  $B2$ -типа степень спиновой поляризации для образцов из двух разных партий  $p_2 = 0,96-0,98$  (расчетное  $p_2 = 0,98$ ) и  $p_3 = 0,91-0,94$  (расчетное  $p_3 = 0,93$ ). В формуле (2) использована рассчитанная согласно теории БКШ величина  $(\sigma^{NS})^{-1} = 6,5$  (для  $T = 4,2$  К).

Для тестовых структур Fe-I-Pb по двум экспериментальным точкам  $\sigma^{FS}$  для разных пар ТК (рис. 6) по формуле (2) определяем степень спиновой поляризации пленок Fe  $p_4 = 0,37-0,42$  (расчетное  $p_4 = 0,40$ ), что согласуется со значениями спиновой поляризации Fe, полученными другими методами [32,33].

Таким образом, значения степени спиновой поляризации  $p_1, p_2, p_3$  и  $p_4$  для пленок спиновых инжекторов  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ ,  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  и Fe, полученные компьютерной подгонкой по параметрам  $p$  и  $\theta$  по формуле (1) в рамках предложенной модели СБТТ, хорошо совпадают с экспериментальными значениями  $p_1, p_2, p_3$  и  $p_4$ , определенными по методу двух точек  $\sigma^{FS}$  для различных пар контактов по формуле (2).

Процесс рекомбинационной спиновой деполяризации, характеризуемый коэффициентом  $\theta \sim (G^{FN})^{-1}$ , с ростом  $(G^{FN})^{-1}$  при  $(G^{FN})^{-1} > 2 \cdot 10^{-2}$  Ом для ТК  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  и при  $(G^{FN})^{-1} > 4 \cdot 10^{-2}$  Ом для ТК  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al-I-Pb}$  (см. рис. 6) вызывает частичное освобождение заблокированных по спину энергетических уровней в сверхпроводнике, так как претерпевший переворот спина электрон находит другой электрон с мажорной спиновой поляризацией, образует синглетную пару, которая выпадает в сверхпроводящий конденсат и

участвует в токопереносе. Это приводит к уменьшению величины эффекта спиновой блокировки туннельного тока и, соответственно, уменьшению величины  $(\sigma^{FS})^{-1}$ , определяемой непосредственно из экспериментальных ВАХ. При этом, естественно, значение степени спиновой поляризации  $p$  электронов проводимости ферромагнетика не изменилось. Поэтому пренебрежение коэффициентом  $\theta$  с понижением прозрачности туннельного барьера для исследованных ТК  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  при  $(G^{FN})^{-1} > 2 \cdot 10^{-2}$  Ом, для ТК  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al-I-Pb}$  при  $(G^{FN})^{-1} > 4 \cdot 10^{-2}$  Ом и для ТК Fe-I-Pb при  $(G^{FN})^{-1} > 5 \cdot 10^{-1}$  Ом приводит к существенному занижению реальной величины  $p$  исследуемого спинового инжектора. Например, для ТК  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb} \approx 5 \cdot 10^{-2}$  Ом и  $(\sigma^{FS})^{-1} \approx 50$  (см. рис. 6) эта ошибка составила  $\Delta p \approx 0,037$ , а для ТК с  $(G^{FN})^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-1}$  Ом и  $(\sigma^{FS})^{-1} \approx 25$   $\Delta p \approx 0,11$ .

Кроме того, определив по предложенной методике СБТТ величину  $p$  для конкретного спинового инжектора F, по формуле (1) можно определить степень влияния процесса рекомбинационной спиновой деполяризации на становление неравновесного сверхпроводящего состояния, на величину эффекта спиновой блокировки в конкретных ТК и определить отношение времен  $\tau_T/\tau_{sf}$ . Так, для упомянутого ТК  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  с  $(\sigma^{FS})^{-1} \approx 50$  коэффициент  $\theta \approx 0,073$  и отношение  $\tau_T/\tau_{sf} \approx 0,0365$ , а для ТК с  $(\sigma^{FS})^{-1} \approx 25$  коэффициент  $\theta \approx 0,20$  и отношение  $\tau_T/\tau_{sf} \approx 0,10$ .

При высокой прозрачности ТК  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  (для  $(G^{FN})^{-1} < 2 \cdot 10^{-2}$  Ом) и  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al-I-Pb}$  (для  $(G^{FN})^{-1} < 4 \cdot 10^{-2}$  Ом) (см. рис. 6) процесс рекомбинационной спиновой деполяризации можно не учитывать, а степень спиновой поляризации  $p$  определить по формуле (1), положив  $\theta = 0$ .

