

# ВЗАИМОСВЯЗЬ НАМАГНИЧЕННОСТИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК СПЛАВОВ GaSb–MnSb

*О. В. Коплак<sup>a</sup>, А. А. Поляков<sup>b</sup>, А. Б. Давыдов<sup>b</sup>, Р. Б. Моргунов<sup>a,g</sup>,  
А. Д. Таланцев<sup>a</sup>, А. В. Кочура<sup>c</sup>, И. В. Федорченко<sup>d</sup>, О. А. Новодворский<sup>e</sup>,  
Л. С. Паршина<sup>e</sup>, О. Д. Храмова<sup>e</sup>, А. В. Шорохова<sup>e</sup>, Б. А. Аронзон<sup>b,f\*</sup>*

<sup>a</sup> *Институт проблем химической физики Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

<sup>b</sup> *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

<sup>c</sup> *Юго-Западный государственный университет  
305040, Курск, Россия*

<sup>d</sup> *Институт общей и неорганической химии Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

<sup>e</sup> *Институт проблем лазерных и информационных технологий Российской академии наук  
140700, Шатура, Московская обл., Россия*

<sup>f</sup> *НИЦ «Курчатовский институт»  
123182, Москва, Россия*

<sup>g</sup> *Московский государственный гуманитарный университет им. Шолохова  
109240, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 13 августа 2014 г.

Исследовано влияние концентрации носителей заряда на магнитные свойства сплавов GaSb–MnSb. Ферромагнетизм пленок GaSb–MnSb определяется присутствием гранул MnSb и проявляется как в магнитометрических измерениях, так и в наличии анизотропного магнитосопротивления и аномального эффекта Холла. Электропроводность осуществляется носителями заряда (дырками) в матрице GaSb. Намагниченность кластеров зависит от стехиометрии и концентрации ионов  $Mn^{2+}$  и  $Mn^{3+}$ , задаваемой условиями роста пленки. При высоких температурах роста преимущественно образуются ферромагнитные кластеры, содержащие ионы  $Mn^{2+}$ . При низких температурах роста образуется антиферромагнитная фаза, содержащая ионы  $Mn^{3+}$ .

DOI: 10.7868/S0044451015060117

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Многолетние попытки создания полупроводниковых ферромагнитных сред пока не привели к созданию материалов, отвечающих тем требованиям, которые выдвигает спинтроника для реализации ее потенциальных возможностей. Наиболее высокотемпературные разбавленные магнитные полупроводни-

ки основаны на полупроводниках состава  $A^{III}B^V$ , но и в них температура Кюри не достигает комнатной температуры [1–3]. Введение в полупроводники магнитных нанокластеров может привести к созданию материалов, обладающих полупроводниковыми свойствами наряду с высокой температурой ферромагнитного упорядочения [4–6]. Ферромагнитные кластеры в окружении полупроводниковой кристаллической матрицы представляют интерес, поскольку взаимосвязь между электрическими и магнитными свойствами в этих материалах может стать

\*E-mail: aronzon@mail.ru

основой для разработки квантово-логических [7] и магнито-логических устройств [8]. В работе [9] обнаружена зависимость магнитных свойств пленок GaMnSb от концентрации носителей заряда, измеренной при комнатной температуре. Осталось непонятным, является ли влияние концентрации носителей на магнетизм кластеров следствием условий приготовления пленок или возникает по другим причинам. Можно ожидать и обратного эффекта — влияния ферромагнетизма кластеров на спин-зависимое рассеяние дырок, которое может проявляться в виде дополнительной компоненты магнитосопротивления пленок [10].

Цель работы заключалась в исследовании причин корреляции между концентрацией носителей заряда в пленках и магнитными свойствами этих пленок и в установлении влияния температурных режимов роста пленок на их электрические и магнитные свойства. Исследована зависимость магнитных свойств от концентрации носителей заряда в серии тонких пленок GaSb (59 %)–MnSb (41 %), проанализировано влияние отжига на магнитные свойства образцов, обнаружены магнитосопротивление и аномальный эффект Холла, что говорит о взаимосвязи между намагниченностью кластеров и электрической проводимостью.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Пленки GaSb–MnSb, содержащие 41 мол. % MnSb и 59 мол. % GaSb, толщиной  $d = 80\text{--}130$  нм и площадью примерно  $0.1\text{--}1$  см<sup>2</sup>, были получены из системы GaSb–MnSb эвтектического состава методом импульсного лазерного осаждения (PLD) в условиях высокого вакуума ( $10^{-6}$  Торр) при температурах  $100\text{--}350$  °С. Мишень распылялась излучением второй гармоники ( $\lambda = 532$  нм) Nd<sup>3+</sup>-ИИЛ-лазера с модулированной добротностью. При напылении пленок GaSb–MnSb был применен сепаратор осаждаемых частиц по скорости [11, 12]. В качестве подложек использовался монокристаллический Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0001). Перед измерениями образцы очищались в кипящем, химически чистом изопропанол.

