

Эффективная инжекция спинов из ферромагнитного металла в полупроводник InSb

Н. А. Виглин⁺¹⁾, В. М. Цвелиховская⁺, Н. А. Кулеш^{*}, Т. Н. Павлов⁺

⁺Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620990 Екатеринбург, Россия

^{*}Уральский федеральный университет им. Б. Н. Ельцина, 620002 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 20 июня 2019 г.

После переработки 11 июля 2019 г.

Принята к публикации 13 июля 2019 г.

Показаны условия создания полупроводниковых латеральных спиновых устройств с высокой эффективностью спиновой инжекции. Детально рассмотрены технологические аспекты формирования магнитных элементов спинового устройства, его электрических контактов и тонкого диэлектрического слоя из MgO, необходимые для эффективной инжекции спин-поляризованных электронов. Впервые получен для InSb коэффициент поляризации электронов порядка 25 %.

DOI: 10.1134/S0370274X19160070

1. Цель работы. Инжекция спин-поляризованных электронов через контакт ферромагнитного металла (F) и полупроводника (S) является прямым методом поляризации электронов проводимости в S вблизи контакта. В полупроводнике с отрицательным g -фактором, например, в InSb ($g = -52$), инжекция спин-поляризованных электронов могла бы привести к инверсии заселенности спиновых уровней электронов проводимости, которая необходима для реализации спиновой инжекционной мазера [1]. Обозначим спиновую поляризацию электронов проводимости в F и S как $P_\lambda = (n_{\lambda\uparrow} - n_{\lambda\downarrow}) / (n_{\lambda\uparrow} + n_{\lambda\downarrow})$, где индекс $\lambda = F$ для ферромагнетика и $\lambda = S$ для полупроводника, $n_{\lambda\uparrow}$ – плотность электронов со спином “вверх”, $n_{\lambda\downarrow}$ – плотность электронов со спином “вниз”. Для успешной инжекции спин-поляризованных электронов необходимы F, обладающие высокой спиновой поляризацией P_F собственных электронов проводимости, а инжекция этих электронов через интерфейс F/S, должна быть эффективной. В ферромагнитных металлах и сплавах поляризация электронов проводимости P_F создается внутренними взаимодействиями и может достигать величины десятков процентов, например, в Fe, $P_F = 42\%$ [2], а в полуметаллических ферромагнетиках P_F может быть близкой к 100 % [3]. Однако инжекция спин-поляризованных электронов через контакт F и S имеет ряд особенностей. Ферромагнитные контакты в устройстве должны быть однородно намагничены и не содержать доменов с различными направле-

ниями намагниченности, поскольку инжекция спин-поляризованных электронов из такого электрода может привести к частичной и даже полной компенсации интегральной намагниченности электронного газа в S. В полуметаллических ферромагнетиках существенными деталями, способными сделать инжекцию неэффективной, являются структурные характеристики поверхностных слоев контакта, прилегающих к полупроводнику – контакт не должен иметь разупорядоченных, “мертвых” слоев, поскольку в этих слоях теряется поляризация [4]. Радикальное снижение эффективности спиновой инжекции происходит в “прозрачных”, не содержащих барьеров, контактах из-за большой разницы величин электропроводности ферромагнитного металла и полупроводника (*conductivity mismatch*) [5]. Чтобы увеличить эффективность инжекции между F и S, необходимо расположить тонкий слой диэлектрика – туннельный барьер или барьер Шоттки, сопротивление электрическому току которого много больше, чем сопротивление S и F [6]. Снижение эффективности инжекции может произойти, если слой диэлектрика между инжектором и S содержит дефекты в виде сквозных отверстий, так называемые “*pinhole*”. Вероятность возникновения “*pinhole*” больше в тех интерфейсах, в которых тонкий слой диэлектрика с толщиной a нанесен на поверхность пластины S со средней шероховатостью $\delta > a$ [7].

Нами в полупроводнике n -InSb была осуществлена электрическая инжекция спин-поляризованных электронов и было получено значение спиновой поляризации электронов $P_S = 2\%$ в устройстве

¹⁾e-mail: viglin@imp.uran.ru

со структурой латеральных спиновых клапанов Fe/MgO/InSb [8] и $P_S = 0.15\%$ для структуры CoFe/MgO/InSb [9]. Следует сказать, что в полупроводнике GaAs было достигнуто значение $P_S = 16\%$ в структуре Fe/Шоттки барьер/GaAs [10] и $P_S = 39\%$ в структуре (Ga, Mn)As/Esaki диод/GaAs [11]. В полупроводнике Si была осуществлена успешная инжекция поляризованных электронов через туннельный барьер на основе монослоя графена в структуре NiFe/Graphene/Si и достигнут $P_S \approx 40\%$ [12].

