

ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ ПЛЕНОК GaMnSb ТЕРМООБРАБОТКОЙ

А. И. Дмитриев^{a,b*}, А. В. Кочура^c, А. П. Кузьменко^c,
Л. С. Паршина^d, О. А. Новодворский^d, О. Д. Храмова^d,
Е. П. Кочура^c, А. Л. Васильев^e, Б. А. Аронзон^{e,f**}

^a Институт проблем химической физики Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

^b Российский университет транспорта
127994, Москва, Россия

^c Юго-Западный государственный университет
305040, Курск, Россия

^d Институт проблем лазерных и информационных технологий Российской академии наук,
филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН
140700, Шатура, Московская обл., Россия

^e Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

^f Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 апреля 2018 г.

Определены условия и механизмы контролируемого изменения магнитной анизотропии посредством термообработки пленок GaMnSb, содержащих магнитные нановключения MnSb. С помощью СКВИД-магнитометра измерены температурные и полевые зависимости магнитного момента двух групп образцов — до и после отжига. Установлено, что термообработка пленок GaMnSb приводит к заметному увеличению характеристик, определяющихся магнитной анизотропией: температуры блокировки от 95 К до 390 К и поля магнитной анизотропии от 330 Э до 630 Э. Данные просвечивающей электронной микроскопии указывают на то, что изменение магнитной анизотропии пленок GaMnSb в результате термообработки может быть обусловлено переходом кристаллической структуры магнитных нановключений MnSb из гексагональной (пространственная группа $P6_3/mmc$) в кубическую (пространственная группа $F-43m$).

DOI: 10.1134/S0044451018090000

1. ВВЕДЕНИЕ

Одно из новых направлений спинтроники связано с созданием так называемых спиновых источников электродвижущей силы (ЭДС) или «спиновых батареек» [1]. В качестве рабочей среды спиновых аккумуляторов предлагается использовать тонкие пленки разбавленных магнитных полупроводников (РМП) $(A^{III},Mn)B^V$,

таких как GaMnAs или GaMnSb, содержащих нановключения магнитной фазы соответственно MnAs или MnSb. ЭДС в рассматриваемых наногетероструктурах может быть индуцирована спонтанным перемагничиванием таких включений в статическом магнитном поле [1]. До недавнего времени считалось, что двухфазные системы полупроводник–ферромагнетик $A^{III}B^V$ – MnB^V , в отличие от РМП $(A^{III},Mn)B^V$, менее перспективны для использования в устройствах спиновой электроники. Так, магнитные нановключения, являясь 3D-дефектом, в большинстве случаев за счет появления дополнительных источников рас-

* E-mail: aid@icp.ac.ru

** E-mail: aronzon@mail.ru

сеяния заряда ухудшали транспортные свойства электронной подсистемы. Само формирование включений MnB^{V} приводило к обеднению подсистемы диспергированных ионов Mn и, как следствие, к понижению величины косвенного обмена, поддерживающего спин-поляризованное состояние, а значит, и температуры Кюри РМП-матрицы. Кроме того, присутствие дополнительной магнитной фазы MnAs или MnSb в виде ферромагнитных или суперпарамагнитных включений затрудняло исследование магнитных свойств наногетероструктур $(\text{A}^{\text{III}}, \text{Mn})\text{B}^{\text{V}}$. Недавно было обнаружено, что в тонких пленках $(\text{A}^{\text{III}}, \text{Mn})\text{B}^{\text{V}}$ поляризация дырок может быть чувствительна к намагниченности магнитных нановключений [2]. В отличие от образцов, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, где аномальный эффект Холла отрицательного знака наблюдался до температур 30 К [3–5], в образцах, выращенных методом импульсного лазерного осаждения, обнаружен положительный эффект Холла с гистерезисом вплоть до комнатных температур [2]. Аномальный эффект Холла является свидетельством спиновой поляризации носителей заряда, зависящей от намагниченности образцов. Ввиду того, что дальний магнитный порядок при комнатной температуре в образцах невозможен, авторы [2] интерпретировали наблюдаемый эффект как поляризацию носителей заряда, туннелирующих через барьер Шоттки MnSb–GaMnSb. При этом в работе [2] осталась без систематического экспериментального исследования ферромагнитная подсистема нановключений MnSb, которая и ответственна за спиновую поляризацию носителей. В работах [6, 7] во многом был восполнен обозначенный пробел: определены основные магнитные характеристики (коэрцитивная сила, температура блокировки, константа магнитной анизотропии и т. д.) пленок GaMnSb, подобных исследованным в настоящей работе, исследованы микроволновое магнитосопротивление и зависимость намагниченности от концентрации носителей заряда. В работе [8] изучено спонтанное перемагничивание нановключений MnSb, внедренных в тонкие пленки GaMnSb, что приблизило понимание механизмов возникновения ЭДС в «спиновых батарейках» [1]. Наконец, в работе [9] установлена взаимосвязь между спонтанным и вынужденным перемагничиванием тонких пленок GaMnSb, содержащих нановключения MnSb.