Структура и состав тонких пленок контролировались сканирующим зондовым микроскопом AIST-NT SmartSPM 1000 и сканирующим электронным микроскопом (СЭМ) JEOL 6610LV. Изображения АСМ, представленные на рис. 1, показывают, что в масштабе примерно 500 нм пленки являются гранулированными и имеют магнитные

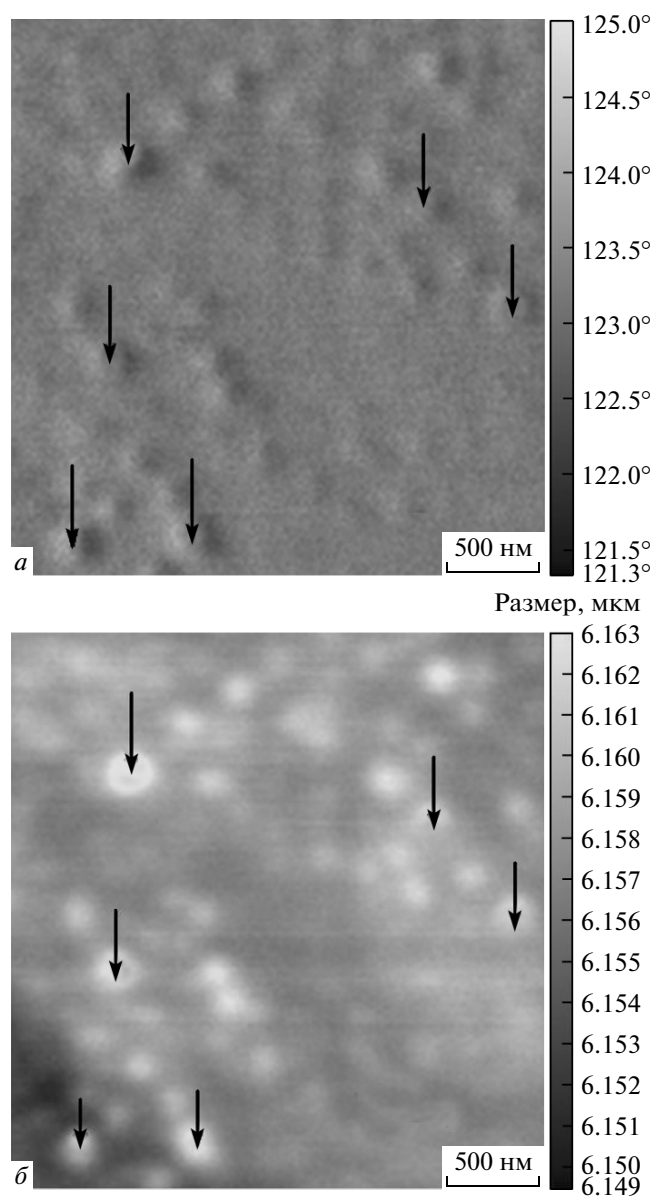


Рис. 1. Пленка А 14.02.13 толщиной 120 нм: *а* — изображение, полученное с помощью магнитного кантилевера, *б* — стандартное АСМ-изображение той же части пленки, что и на рис. *а*. Стрелками показано соответствие между изображениями кластеров, полученными двумя указанными методиками

нановключения размером около 150 нм (рис. 2). Шероховатость образцов не превышает 10 нм. Химический состав в приповерхностных слоях пленок был определен методом энергодисперсионной спектроскопии. Соответствующие данные для отожженного образца А 14.02.13 представлены на

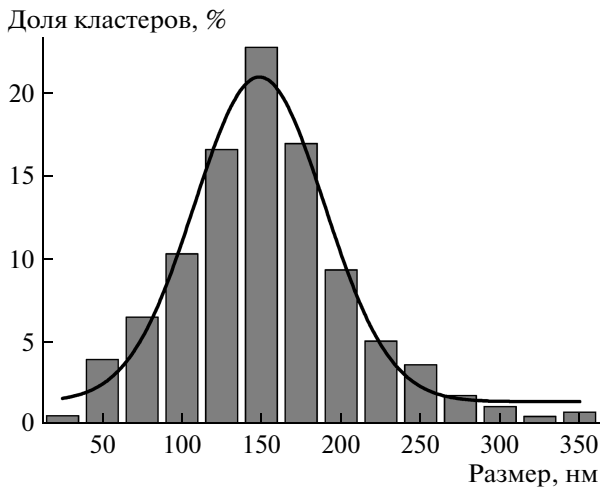


Рис. 2. Распределение магнитных кластеров по размерам (образец А 14.02.13). Сплошной линией показана аппроксимация данного распределения функцией Гаусса