В данной работе мы продолжаем исследования латеральных спиновых устройств, приготовленных на основе полупроводниковых подложек n -InSb с целью получения более высоких значений величины P_S . Мы предположили, что низкие значения величины P_S вызваны дефектами туннельного барьера типа “*pinhole*”, которые возникают на шероховатых поверхностях. Начальная шероховатость подложек InSb составляла $\delta \approx 0.5$ нм, меньше чем толщина барьера $a = 1.8$ нм, однако, в процессе удаления оксидов с поверхности подложки ее шероховатость могла возрасти в десятки раз. Нами были подобраны режимы очистки поверхности пластин InSb, при которых оксиды удалялись с поверхности полностью, а шероховатость возрастала незначительно [7]. Мы изучали зависимость спиновой поляризации электронов P_S в InSb от плотности тока J , протекающего через инжектор, изготовленный из ферромагнитного сплава $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ и отделенного от S туннельным барьером из диэлектрика MgO толщиной $a = 1.8$ нм.

2. Методы эксперимента. Латеральные спиновые устройства изготавливались методом фотолитографии с применением позитивного фоторезиста ФП9120-1 и буферного проявителя УПФ-1Б. Магнетронное напыление слоев диэлектрика MgO, ферромагнитного сплава $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ и Ni/Cu/Ag контактных площадок производилось на высоковакуумной установке MPS-4000С6 и установке Quorum Q150T SE. MgO напылялся в атмосфере Ag высокочастотным магнетроном в отдельной камере, соединенной шлюзом с основной камерой установки MPS-4000С6. Мощность разряда 200 Вт, расстояние между подложкой и мишенью около 25 см. Толщина пленки задавалась по времени напыления при известной из предварительной калибровки скорости распыления. Предварительная калибровка скорости напыления проводилась прямым измерением толщин пленок, осажденных в течение разных интервалов времени с помощью профилометра ZygoLOT NewView 7300. Сплав $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ напылялся при мощности разряда 100 Вт в атмосфере Ag. Мишень располагалась

под углом около 25° к оси вращающейся подложки на расстоянии 30 см. Толщина слоя рассчитывалась по времени осаждения. Ni и Cu напылялись в установке Quorum в атмосфере Ag магнетроном, расположенным в 15 см от подложки при мощности разряда около 40 Вт, Ag напылялся из резистивного испарителя. Толщины слоев контролировались кварцевым толщиномером.

На рисунке 1а показана схема простейшего устройства для электрических инжекции и детектирования спин-поляризованных электронов.