Из полученных экспериментальных результатов по оценке  $p$  следует, что замещение в пленках сплава  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  части атомов Cr на атомы Fe не привело к теоретически предсказанному в работе [5] понижению степени спиновой поляризации электронов проводимости в пленках сплава  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ . В некоторых случаях степень спиновой поляризации пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  была выше, чем в  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ . Не обнаружено предсказанного понижения  $p$  в пленках  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ , имеющих  $B2$  тип упорядочения (до  $p = 0,77$ ). По-видимому, это можно связать с тем, что в тонких пленках существенную роль играют поверхностные состояния и эффекты.

Как уже отмечалось, предпосылкой для разработки метода СБТТ определения степени спиновой поляризации послужила обнаруженная зависимость величины дифференциального сопротивления ТК F-I-S-типа  $R^{FS}$  от степени спиновой поляризации  $p$  пленок Cr  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  разного структурного совершенства [24-26]. Естественно, этот эффект наблюдается и для полученных пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ . Так, для ТК со спиновым инжектором  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  с менее совершенной структурой (состояние 4 с меньшим содержанием фазы



*B2* типа и размерами кристаллитов 20–30 нм, рис. 1, табл. 1) предложенная методика СБТТ показала степень спиновой поляризации  $p \approx 0,79$ , а для мелкокристаллических пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  с размером зерна менее 2 нм (состояние 1, *A2* тип)  $p \approx 0,27$ .

Заметим, что при расчетах степени спиновой поляризации  $p$  в формулах (1) и (2) использована величина фундаментальной нормированной проводимости  $(\sigma^{NS}(4,2 \text{ К}))^{-1} \equiv G^{NN}/G^{NS} = 6,5$  для ТК N–I–S-типа, рассчитанная в рамках теории БКШ [25,29–31]. В реальных ТК N–I–S-типа экспериментальные значения  $(\sigma^{NS})^{-1}$  при 4,2 К были в пределах 5,8–6,5 [24,25,29]. Эти отклонения, как мы предполагаем, можно объяснить возникновением в ТК при  $V < \Delta e$  процессов андреевского отражения [34], эффективность которого возрастает с ростом прозрачности туннельного барьера и, как следствие, возрастания  $\sigma^{NS}$  [35]. Поэтому важно проанализировать влияние изменения величины  $(\sigma^{NS})^{-1}$  на степень спиновой поляризации  $p$ . В табл. 2 показана зависимость величины  $p$  от значения  $(\sigma^{NS})^{-1}$  при 4,2 К.

Таблица 2. Зависимость степени спиновой поляризации  $p$  от значения нормированной проводимости  $\sigma^{NS}$  при 4,2 К

$(\sigma^{NS})^{-1}$	$p_1$	$p_2$	$p_3$	$p_4$	$p_5$
6,5	0,98	0,90	0,80	0,60	0,40
6,0	0,981	0,908	0,817	0,639	0,473
5,5	0,983	0,916	0,834	0,677	0,537

Из данных табл. 2 следует, что для ТК на основе спиновых инжекторов с высокой степенью спиновой поляризации  $p$  уменьшение  $(\sigma^{NS})^{-1}$  практически не влияет на определенную величину  $p$ . В то же время, для спиновых инжекторов с величиной  $p \leq 0,60$  такое уменьшение  $(\sigma^{NS})^{-1}$  приводит к заметному увеличению ошибки при определении степени спиновой поляризации, существенно увеличивающейся при дальнейшем уменьшении  $p$ . Таким образом, в туннельных структурах F–I–S- и N–I–S-типа необходимо формирование высококачественных туннельных барьеров, чтобы исключить возникновение процессов андреевского отражения и протекание токов «не туннельной» природы.

### Заключение

1. Изготовлены и исследованы ТК Fe–I–Pb-типа  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ –I–Pb и  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ –I–Pb на основе пленок полуметаллических ферромагнитных сплавов Гейслера с существенно отличающимися температурами Кюри: для  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  температура Кюри  $T_C \approx 334 \text{ К}$ , а для  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  —  $T_C \approx 630 \text{ К}$ .

2. По разработанному методу спиновой блокировки туннельного тока определена степень спиновой поляризации  $p$  квазиоднокристаллических пленок  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  с кристаллическим упорядочением *B2*-типа и *L2*<sub>1</sub>-типа

( $p_1 = 0,94$ – $0,97$ ) и квазиоднокристаллических пленок  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  с кристаллическим упорядочением *B2*-типа (для двух разных партий  $p_2 = 0,96$ – $0,98$  и  $p_3 = 0,91$ – $0,94$ ), что близко к теоретическому пределу  $p_t = 1$ .