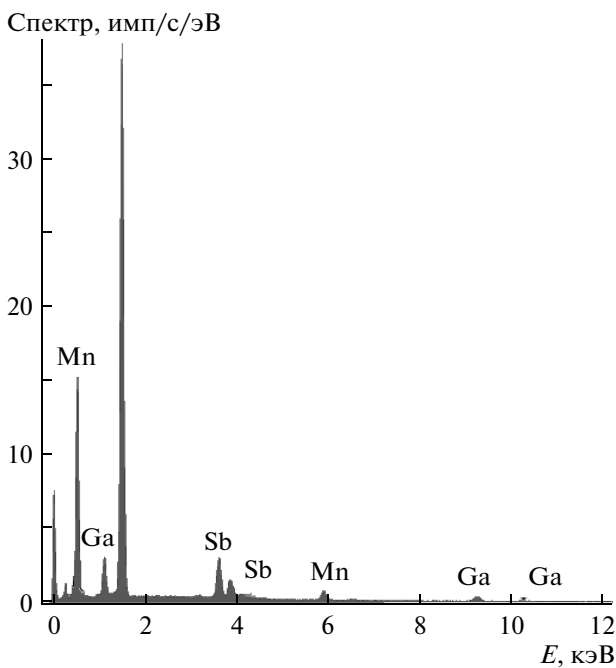


Рис. 3. Энергодисперсионный спектр пленки А 14.02.13

рис. 3. Мощность линий Ga, Sb и Mn примерно соответствовала химическому составу, определяемому другими методами (соответствующие результаты сведены в табл. 1).

Таблица 1. Элементный состав отожженного образца А 14.02.13

Элемент	Тип линии	Атом. %
Mn	K-серия	20.65
Ga	K-серия	31.96
Sb	L-серия	47.40
Сумма:		100.00

Намагниченность  $M$  в постоянном магнитном поле  $H$  была измерена с помощью магнитометра (MPMS 5XL Quantum Design). Измерения проводились при температурах от 2 до 350 К в магнитных полях до  $H = 50$  кЭ. Температурные зависимости  $M(T)$  были получены в диапазоне полей  $H$  от 5 до 1000 Э в двух режимах:

а) после охлаждения образца, начиная с 300 до 2 К, в нулевом магнитном поле (режим ZFC,  $H < 0.1$  кЭ),

б) после охлаждения образца в ненулевом магнитном поле (режим FC,  $H = 1$  кЭ).

Магнитопольные зависимости  $M(H)$  были построены в двух режимах:

а) в режиме слабого поля ( $H < 100$  Э) для точной оценки коэрцитивной силы,

б) в режиме сильного поля ( $H$  между 0.1 и 50 кЭ).

С целью создания условий для независимого управления магнитными свойствами ферромагнитных кластеров были исследованы пары отожженных и неотожженных образцов GaSb (59%)–MnSb (41%) с соответствующими магнитными моментами насыщения  $M_1$  и  $M_2$ . Температура отжига составила 623 К, длительность отжига — 30 мин. Основные электрофизические параметры образцов представлены в табл. 2.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Магнитные свойства пленок и влияние на них концентрации носителей заряда

Мы исследовали серию образцов, различающихся по толщине слоя и по температуре напыления. Электрофизические параметры этих пленок представлены в табл. 2. На рис. 4 приведены петли гистерезиса намагниченности образца А 14.02.13 при  $T = 300$  К до и после отжига. Магнитный момент

Таблица 2. Условия роста и электрофизические параметры пленок GaSb (59%)–MnSb (41%)