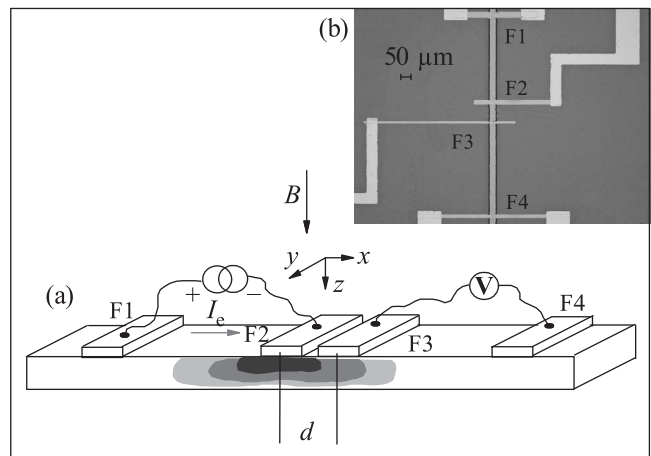


Рис. 1. (а) – Схема устройства для измерений электрических сигналов, обусловленных диффузией спин-поляризованных электронов. F1–F4 – ферромагнитные электроды, намагниченные вдоль оси y , расположенные на поверхности полупроводникового канала, в котором происходит спиновый транспорт. Ток I_e течет от F1 к F2, под электродом F2 условно затемнением с разной контрастностью показано облако поляризованных по спине электронов, степень поляризации которых по мере удаления от инжектирующего электрода убывает. Измерение нелокального напряжения производится между контактами F3 и F4. (б) – Фотография устройства с латеральными контактами. Вертикальная полоска – полупроводник InSb, наблюдаемый в окне размерами $50 \mu\text{м} \times 1.8 \text{мм}$, сделанном в слое фоторезиста толщиной 1 мкм. Канал из полупроводника пересекают четыре горизонтальных ферромагнитных контакта, отделенных от полупроводника слоем диэлектрика MgO толщиной $a = 1.8$ нм. Ширина контактов F1 и F2 – 36 мкм, F3 и F4 – 13 мкм. Толщина ферромагнитного $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ слоя – 60 нм и закрывающего слоя Ta – 80 нм

На рисунке 1б – фотография устройства с четырьмя рабочими $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ электродами шириной 36 мкм (F1, F2) и 13 мкм (F3, F4). Дистанция между F1, F2 и F3, F4 порядка 0.7 мм, дистанция d между F2 и F3 порядка 150 мкм. При изготовлении этого

устройства использовались технологии очистки поверхности S, не увеличивающие ее шероховатость. Исследовались другие устройства, включающие в себя контакты таких же размеров и контакты меньшей площади с шириной 4 и 6 мкм, и расстоянием между инжектором и детектором около 10 мкм, изготовленные по технологии, при которой шероховатость поверхности S при ее очистке от оксидов возрастала.

На рисунке 2 приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ), измеренные между контактами F3 и F4 для разных устройств: А – диэлектрический

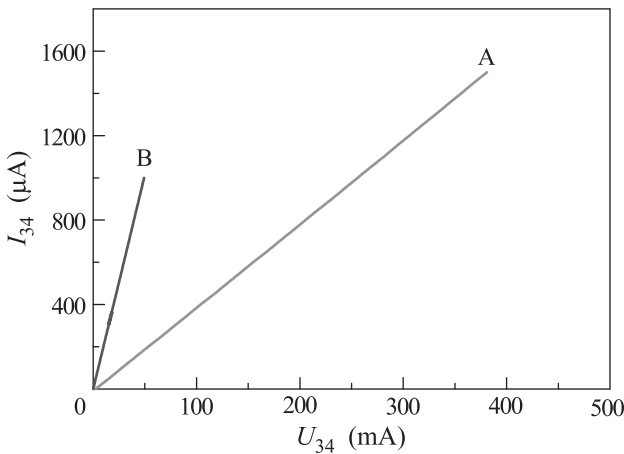


Рис. 2. (Цветной онлайн) Вольт-амперные характеристики, измеренные между контактами F3 и F4 для разных устройств: А – диэлектрический слой MgO толщиной $a = 1.8$ нм наносился на поверхность подложки из InSb со средней шероховатостью $\delta < 1.5$ нм; В – диэлектрический слой MgO наносился на поверхность подложки из InSb со средней шероховатостью $\delta > 7-10$ нм

слой MgO толщиной $a = 1.8$ нм наносился на поверхность подложки из InSb со средней шероховатостью $\delta < 1.5$ нм; В – диэлектрический слой MgO наносился на поверхность подложки из InSb со средней шероховатостью $\delta > 7-10$ нм. Видно, что ВАХ для обоих устройств линейные, что свидетельствует о наличии коротких замыканий F и S через сквозные отверстия в пленке диэлектрика в обоих устройствах. Однако сопротивление $R_A = 280$ Ом больше $R_B = 49$ Ом. Мы предполагаем, что плотность дефектов, уменьшающих сопротивление диэлектрического слоя в А существенно меньше, чем в В. Таким образом, мы имеем дело с “полупрозрачными” контактами, сопротивление которых больше, чем сопротивление “прозрачных” контактов, но меньше чем у контактов с полноценным туннельным барьером.