Целью настоящей работы является определение условий и механизмов контролируемого изменения магнитной анизотропии пленок GaMnSb посредством термообработки. Для этого в работе исследовано две

группы образцов — неотожженных и подвергнутых отжигу.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Пленки GaMnSb (41 мол. % MnSb и 59 мол. % GaSb) толщиной около 100 нм и площадью около 1 см^2 были получены из сплава GaSb–MnSb эвтектического состава методом импульсного лазерного осаждения в условиях высокого вакуума (10^{-6} Торр) при температуре 100°C . В качестве подложек использовался монокристаллический Al_2O_3 . После напыления часть образцов была подвергнута отжигу при температуре 350°C в течение 30 мин. Подробно методика изготовления и аттестации образцов описана ранее [6, 7, 10, 11]. С помощью магнитно-силовой микроскопии (сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ) SmartSPM-1000, AIST-NT Inc.) было установлено, что пленки содержат ферромагнитные включения MnSb (рис. 1) с температурой Кюри выше 410 К. Большинство таких включений имеет латеральные размеры в интервале 20–150 нм. Следует отметить, что в качестве зондов использовались кантилеверы с напыленным слоем магнитного сплава Co–Cr, что позволяло обнаруживать магнитные нановключения размером до 20 нм. Структура и состав пленок контролировались сканирующим и просвечивающим электронными микроскопами (ПЭМ). Для исследования образцов с помощью ПЭМ стандартными методами были приготовлены поперечные срезы структуры пленок GaMnSb. Для этого пленочные образцы были разрезаны алмазной пилой на полоски шириной около 1 мм и склеены лицевыми сторонами пленок эпоксидной смолой. После механического утоньшения до толщины 20–40 мкм с двух сторон образца в направлении параллельном поверхности следовало утоньшение Ar^+ в установке Gatan 691 PIPS (GATAN, США) при ускоряющем напряжении 5 кэВ до образования отверстия. Окончательная полировка осуществлялась ионами с понижением энергии до 0.1 кэВ. Исследование образцов проводилось в просвечивающем электронном микроскопе TITAN 80-300 (FEI, США) с корректором сферической аберрации зонда в режимах светлого и темного поля. В последнем случае при сканировании образца использовался высокоугловой темнопольный кольцевой детектор рассеянных электронов ВУТКДРЭ (high angle annular dark field (HAADF) detector). Использование такого детектора позволяет получать изображения с контрастом, зависящим от номера элемента, или Z -контрастом.