Номер	Температура напыления, °C	Температура отжига, °C	Толщина, нм	$\rho$ , Ом·см	$p$ , см <sup>-3</sup>	$\mu$ , см <sup>2</sup> /В·с
А 12.02.13 до отжига	200		130	$22.4 \cdot 10^{-4}$	$2.91 \cdot 10^{20}$	9.6
А 13.02.13 до отжига	300		80	$348 \cdot 10^{-4}$	$5.27 \cdot 10^{19}$	3.1
А 14.02.13 до отжига	300		120	$124 \cdot 10^{-4}$	$4.72 \cdot 10^{19}$	10.7
А 14.02.13 после отжига	300	350 (30 м)	120	$176 \cdot 10^{-4}$	$4.8 \cdot 10^{19}$	73.9
А 25.02.13 до отжига	100		120	$157 \cdot 10^{-4}$	$1.91 \cdot 10^{20}$	2.1
А 25.02.13 после отжига	100	350 (30 м)	120	$7 \cdot 10^{-4}$	$8.14 \cdot 10^{19}$	109.7
А 1.08.13 до отжига	200		135	$6.4 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{20}$	24.4
А 1.08.13 после отжига	200	350 (30 м)	135	$6.1 \cdot 10^{-4}$	$1.44 \cdot 10^{20}$	71
А 2.08.13 до отжига	350		140	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$2.03 \cdot 10^{20}$	1.2
А 2.08.13 после отжига	350	350 (30 м)	140	$32 \cdot 10^{-3}$	$5.28 \cdot 10^{19}$	3.7
А 27.08.13 до отжига	250		130	$13 \cdot 10^{-3}$	$1.26 \cdot 10^{20}$	3.7
А 27.08.13 после отжига	250	350 (30 м)	130	$156 \cdot 10^{-4}$	$5.95 \cdot 10^{19}$	6.7
А 2.09.13 до отжига	150		120	$33 \cdot 10^{-4}$	$1.035 \cdot 10^{20}$	18.3
А 2.09.13 после отжига	150	350 (30 м)	120	$8.2 \cdot 10^{-4}$	$6.64 \cdot 10^{19}$	114
А 15.11.13 до отжига	50		75	$9.20 \cdot 10^{-4}$	$10^{20}$	1.8
А 15.11.13 после отжига	50	350 (30 м)	75	$5.40 \cdot 10^{-4}$	$2.32 \cdot 10^{20}$	50
А 13.11.13 до отжига	100		120	$122 \cdot 10^{-4}$	$7.61 \cdot 10^{19}$	6.7
А 13.11.13 после отжига	100	350 (30 м)	120	$6 \cdot 10^{-4}$	$9.25 \cdot 10^{19}$	112

Примечание:  $\rho$  — удельное сопротивление,  $p$  — концентрация носителей,  $\mu$  — подвижность носителей

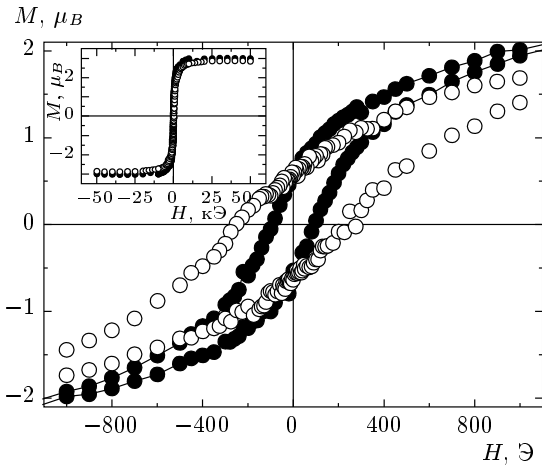


Рис. 4. Кривые магнитного гистерезиса отожженного (светлые символы) и неотожженного (темные символы) образца А 14.02.13 при  $T = 300$  К

пересчитан на один ион марганца. Намагниченность насыщения составляет  $M_{sat} \approx 3\mu_B$ , что свидетельствует о наличии ферромагнитного упорядочения внутри кластеров MnSb при комнатной температуре. Значение намагниченности насыщения заметно меньше, чем ожидаемое значение  $5\mu_B$ , характерное для спина  $s = 5/2$  ионов  $Mn^{2+}$  в чисто ферромагнитных кластерах. Этого следовало ожидать, поскольку по данным рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии кластеры содержат ионы двух типов  $Mn^{2+}$  и  $Mn^{3+}$  [9]. Отчасти это может быть связано с тем, что существенная доля атомов Mn входит в междоузельные позиции и, как известно, не дает вклад в ферромагнетизм [2, 3]. Другой возможной причиной уменьшенного эффективного магнитного момента является включение доли ионов  $Mn^{3+}$  в антиферромагнитные взаимодействия. Известно, что в объемных образцах сплава MnSb антиферромагнитные взаимодействия приводят к результирующему моменту  $3.6\mu_B$  [13], который является результатом конкуренции ферромагнитной части кластера, построенной из ионов  $Mn^{2+}$  и его антиферромагнитной части, включающей ионы  $Mn^{3+}$ . Ожидаемый (согласно [13]) результирующий эффективный магнитный момент  $3.6\mu_B$  близок к полученному нами значению  $3.7\mu_B$  при максимальных концентрациях дырок (рис. 5).

На рис. 5 показаны зависимости намагниченности насыщения от концентрации заряженных носителей  $p$  как при комнатной температуре, так и при температуре  $T = 2$  К. Как следует из данных, пред-