Величина спиновой поляризации электронов P_S в S рассчитывалась на основании измерений напряже-

ний, которые были получены при *электрическом* детектировании спин-поляризованных электронов. Метод детектирования основан на зависимости величины и знака контактной разности потенциалов S и ферромагнитного контакта-детектора от взаимной намагниченности этого контакта и электронного газа в S под контактом. Этот способ детектирования был предложен Джонсоном и Силсби в 1985 г. [13], однако развитие получил только в последнее время. Теория расчета контактных потенциалов, обусловленных спиновой поляризацией электронов и методы их измерения подробно изложены в работах [9, 14]. Особенность *электрического* детектирования спинового состояния электронов заключается в необходимости выделения слабого электрического сигнала, обусловленного локальной намагниченностью электронного газа, из более сильных сигналов, вызванных движением электронов полупроводника в электрическом поле вблизи намагниченных ферромагнитных контактов. Для снижения уровня этих сигналов используется метод, так называемых, не локальных измерений, при которых измерительная цепь детектора пространственно отделена от электрической цепи инжектора, создающей ток электронов в S.

Электроны, инжектируемые из контакта F2 в полупроводник (см. рис. 1), могут дрейфовать под действием электрического поля в направлении контакта F1, образующего вместе с инжектором цепь электрического тока, со скоростью $v_d = -\mu E$, где μ – подвижность электронов в полупроводнике, E – электрическое поле. Также эти электроны за счет диффузии могут смещаться во все стороны со скоростью диффузии $v_s = L_s/\tau_s$, где L_s – длина спиновой диффузии, τ_s – время спиновой релаксации. Контакт детектора F3 расположен вне цепи электрического тока на дистанции d от инжектора F2, соизмеримой с длиной L_s . Контактная разность потенциалов детектора F3 и полупроводника измеряется относительно контакта F4, удаленного от F2 на расстояние много большее L_s , так что спины электронов под ним находятся в равновесном состоянии. При такой конфигурации расположения контактов детектор чувствителен только к потенциалам, создаваемым намагниченными электронами, остальные сигналы в значительной мере подавлены.

Напряжение на детекторе для невырожденного полупроводника [9]:

$$V_D(d) = \pm \frac{1}{e} P_F P_S k_B T \exp\left(-\frac{d}{L_S}\right), \quad (1)$$

где P_F – поляризация электронов в ферромагнитном инжекторе, для инжектора, изготовленного из спла-

ва $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ величина $P_F = 0.224$ [9], P_S – поляризация электронов под инжектором F2, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, d – расстояние между детектором F3 и F2, e – заряд электрона.

Поляризация электронов в полупроводнике P_S создается током I , протекающим через инжектор, площадь которого A . Плотность этого тока $J = I/A$. Чтобы показать зависимость P_S от J в явном виде, введем еще один параметр – коэффициент поляризации тока $P_j = J_S/J$, где J_S – плотность спинового тока, протекающего через инжектор. Как показано в работе [9], зависимость P_S от J линейна для случая малых отклонений состояния электронной системы от равновесия:

$$P_S = P_j \tau_S J / neL_S, \quad (2)$$

где n – концентрация электронов в S.

Знак напряжения $V_D(d)$ зависит от взаимной намагниченности электронов в S под детектором и самого детектора. При параллельной намагниченности отрицательный знак, при антипараллельной – положительный. Это обстоятельство можно использовать при детектировании $V_D(d)$. Переключение направления намагниченности электронного газа создается перемагничиванием инжектора (или детектора) магнитным полем, лежащим в плоскости устройства. Заметим, что при переключении намагниченности контактов высока вероятность возникновения сигналов локального Холл-эффекта, которые могут быть значительно больше напряжений, создаваемых поляризованными электронами. Это вызывает трудности в интерпретации спин-индуцированных сигналов [15, 16].

Более достоверные результаты можно получить при регистрации спин-индуцированного сигнала, возникающего при эффекте Ханле, когда поперечным магнитным полем изменяют направление результирующей намагниченности поляризованных электронов, а направления намагниченности инжектора и детектора заданы заранее и не изменяются. Спины электронов, диффундирующих от инжектора к детектору, в поперечном магнитном поле B за время t поворачиваются на угол $\varphi = \Omega_L t$. Здесь $\Omega_L = g \cdot \mu_B \cdot B / \hbar$ – частота Лармора, g есть g -фактор электронов проводимости, μ_B – магнетон Бора, \hbar – постоянная Планка. В предположении того, что детектор чувствителен к проекции спина на направление намагниченности в нем, вклад в выходной сигнал от каждого электрона будет пропорционален $\cos(\varphi)$. Для подсчета в точке детектирования вклада от всех электронов необходимо провести интегрирование по всем временам диффузии. Выражение для