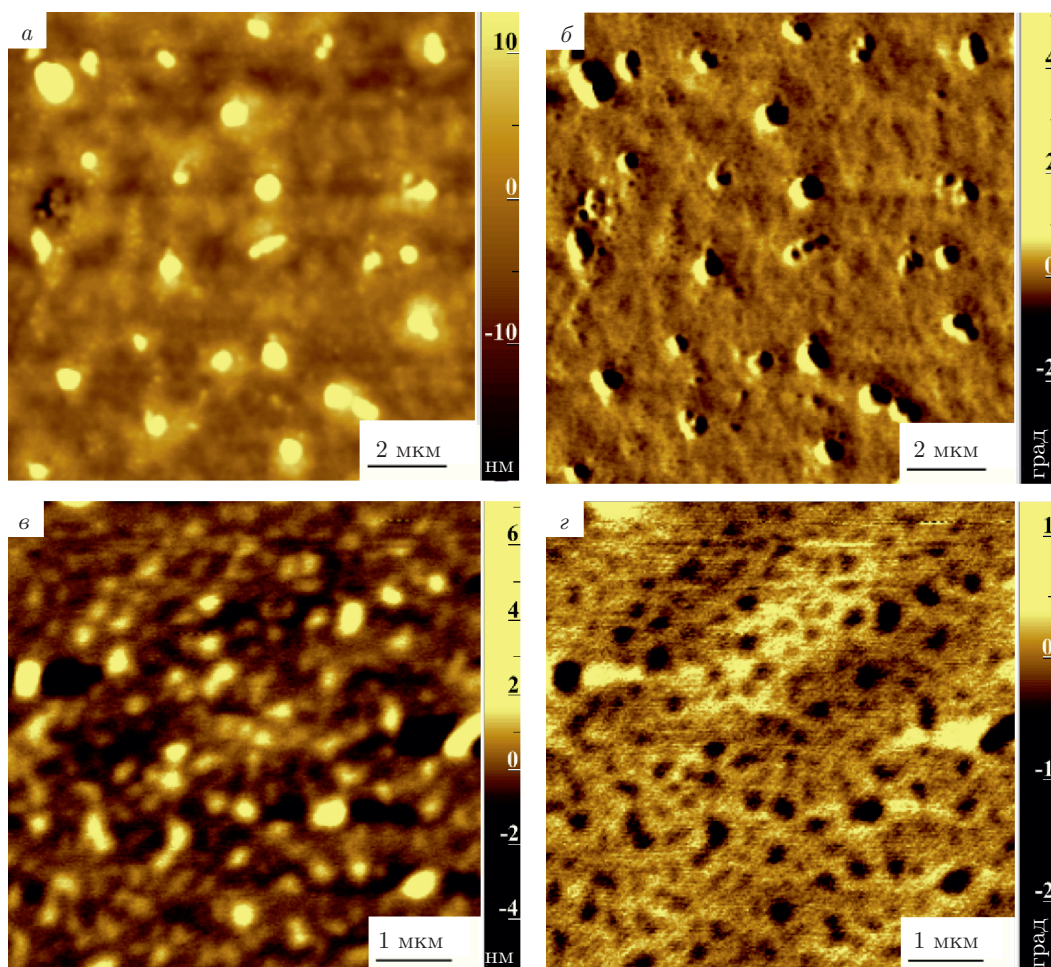


Рис. 1. Изображения двух участков поверхности неотожженной пленки GaMnSb, полученные с помощью СЗМ в режимах атомно-силовой (*a, в*) и магнитно-силовой (*б, г*) микроскопии при температурах 303 К (*a, б*) и 413 К (*в, г*)

Ускоряющее напряжение составляло 300 кВ. Обработка изображений была проведена с помощью программного обеспечения Digital Micrograph (Gatan, США). Расчетная электронограмма построена с помощью программы JEMS.

Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) исследуемых пленок были измерены при комнатной температуре с помощью комбинированной системы СЗМ с конфокальным флуоресцентным спектрометром и спектрометром КРС OmegaScore™ (AIST-NT Inc.) с длиной волны лазерного излучения 532 нм, мощностью 50 мВт и размером пятна сфокусированного света на поверхности образца около 500 нм. Спектральное разрешение прибора 0.8 см^{-1} .