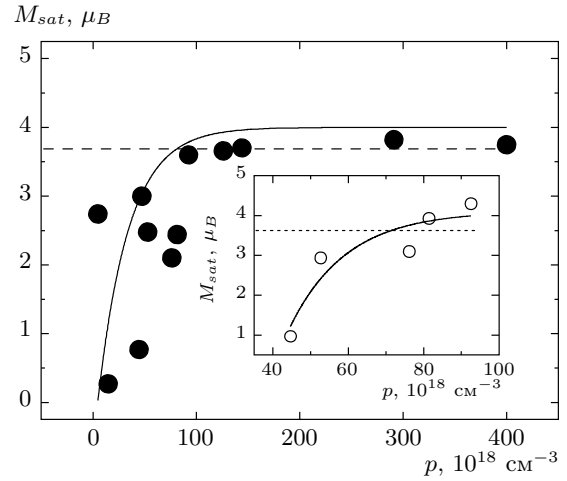
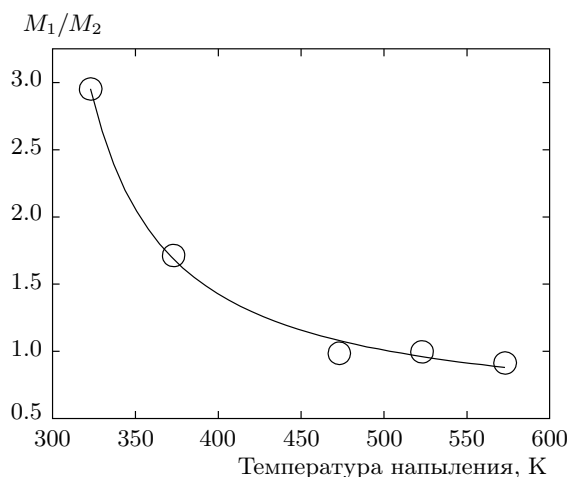


Рис. 5. Зависимость намагниченности насыщения  $M_{sat}$  от концентрации носителей заряда (дырок)  $p$  при  $T = 300$  К. На вставке приведена соответствующая зависимость, полученная при  $T = 2$  К. Горизонтальной пунктирной линией показано типичное значение эффективного магнитного момента в объемных образцах MnSb, согласно [13]

ставленных на этом рисунке, образцы с более высокой концентрацией дырок обладают более высокой намагниченностью. Обычно в разбавленных магнитных полупроводниках, таких как GaMnAs или GaMnSb, зависимость намагниченности от концентрации носителей заряда связывается с механизмами Зенера и РККУ, которые рассматриваются как главные факторы обменного взаимодействия между магнитными моментами [1]. Однако большие расстояния между гранулами  $R$ , превышающие 200 нм, и не соответствующая механизму РККУ зависимость намагниченности от концентрации носителей заряда (см. рис. 5) не позволяют предположить существенной роли этих механизмов. Интеграл обменного взаимодействия в случае механизма РККУ пропорционален  $R^{-3}$  и  $p^{4/3}$ . Как видно на рис. 5, величина намагниченности зависит от концентрации дырок  $p$  нелинейно, демонстрируя линейную зависимость при малых концентрациях дырок с последующим насыщением. Для аппроксимации этой зависимости был использован закон  $M_{sat}(p) \sim 3.6 \cdot (1 - (p - p_0)^\beta)$  с показателями  $\beta = 1/2$  при  $T = 300$  К и  $\beta = 2/3$  при  $T = 2$  К, где  $p_0 \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  — концентрация носителей заряда, соответствующая равновесной стехиометрии ионов Mn и Sb в кластерах MnSb. Далее обсуждаются причины нелинейности зависимости  $M_{sat}(p)$ .



**Рис. 6.** Зависимость отношения намагниченностей насыщения отожженного  $M_1$  и неотожженного  $M_2$  образцов от температуры напыления

### 3.2. Влияние стехиометрии кластеров MnSb и режимов роста пленок на их магнитные свойства

Важнейшим параметром, определяющим как концентрацию носителей заряда в пленке, так и стехиометрию кластеров в ней, является температура напыления образца. На рис. 6 приведена зависимость отношения намагниченностей образцов до и после отжига от температуры их напыления. Из рис. 6 видно, что с увеличением температуры напыления величина данного отношения уменьшается. При малых температурах напыления отжиг увеличивает намагниченность насыщения почти в два раза, в то время как при высоких температурах напыления отжиг практически не изменяет магнитных свойств образца. Данный эффект может быть связан с различием стехиометрии кластеров MnSb в образцах до отжига. Известно [13, 14], что максимальной намагниченностью насыщения (равной 3.6 магнетонов Бора) обладают кластеры  $MnSb_{1+\delta}$ , в которых ионов Mn не больше, чем ионов Sb. Отклонение от указанного соотношения в сторону преобладания ионов Mn ( $Mn_{1+x}Sb$ ) приводит к уменьшению намагниченности насыщения:  $M_{sat} = (3.57 - 5.5x)\mu_B$ . В таких кластерах марганец может быть в двух различных состояниях:  $Mn^{2+}$  и  $Mn^{3+}$ . Максимальная величина намагниченности насыщения достигается в том случае, когда все ионы марганца, входящие в состав кластеров MnSb, находятся в состоянии  $Mn^{2+}$ . При низких температурах роста соотношение концентраций ионов  $Mn^{3+}$  и  $Mn^{2+}$  оказывается далеким от