спин-индуцированного напряжения на детекторе для прецессирующих во время диффузии спинов может быть получено также при решении уравнения Блоха–Торри [9]:

$$V_D(B, d) = \pm \frac{1}{e} P_F P_S k_B T \exp\left(-\frac{d}{L_s} \alpha\right) \times \left[\frac{\alpha \cos\left(\frac{d}{L_s} \beta\right) - \beta \sin\left(\frac{d}{L_s} \beta\right)}{\alpha^2 + \beta^2} \right], \quad (3)$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{\sqrt{1 + (\Omega_L \tau_s)^2} + 1}}{\sqrt{2}}, \quad \beta = \frac{\sqrt{\sqrt{1 + (\Omega_L \tau_s)^2} - 1}}{\sqrt{2}}.$$

При проведении измерений существенное значение имеет однозначность магнитного состояния инжектирующего и детектирующего электродов. Необходимо, чтобы оба эти электрода оставались параллельно намагниченными после снижения намагничивающего поля до нуля, а магнитное состояние электродов было бы близким к однодоменному. Такое состояние легко достигается в узких электродах, что демонстрирует петля гистерезиса намагниченности, измеренная с помощью микроскопа, основанного на эффекте Керра (рис. 3). Небольшая асимметрия пет-

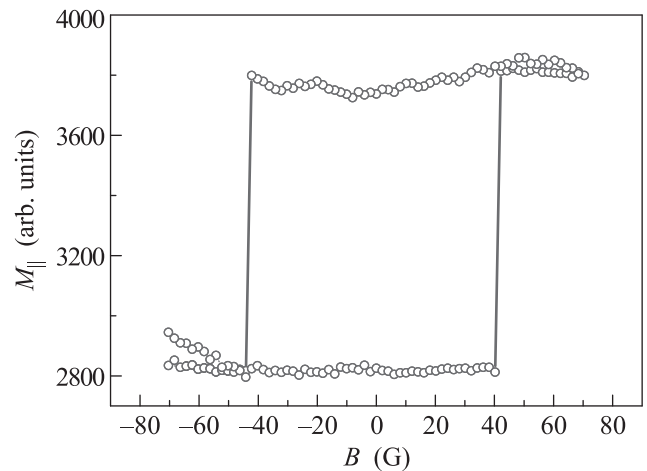


Рис. 3. (Цветной онлайн) Петля гистерезиса продольной намагниченности $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ контакта шириной 6 мкм, измеренная при комнатной температуре с помощью микроскопа, основанного на эффекте Керра

ли относительно нулевого поля связана с особенностями расчета величины магнитного поля программным обеспечением микроскопа. Следует сказать, что в устройствах с контактами большей ширины возможно нарушение однодоменного состояния в нулевом поле за счет появления дополнительных доменов на краях и углах микрополосок. Однако, площадь

поверхности контактов с доменами, намагниченными параллельно друг другу много больше площади поверхности с доменами с другим направлением. Поэтому можно пренебречь размагничиванием контактов на краях и предположить, что в нулевом поле контакты в наших устройствах намагничены параллельно.

Немаловажной характеристикой спиновых латеральных устройств является надежность электрических контактов, содержащихся в этих устройствах. При инъекции спин-поляризованных электронов в S необходимо, чтобы ток втекал в инжектирующий контакт перпендикулярно плоскости устройства (*the current is perpendicular to the plane* – так называемая геометрия CPP).

Для обеспечения такой геометрии измерений на полупроводниковую пластину наносился слой диэлектрика (фоторезиста) толщиной около 1 мкм, в котором методом фотолитографии создавалось окно шириной 50 мкм и длиной 1.8 мм. Ферромагнитные полоски, также созданные методами фотолитографии, пересекали окно под прямым углом. Таким образом, контакт ферромагнетика с полупроводником происходил внутри окна. При входе и выходе из окна ферромагнитные полосы претерпевают изгибы на высоту, равную толщине диэлектрика. Циклические охлаждения до $T = 77$ К и нагрев образца до комнатной температуры, которые происходят во время эксперимента, могут вызвать развитие дефектов в виде трещин и разрывов в области изгиба вследствие отличия коэффициентов теплового расширения металлического контакта и органического фоторезиста. Такого рода дефекты вызывают шумы и нестабильность параметров, измеряемых на этом контакте. При использовании такого контакта в качестве инжектора даже небольшой ток может вызвать локальный перегрев и термическое разрушение участка контакта в области дефекта (рис. 4). Для снижения вероятности возникновения трещин мы уменьшали высоту перегиба контактов в области их входа и выхода из окна за счет уменьшения толщины пленки фоторезиста на границе окна до 50–100 нм. Для этого на подложке из S методом ионного травления формировался столбик высотой около 1 мкм, длиной 1.8 мм и шириной 52 мкм, немного большей чем ширина окна. После чего на подложку наносился слой фоторезиста толщиной примерно 1.1 мкм, в котором над столбиком создавалось окно шириной 50 мкм и длиной 1.8 мм. Таким образом, границы окна, шириной порядка 1 мкм с каждой стороны, имели минимальную толщину фоторезиста, равную разнице высоты столбика и толщины фоторезиста.