С помощью СКВИД-магнитометра (MPMS 5XL Quantum Design) были выполнены измерения температурных зависимостей магнитного момента образ-

цов, охлажденных в нулевом магнитном поле и магнитном поле напряженностью 10 кЭ, а также петли магнитного гистерезиса в интервале температур $T = 2\text{--}390 \text{ К}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Спектры КРС пленок представлены на рис. 2. Положения максимумов на них для неотожженных и отожженных пленок близки. Наиболее интенсивными являются два пика: около 150 см^{-1} и 228 см^{-1} . Спектры КРС полупроводниковых материалов обычно содержат максимумы, соответствующие продольным (LO) и поперечным (TO) фононам. В зависимости от кристаллической ориентации поверхности пленки и геометрии проведения эксперимента некоторые из фононных мод могут не наблюдаться в спектрах КРС [12]. Для GaSb (точечная

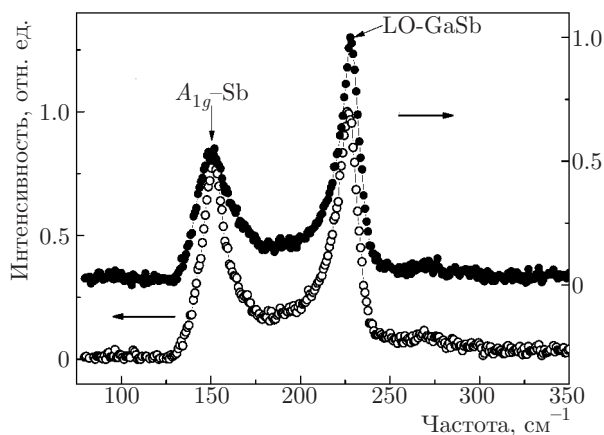


Рис. 2. Спектры КРС при комнатной температуре неотожженных (светлые символы) и отожженных (темные символы) пленок GaMnSb

группа симметрии T_d) LO- и TO-фононы активны вдоль кристаллографических направлений соответственно [001] и [110] [13], причем для нелегированных монокристаллов GaSb $\omega_{LO} = 236 \text{ см}^{-1}$, а $\omega_{TO} = 226 \text{ см}^{-1}$ [14]. Нарушение кристаллического упорядочения приводит к изменению интенсивности и уширению фоновых линий, а изменение концентрации примеси приводит к их смещению. Для *p*-GaSb повышение концентрации дырок сначала вызывает увеличение ω_{LO} (не более чем на 2 см^{-1}), а затем ω_{LO} уменьшается, стремясь к ω_{TO} [14]. При высоких концентрациях Mn (около 10 ат. % и выше) наблюдается уменьшение частоты ω_{LO} с увеличением содержания Mn [15], например, для $\text{Ga}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{Sb}$ имеем $\omega_{LO} = 234 \text{ см}^{-1}$ [16]. Кроме того, положение и форма пиков в спектрах КРС зависят от мощности возбуждающего излучения, которое может вызывать локальный нагрев исследуемого материала и, соответственно, сдвиг фоновых мод в сторону меньших энергий. Таким образом, наблюдаемый пик около 228 см^{-1} , скорее всего, является фоновой LO-модой.