равновесного значения, в отличие от ситуации в пленках, изготовленных при высоких температурах. Увеличение концентрации носителей заряда при отжиге приводит к уменьшению доли ионов  $Mn^{3+}$  и возрастанию концентрации ионов  $Mn^{2+}$ . Последнее приводит к увеличению доли стехиометричных кластеров MnSb (температура отжига выше температуры напыления, следовательно, при отжиге процесс переформирования кластеров MnSb возможен) и, соответственно, к увеличению намагниченности насыщения пленки. Чем ниже была температура напыления, тем более неравновесна и нестехиометрична пленка и тем сильнее меняется намагниченность пленки при отжиге (рис. 6).

Если принять данную точку зрения, то становятся понятны и причины нелинейности зависимости  $M_{sat}(p)$ , описанной в разд. 3.1. Другая возможная причина нелинейности холловского сигнала в зависимости от концентрации дырок связана с наличием барьера Шоттки, окружающего гранулы MnSb. Барьер Шоттки мешает проникновению носителей заряда внутрь кластеров. Прозрачность этого барьера для туннелирования носителей заряда определяется его шириной, которая, в свою очередь, зависит от концентрации дырок. Подобный механизм рассматривался ранее в работе [5]. В условиях неполной прозрачности этого барьера в рамках данного механизма должна была бы наблюдаться линейная зависимость  $M_{sat}(p)$ . Например, линейная зависимость  $M_{sat}(p)$  была экспериментально обнаружена в случае контролируемого барьера Шоттки в пленках  $In_2O_3$ , легированных Mo (3–10 ат. %) [15]. Туннелирование носителей заряда в кластеры становится возможным, когда толщина барьера Шоттки, уменьшающаяся с ростом концентрации дырок, становится сравнимой с длиной проникновения дырок под барьером. По оценкам [16], данное условие выполняется при концентрации дырок  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Как раз при данной концентрации экспериментальная зависимость  $M_{sat}(p)$  насыщается (рис. 5). Это объясняется тем, что туннелирующие носители заряда полностью восстанавливают ионы  $Mn^{3+}$  до состояния  $Mn^{2+}$ , для которого характерно ферромагнитное состояние кластеров [16]. После насыщения этого процесса при  $p = 10^{20} \text{ см}^{-3}$  дальнейшее изменение стехиометрии кластеров и их магнитных свойств становится невозможным, что приводит к насыщению зависимости  $M_{sat}(p)$ .

### 3.3. Магнитосопротивление пленок

Описанные выше результаты согласуются с результатами исследования магнитосопротивления

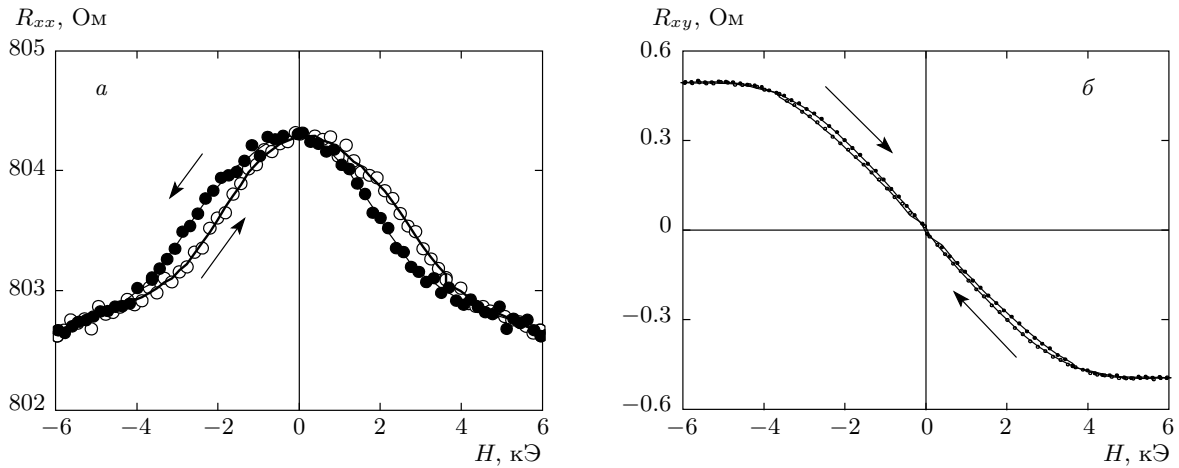


Рис. 7. Магнитосопротивление образца А 14.02.13 при  $T = 300$  К (а), сопротивление Холла (б). Стрелками показаны направления развертки магнитного поля