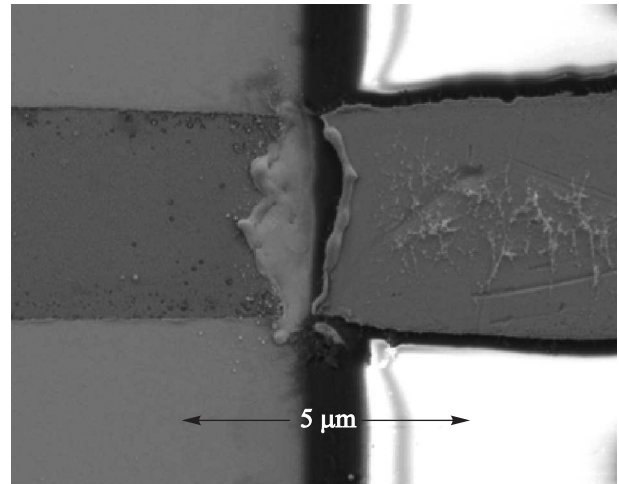


Рис. 4. Сделанное на сканирующем электронном микроскопе (SEM) изображение участка контакта, разрушившегося в результате протекания тока силой 10 мкА

3. Результаты и выводы. Мы измеряли напряжение на детекторе V_E в зависимости от величины магнитного поля B , направленного в условиях эффекта Ханле перпендикулярно плоскости контактов. В качестве детектора мог использоваться контакт F3, как показано на рис. 1. При этом ток I проходил через устройство между инжектором F2 (ширина 36 мкм) и контактом F1. Когда в качестве детектора использовался F2, ток I проходил через инжектор F3 (ширина 13 мкм) и контакт F4. Сначала контакты намагничивались до насыщения в поле, направленном вдоль оси y , после чего поле снижалось до 0, устройство в криостате поворачивалось на 90° , так что поле B было направлено вдоль оси z перпендикулярно плоскости устройства. Поперечное поле плавно изменялось в пределах ± 20 Гс. Поскольку магнитное поле B , прикладываемое в направлении оси z , много меньше поперечного поля анизотропии плоских ферромагнитных контактов (для $Co_{0.9}Fe_{0.1}$ оно ~ 1.5 Тл), влиянием этого поля на намагниченность контактов можно пренебречь. Детектором регистрировалась суперпозиция двух сигналов (рис. 5а), один из которых V_H – амплитудой от долей до единиц мкВ, интерпретировался нами как связанный со спиновым сигналом при параллельном намагничивании инжектора и детектора. Второй вклад, V_B – фоновый сигнал, амплитудой от единиц до десятков мкВ, имел линейную зависимость от тока и квадратичную от магнитного поля. Появление этого сигнала принято связывать с растеканием тока зарядов в S [10], а его зависимость от магнитного поля определяется полевой зависимостью сопротивления S . Этот сигнал (пунктирная линия на рис. 5а) аппроксими-