3. Для тестовых структур Fe–I–Pb методом СБТТ определена степень спиновой поляризации пленок Fe  $p_4 = 0,37$ – $0,42$ , что совпадает со значениями степени спиновой поляризации Fe, полученных другими методами [32,33].

4. Подтверждена адекватность предложенной модели для описания физических процессов туннелирования спин-поляризованных электронов в контактах F–I–S-типа, учитывающая возможность накопления неравновесных спин-поляризованных электроноподобных квазичастиц в сверхпроводнике и блокировки ими последующих процессов туннелирования, а также влияние степени спиновой поляризации тока инжекции и эффекта рекомбинационной спиновой деполяризации на характеристики неравновесного спин-поляризованного состояния в сверхпроводнике.

5. Показано, что замещение в пленках сплава  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  части атомов Cr на атомы Fe не привело к предсказанному понижению степени спиновой поляризации в пленках сплава  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ . В пленках  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$ , имеющих *B2* тип упорядочения, не обнаружено понижения  $p$  до 0,77.

6. Высококачественные пленки упорядоченных СТ  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0,6}\text{Fe}_{0,4}\text{Al}$  могут быть использованы в спинтронных устройствах, работающих в жестких условиях при повышенных температурах.

1. S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, I.M. Daughton, S. Von Molnar, M.L. Roukes, A.Y. Chtchekanova, and D.M. Treger, *Science* **294**, 1488 (2001); I. Malajovich, J.J. Berry, N. Samarth, and D.D. Awschalom, *Nature* **411**, 770 (2001); M.L. Roukes, *Nature* **411**, 747 (2001); S. Das Sarma, *Amer. Sci.* **89**, 516 (2001).
2. I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
3. S. Fujii, S. Sugimura, S. Ishida, and S. Asano, *J. Phys.: Condens. Matter* **2**, 8583 (1990).
4. S. Ishida, S. Sugimura, S. Fujii, and S. Asano, *J. Phys.: Condens. Matter* **3**, 5793 (1991).
5. Y. Miura, K. Nagao, and M. Shirai, *Phys. Rev. B* **69**, 144413 (2004).
6. M. Zhang, Z. Liu, H. Hu, G. Liu, Y. Cui, J. Chen, G. Wu, X. Zhang, and G. Xiao, *J. Magn. Magn. Mater.* **277**, 130 (2004).
7. K.H.J. Buschow, P.G. van Engen, and R. Jongebreur, *J. Magn. Magn. Mater.* **38**, 1 (1983).
8. I. Galanakis, P.H. Dederichs, and N. Papanikolaou, *Phys. Rev. B* **66**, 174429 (2002).
9. I. Galanakis, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 6329 (2002).