$R_{xx}(H)$  и холловского сопротивления  $R_{xy}(H)$  при комнатной температуре. Соответствующие кривые для образца А 14.02.13 представлены на рис. 7. Магнитосопротивление зависит от направления развертки магнитного поля, образуя петлю гистерезиса, похожую на типичную зависимость анизотропного магнитосопротивления [17]. Зависимость  $R_{xy}(H)$  — нелинейная, что характерно для аномального эффекта Холла. Нужно отметить, что поля, при которых  $R_{xy}(H)$  начинает искривляться, соответствуют результатам магнитометрии, согласно которым поле намагниченности насыщения ферромагнитных кластеров составляет примерно 3–4 кЭ. Однако ширина петли гистерезиса  $R_{xy}(H)$  значительно меньше ширины магнитного гистерезиса, показанного на рис. 8. Как показано на рис. 8, магнитный гистерезис существует и при ориентации магнитного поля перпендикулярно пленке. Так, при комнатной температуре в ориентации образца перпендикулярно внешнему магнитному полю коэрцитивная сила равна  $H_{\perp} = 350$  Э, в параллельной ориентации образца  $H_{\parallel} = 250$  Э. Таким образом, ширина петли магнитного гистерезиса как в перпендикулярно, так и в параллельно приложенном магнитном поле на порядок превышает ширину петли гистерезиса аномального эффекта Холла.

Одной из возможных причин расхождений ширины гистерезиса в магнитных и магнито-гальванических измерениях может быть сопоставимость по порядку величины нормального и аномального эффектов Холла. В общем случае удельное сопротивление записывается в виде суммы двух компонент (нормальной и аномальной):

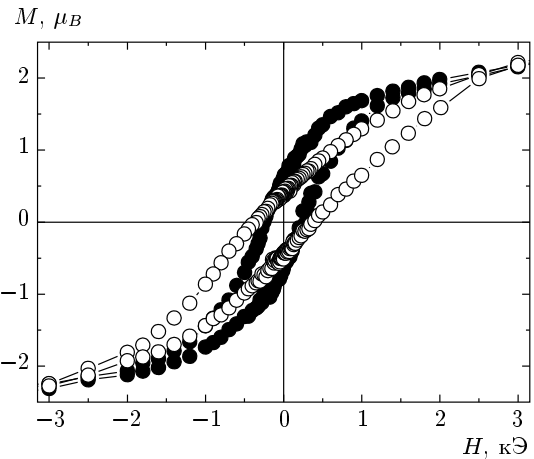


Рис. 8. Намагниченность образца А 14.02.13 в двух ориентациях поля при температуре 300 К. Темные символы соответствуют ориентации поля в плоскости образца, светлые — перпендикулярно плоскости образца

$$\rho(H) = R_0 H + 4\pi M R_s$$

( $R_0$  и  $R_s$  — соответствующие константы в нормальном и аномальном эффектах Холла). В процессе измерений внешнее магнитное поле  $H$  направлено встречно по отношению к остаточному магнитному моменту кластеров  $M$ . Таким образом, эти две компоненты магнитосопротивления вычитаются, и эффективное магнитное поле, при котором наблюдается нулевое значение магнитосопротивления, оказывается меньше, чем в опытах по измерению коэрцитивной силы в магнитометре.

Не исключено, что еще одной причиной различия в ширине петель гистерезиса магнитного момента и магнитосопротивления может быть то обстоятельство, что спин-зависимое рассеяние носителей заряда происходит, как правило, на небольших кластерах, состоящих из нескольких десятков атомов [18–21]. Это связано с тем, что спин-зависимое рассеяние носителей связано с перекрытием волновых функций намагниченного кластера и носителя заряда. В крупных макроскопических кластерах волновые функции сильно локализованы и не способны давать вклад в спин-зависимое рассеяние.

Таким образом, основной вклад в намагниченность дают не маленькие, а крупные кластеры со средним размером до 150 нм. Поскольку поле анизотропии и критическое поле перемагничивания крупных кластеров прямо пропорциональны их размеру, они определяют ширину петли гистерезиса намагниченности, а мелкие кластеры — ширину петли гистерезиса магнитосопротивления.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены исследования магнитных и гальваномагнитных свойств тонких пленок полупроводниковых сплавов GaSb (59 %)–MnSb (41 %). В этих сплавах обнаружен ферромагнетизм при комнатной температуре, проявляющийся в магнитном гистерезисе, анизотропном магнитосопротивлении и аномальном эффекте Холла. При этом полупроводниковые свойства этих материалов заметно лучше, чем соответствующие характеристики широко исследуемых объемных разбавленных магнитных полупроводников, в частности, подвижность носителей заряда, дырок, превышает  $100 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , что более чем на порядок выше ее значения в объемном GaMnAs.