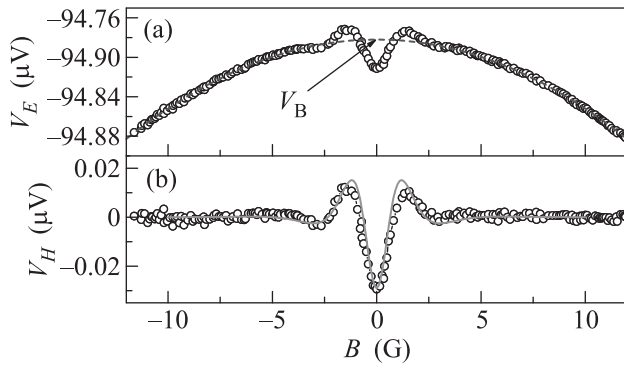


Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость напряжения V_E на детекторе F2 от магнитного поля B . Ширина инжектора F3 равна 13 мкм, $d = 158$ мкм – расстояние между центральными осями F2 и F3. Ток инжектора $I = -150$ мкА. Температура $T = 77$ К. Светлые кружки – напряжение V_E , пунктирная линия – полином второго порядка $V_B = -94.7 - 0.0007x^2$. x – безразмерная величина, численно равная B . (b) – Светлые кружки – напряжение спинового сигнала при эффекте Ханле $V_H = V_E - V_B$, сплошная линия – напряжение $V_D(B, d)$, рассчитанное с помощью выражения (3) для тех же d и I . Параметры L_S, τ_S, P_j были подгоночными. Рассчитанный с помощью выражения (2) $P_S = 0.16$

руется полиномом второго порядка. Спиновый сигнал при эффекте Ханле V_H изображен кружками на рис. 5b. Спиновый сигнал при эффекте Ханле представляет собой разность напряжений $V_H = V_E - V_B$. Видно, что график напряжения $V_D(B, d)$, рассчитанный с помощью выражения (3) (изображен на рис. 4b сплошной линией), хорошо описывает экспериментальные точки. Параметры L_S, τ_S, P_j были подгоночными. Наилучшее совпадение с экспериментом при $L_S = 25$ мкм и $\tau_S = 1.5$ нс. P_S рассчитывался с помощью выражения (2).

На рисунке 6 приведена величина коэффициента поляризации электронов P_S в S вблизи инжектора в зависимости от плотности тока зарядов, протекающего через инжектор, для двух однотипных латеральных спиновых устройств А и В. Светлыми кружками показана зависимость $P_S(J)$ для А устройства, в котором использовалась пластина InSb с концентрацией электронов $n = 1.2 \cdot 10^{14}$ см⁻³ и шероховатостью поверхности после очистки и удаления оксидной пленки $\delta < 1.5$ нм. Светлыми треугольниками показана зависимость $P_S(J)$ для В устройства, в котором применялся тот же полупроводник, но шероховатость подложки после удаления оксидной пленки с помощью сухого травления ионами Ag достигала $\delta > 7-10$ нм. Пунктирной линией показана величина поляризации электронов в ферромагнитном сплаве

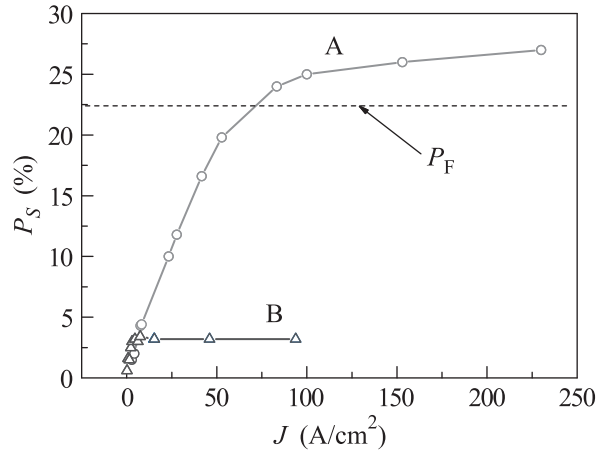


Рис. 6. (Цветной онлайн) Величина коэффициента поляризации электронов P_S в S вблизи инжектора в зависимости от плотности тока зарядов J , протекающего через инжектор для двух спиновых устройств, в которых использовалась пластина InSb с концентрацией электронов $n = 1.2 \cdot 10^{14}$ см⁻³. (a) – Устройство, в котором шероховатость подложки после очистки и удаления оксидной пленки, $\delta < 1.5$ нм. (b) – Устройство, в котором шероховатость подложки после удаления оксидной пленки с помощью сухого травления ионами Ag достигала $\delta > 7-10$ нм. Пунктирной линией показана величина поляризации электронов в ферромагнитном сплаве $\text{Co}_{0.875}\text{Fe}_{0.125}$ $P_F = 0.224$