Фоновая мода около 150 см^{-1} была обнаружена ранее в образцах GaSb. Она является акустической и проявляется благодаря наличию колебаний вдоль связей Sb–Sb. Такие колебания становятся возможными из-за формирования а) областей у поверхности с избыточно высоким содержанием атомов сурьмы, благодаря их обратной диффузии из объема [17], б) «капель» Sb с высокой степенью кристалличности при использовании неравновесных методов модификации поверхности [18]. Хорошо заметно (рис. 2), что относительная высота этого пика уменьшается после отжига, а его полуширина уве-

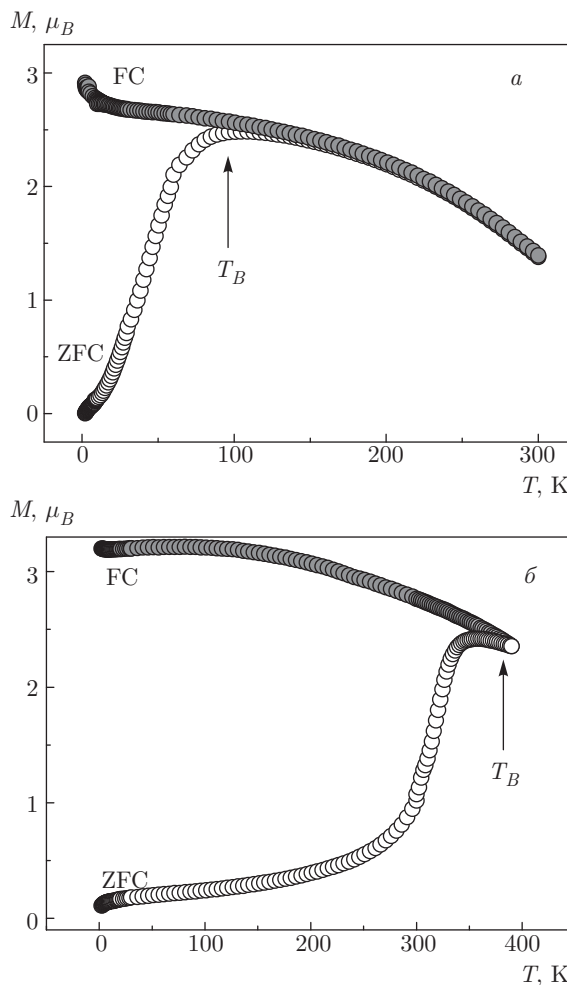


Рис. 3. Температурные зависимости магнитного момента неотожженных (а) и отожженных (б) пленок GaMnSb, охлажденных в нулевом магнитном поле — ZFC (светлые символы) и магнитном поле напряженностью 10 кЭ — FC (темные символы)

личивается, т. е. отжиг приводит к уменьшению концентрации атомов Sb, образующих связи Sb–Sb около поверхности пленки, и их дезориентации.

На рис. 3 приведены температурные зависимости магнитного момента $M(T)$ в магнитном поле 250 Э для неотожженных (рис. 3а) и отожженных (рис. 3б) образцов, охлажденных в нулевом магнитном поле (zero-field cooled, ZFC) и магнитном поле напряженностью 10 кЭ (field cooled, FC). Температура, при которой зависимости начинают расходиться, соответствует температуре блокировки T_B нановключений MnSb. Из рис. 3 следует, что температура блокировки в неотожженных образцах составляет $T_B = 95 \text{ К}$ (рис. 3а), отжиг образцов приводит к значительному возрастанию температуры блокировки до значения $T_B = 390 \text{ К}$ (рис. 3б). Температура блокировки опре-

деляется энергией магнитной анизотропии согласно выражению $T_B = KV/25k_B$ (здесь K — константа магнитной анизотропии, V — объем нановключений, k_B — постоянная Больцмана). Остается неясным, за счет какого фактора в результате термообработки происходит увеличение T_B более чем в четыре раза. С одной стороны, отжиг может привести к структурному фазовому переходу и, как следствие, к изменению K . С другой стороны, нельзя исключать увеличение среднего объема V нановключений, вызванное диффузионно-контролируемой агрегацией акцепторной примеси марганца в MnSb. Кроме того, система MnSb образует широкий ряд твердых растворов $Mn_{1+x}Sb$ и их магнитные свойства существенно зависят от состава. Так, температура Кюри $Mn_{1+x}Sb$ уменьшается от 580 К до 510 К [19], а константа магнитной анизотропии первого порядка изменяет свой знак [20] при увеличении x от нуля до 0.1. На возможное изменение состава включений и самой пленки в сторону стехиометрического указывают приведенные выше результаты исследования КРС, что, в свою очередь, также может приводить к изменению величины K . Подобным образом, например, объясняется увеличение эффективного магнитного момента пленок GaMnSb после отжига [6].