Обнаружено, что нелинейная зависимость намагниченности от концентрации носителей заряда может быть связана с двумя причинами. Первая из них заключается в изменении степени ионизации ионов Mn при проникновении носителей заряда в кластеры и приближении стехиометрического состава кластеров к равновесному значению. Это подтверждается экспериментами, в которых отжиг приводит к снятию неравновесности и восстановлению стехиометрии кластеров с одновременным ростом намагниченности насыщения до значения, ожидаемого для стехиометричных кластеров. Вторая причина связана с наличием барьера Шоттки, окружающего гранулы MnSb и препятствующего

этого взаимодействию носителей заряда (дырок) с магнитными моментами этих гранул. При увеличении концентрации дырок ширина барьера Шоттки уменьшается и сравнивается с длиной подбарьерного туннелирования дырок. При этом открывается возможность взаимодействия магнитных моментов гранул и дырок, приводящая к их поляризации и появлению аномального эффекта Холла.

Работа О. В. Коплака, А. Б. Давыдова, Р. Б. Моргунова, А. Д. Таланцева, А. В. Кочуры, И. В. Федорченко, О. А. Новодворского, А. В. Шороховой выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 14-02-0586, 13-07-12027, 14-07-00688, 14-0703605, 13-07-00838); работа А. Б. Давыдова — при частичной финансовой поддержке МОН 14.613.21.0019; Б. А. Аронзон благодарен ресурсному центру НИЦ «Курчатовский институт» за помощь в эксперименте.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. T. Dietl and H. Ohno, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 187 (2014).
2. T. Jungwirth, Jairo Sinova, J. Mašek, J. Kučera, and A. H. MacDonald, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 809 (2006).
3. T. Dietl, *Lecture Notes on Semiconductor Spintronics*, Springer, Berlin (2007).
4. A. V. Kochura, B. A. Aronzon, K. G. Lisunov, A. V. Lashkul, A. A. Sidorenko, R. De Renzi, S. F. Marenkin, M. Alam, A. P. Kuzmenko, and E. Lahderanta, *J. Appl. Phys.* **113**, 083905 (2013).
5. В. В. Рьльков, Б. А. Аронзон, К. И. Маслаков, Ю. А. Данилов, В. П. Лесников, В. В. Подольский, Ю. Н. Дроздов, *ЖЭТФ* **127**, 838 (2005).
6. Е. С. Демидов, В. В. Подольский, В. П. Лесников, М. В. Сапожников, Д. М. Дружнов, С. Н. Гусев, Б. А. Грибков, Д. О. Филатов, Ю. С. Степанова, С. А. Левчук, *ЖЭТФ* **133**, 132 (2008).
7. D. A. Allwood, X. Gang, and R. P. Cowburn, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2848 (2004).
8. J. Tejada, E. M. Chudnovsky, E. del Barco, J. M. Hernandez, and T. P. Spiller, *Nanotechnology* **12**, 181 (2001).
9. А. Д. Таланцев, О. В. Коплак, Р. Б. Моргунов, *ФТТ* **57**, 317 (2015).
10. А. И. Дмитриев, Р. Б. Моргунов, С. В. Зайцев, *ЖЭТФ* **139**, 367 (2011).



11. S. F. Marenkin, O. A. Novodvorskiy, A. V. Shorohova, A. B. Davydov, B. A. Aronzon, A. V. Kochura, I. V. Fedorchenko, O. D. Khramova, and A. V. Timofeev, *Inorg. Mater.* **50**, 897 (2014).
12. A. A. Lotin, O. A. Novodvorsky, L. S. Parshina, E. V. Khaydukov, D. A. Zuev, O. D. Khramova, and V. Ya. Panchenko, *Appl. Phys. B* **104**, 565 (2011).
13. R. Coehoorn, C. Haas, and R. A. Groot, *Phys. Rev. B* **31**, 1980 (1985).
14. V. M. Novotortsev, A. V. Kochura, S. F. Marenkin, I. V. Fedorchenko, S. V. Drogunov, A. Lashkul, and E. Lahderanta, *Russ. J. Inorg. Chem.* **56**, 1951 (2011).
15. C. Park, C. You, K. Jeon, and S. Shin, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 222409 (2012).
16. S. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed. Wiley, New York (1981).
17. Hari Singh Nalwa, *Handbook of Thin Film Materials: Nanomaterials and Magnetic Thin Films*, Academic Press (2002), Vol. 5, p. 514.
18. R. P. Khosla and J. R. Fisher, *Phys. Rev. B* **2**, 4084 (1970).
19. B. I. Shklovskii and B. Z. Spivak, in *Hopping Transport in Solids*, ed. by M. Pollak and B. Shklovskii, Elsevier, Amsterdam (1991), p. 271.
20. M. M. Parish and P. B. Littlewood, *Nature* **426**, 162 (2003).
21. H. Roth, W. D. Straub, W. Bernard, and J. E. Mulhern, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 328 (1963).