$\text{Co}_{0.875}\text{Fe}_{0.125}$ $P_F = 0.224$ [9]. В наших устройствах мы использовали сплав $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ с близким составом и предполагаем, что значение P_F также имеет близкую величину. Видно, что для А устройства $P_S(J)$ растет линейно почти до 20% при $J = 50$ А/см², в соответствии с выражением (2). При $J > 50$ А/см² нарастание $P_S(J)$ становится нелинейным, затем наступает насыщение при достижении величины 25–27%. Такое поведение $P_S(J)$ объясняется тем, что линейный рост этой зависимости предсказывается теорией только для малых отклонений от равновесия в спиновой системе [9, 14]. При больших отклонениях от равновесия в спиновой системе эта зависимость становится нелинейной. В соответствии с теорией спиновой инжекции из F через туннельный барьер в немагнитный S поляризация P_S может достигать значений, близких к значению поляризации P_F в ферромагнетике [5, 14].

Таким образом, нами была продемонстрирована эффективная спиновая инжекция из ферромагнитного металла через диэлектрическую прослойку из MgO в полупроводник InSb и получена спиновая поляризация электронов $P_S = 0.25$, близкая к поляризации электронов $P_F = 0.224$ в ферромагнитном $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ инжекторе. Мы предполагаем, что эффек-

тивная спиновая инжекция обусловлена более высоким сопротивлением тонкого диэлектрического слоя, расположенного между F и S. В устройстве А за счет того, что пленка MgO наносилась на гладкую подложку, средняя шероховатость которой $\delta < a$, плотность точечных дефектов типа “*pinhole*” более низкая, чем в устройстве В. Диэлектрическая прослойка в устройстве В, нанесенная на поверхность полупроводниковой подложки с шероховатостью $\delta > a$, имела большую плотность дефектов, вследствие чего в этом устройстве низкие эффективность спиновой инжекции и величина P_S .

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема “Спин”, # АААА-А18-118020290104-2) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 19-02-00038).

1. N. A. Viglin, V. V. Ustinov, and V. V. Osipov, JETP Lett. **86**, 193 (2007).
2. 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).
3. M. I. Katsnelson, V. Yu. Irkhin, A. I. Lichtenstein, and R. A. de Groot, Rev. Mod. Phys. **80**, 315 (2008).
4. S. Picozzi, A. Continenza, and A. J. Freeman, Phys. Rev. B **69**, 094423 (2004).
5. G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, and B. J. van Wees, Phys. Rev. B **62**, R4790(R) (2000).
6. J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler, P. Stano, and I. Zutic, Acta Phys. Slov. **57**, 565 (2007).
7. N. A. Viglin, I. V. Gribov, V. M. Tselikhovskaya, and E. I. Patrakov, Semiconductors **53**, 264 (2019).
8. N. A. Viglin, V. V. Ustinov, V. M. Tselikhovskaya, and T. N. Pavlov, JETP Lett. **101**, 113 (2015).
9. N. A. Viglin, V. V. Ustinov, S. O. Demokritov, A. O. Shorikov, N. G. Bebenin, V. M. Tselikhovskaya, T. N. Pavlov, and E. I. Patrakov, Phys. Rev. B **96**, 235303 (2017).
10. X. Lou, C. Adelman, S. A. Crooker, E. S. Garlid, J. Zhang, S. M. Reddy, S. D. Flexner, C. J. Palmstrom, and P. A. Crowell, Nat. Phys. **3**, 197 (2007).
11. M. Ciorga, A. Einwanger, U. Wurstbauer, D. Schuh, W. Wegscheider, and D. Weiss, Phys. Rev. B **79**, 165321 (2009).
12. O. M. J. van't Erve, A. L. Friedman, E. Cobas, C. H. Li, J. T. Robinson, and B. T. Jonker, Nat. Nanotechnol. **7**, 737 (2012).
13. M. Johnson and R. H. Silsbee, Phys. Rev. Lett. **55**, 1790 (1985).
14. J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler, P. Stano, and I. Zutic, Acta Phys. Slov. **57**, 565 (2007).
15. F. G. Monzon, D. S. Patterson, and M. L. Roukes, J. Magn. Magn. Mater. **198**, 632 (1999).
16. H. X. Tang, F. G. Monzon, M. L. Roukes, F. J. Jedema, A. T. Filip, and B. J. van Wees, *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation, Series on Nanoscience and Technology*, ed. by D. D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth, Springer-Verlag, Berlin (2002), 311 p.