10. Y.V. Kudryavtsev, V.N. Uvarov, V.A. Oksenenko, Y.P. Lee, J.B. Kim, Y.H. Hyun, K.W. Kim, J.Y. Rhee, and J. Dubowik, *Phys. Rev. B* **77**, 195104 (2008).
11. S.V. Karthik, A. Rajanikanth, Y.K. Takahashi, T. Okhubo, and K. Hono, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 052505 (2006).
12. M. Zhang, A.L. Wolf, L. Zhang, O. Tegus, E. Brück, G. Wu, and F.R. de Boer, *J. Appl. Phys.* **97**, 301 (2005).
13. T. Block, C. Felser, G. Jakob, J. Ensling, B. Mühlring, P. Gütlich, and R.J. Cava, *J. Solid State Chem.* **176**, 646 (2003).
14. S. Wurmel, G.H. Fecher, K. Kroth, F. Kronast, H.A. Durr, Y. Takeda, Y. Saitoh, K. Kobayashi, H.J. Lin, G. Schonhense, and C. Felser, *J. Phys. D* **39**, 803, (2006).
15. A.D. Rata, H. Braak, D.E. Bürgler, S. Cramm, and C.M. Schneider, *Eur. Phys. J. B* **52**, 445 (2006).
16. D. Serrate, J.M. De Teresa, R. Cordoba, and S.M. Yusuf, *Solid State Commun.* **142**, 363 (2007).
17. I. Galanakis, M. Lezaic, G. Bihlmayer, and S. Blügel, *Phys. Rev. B* **71**, 214431 (2005).
18. A. Hirohata, M. Kikuchi, N. Tezuka, K. Inomata, J.S. Claydon, Y.B. Xu, and G. van der Laan, *Current Opinion in Solid State and Materials Science* **10**, 93 (2006).
19. A. Hirihata, H. Kurebayashi, S. Okamura, M. Kikuchi, T. Masaki, T. Nozaki, N. Tezuka, and K. Inomata, *J. Appl. Phys.* **97**, 103714 (2005).
20. S.V. Karthik, A. Rajanikanth, Y.K. Takahashi, T. Ohkubo, and K. Hono, *Acta Mater.* **55**, 3867 (2007).
21. A. Husmann and L.J. Singh, *Phys. Rev. B* **73**, 172417 (2006).
22. Ю.В. Кудрявцев, М.В. Уваров, Ю.М. Петров, А.К. Мельник, В.М. Ермоленко, *Металлофиз. новейш. технол.* **34**, 1013 (2012).
23. *Туннельные явления в твердых телах*, Э. Бурштейн, С. Лундквист (ред.), Мир, Москва (1973), гл. 27; J.G. Simmons, *J. Appl. Phys.* **34**, 238 (1963).
24. E. Rudenko, I. Korotash, M. Belogolovskii, Yu. Kudryavtsev, and I. Boylo, *Proc. German-Ukrainian Symposium on Nanoscience & Nanotechnology 2008 (GUS-2008)*, 22–25 September 2008, Universität Duisburg-Essen, Essen, Germany (2008), p. 107.
25. Э.М. Руденко, И.В. Короташ, Ю.В. Кудрявцев, А.А. Краковный, М.А. Белоголовский, И.В. Бойло, *ФНТ* **36**, 234 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 186 (2010)].
26. Э.М. Руденко, И.В. Короташ, Ю.В. Шлапак, Ю.В. Кудрявцев, А.А. Краковный, М.В. Дякин, *ФНТ* **37**, 614 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 483 (2011)].
27. Э.М. Руденко, И.В. Короташ, А.А. Краковный, М.В. Дякин, Д.С. Дубина, Д.А. Соломаха, *ФНТ* **38**, 467 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 363 (2012)].
28. Э.М. Руденко, Ю.В. Шлапак, И.В. Короташ, М.В. Дякин, *ФНТ* **39**, 672 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 522 (2013)].
29. I. Giaever, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 147 (1960); I. Giaever, *Science* **183**, 1253 (1974).
30. J. Nicol, S. Shapiro, and P.H. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 461 (1960).
31. Е.Л. Вольф. *Принципы электронной туннельной спектроскопии*, Наукова думка, Киев (1990).
32. R.J. Soulen, Jr., J.M. Byers, M.S. Osofsky, B. Nadgorny, T. Ambrose, S.F. Cheng, P.R. Broussard, C.T. Tanaka, J. Nowak, J.S. Moodera, A. Barry, and J.M.D. Coey, *Science* **282**, 85 (1998).
33. P.M. Tedrow and R. Meservey, *Phys. Rev. B* **7**, 318 (1973).
34. G.E. Blonder, M. Tinkham, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **25**, 4515 (1982).
35. Э.М. Руденко, Ю.В. Шлапак, М.В. Дякин, И.В. Короташ, Ю.В. Кудрявцев, *Металлофиз. новейш. технол.* **30**, 906 (2008).

Tunnel injection of spin-polarized current in  
Co<sub>2</sub>Cr<sub>x</sub>Fe<sub>1-x</sub>Al (x = 1, 0.6)–insulator–superconductor  
heterostructures

E.M. Rudenko, I.V. Korotash, A.A. Krakovny,  
Y.V. Kudryavtsev, and Y.V. Shlapak

The tunnel junctions of F–I–S type based on the half-metallic ferromagnetic Heusler alloys Co<sub>2</sub>CrAl (the Curie temperature  $T_C \approx 334$  K) and Co<sub>2</sub>Cr<sub>0.6</sub>Fe<sub>0.4</sub>Al ( $T_C \approx 630$  K) were fabricated. The peculiarities of spin-polarized current in the junctions were studied. In the frames of the developed theoretical model of spin blocking of tunnel current, it was shown that the degree of spin polarization of free electrons  $p$  in the quasi single-crystalline films Co<sub>2</sub>Cr<sub>0.6</sub>Fe<sub>0.4</sub>Al and Co<sub>2</sub>CrAl with B2- and L2<sub>1</sub>-type order is  $p = 0.91$ – $0.97$ .

PACS: **72.25.–b** Spin polarized transport;  
74.40.Gh Nonequilibrium superconductivity;  
**74.55.+v** Tunneling phenomena: single particle tunneling and STM;  
74.78.Fk Multilayers, superlattices, heterostructures.

Keywords: spin polarized current, superconductor, tunnel effect, halfmetallic ferromagnet, Heusler alloy, nonequilibrium superconductivity.