Для ответа на вопрос о причинах и механизмах, приводящих к изменению температуры блокировки, были проведены исследования, позволяющие независимыми методами определить значения K до и после отжига.

Были измерены петли магнитного гистерезиса при различных температурах неотожженных (рис. 4а) и отожженных (рис. 4б) образцов. Полученные гистерезисные кривые типичны для ферромагнетиков: наблюдается насыщение в магнитных полях около 500 Э, форма петель близка к прямоугольной, коэрцитивная сила H_C сильно зависит от температуры T . Зависимость $H_C(T)$ для обеих групп образцов показана на рис. 5. С повышением температуры коэрцитивная сила уменьшается в неотожженном образце от 330 Э при $T = 2$ К до нуля при $T = 100$ К, что согласуется с данными о температуре блокировки $T_B = 95$ К, полученными из температурной зависимости $M(T)$. В отожженном образце H_C с повышением температуры уменьшается от 600 Э при $T = 2$ К до 260 Э при $T = 300$ К. Даже при комнатной температуре коэрцитивная сила в этой группе образцов не обращается в нуль, так как температура блокировки, как следует из $M(T)$, заметно выше: $T_B = 390$ К. Ранее в статье [9] было показано, что зависимость $H_C(T)$ пленок GaMnSb описывается формулой Кнеллера [21]:

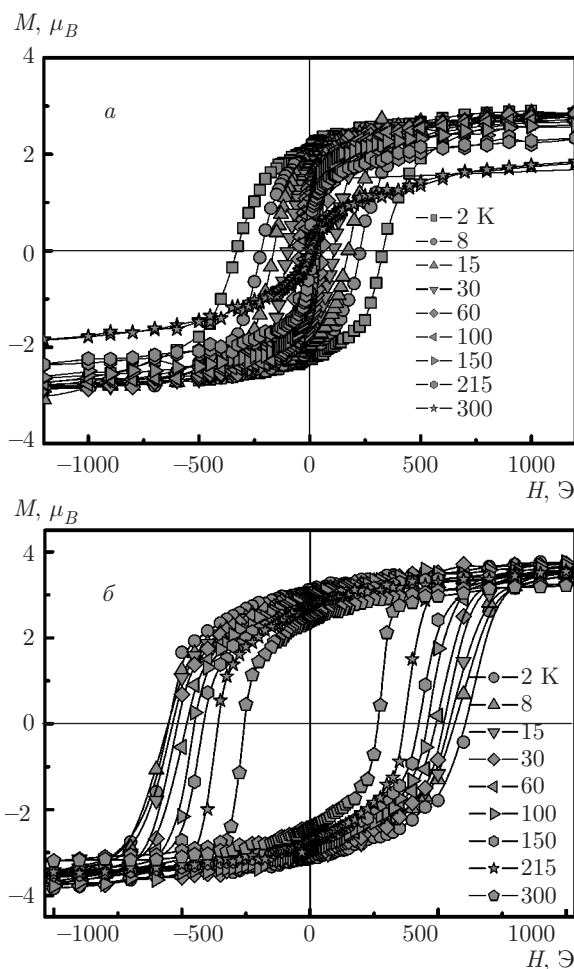


Рис. 4. Петли магнитного гистерезиса неотожженных (а) и отожженных (б) пленок GaMnSb при различных температурах

$$H_C = H_A \left(1 - \sqrt{\frac{T}{T_B}} \right), \quad (1)$$

где H_A — поле анизотропии (в некоторых статьях формулу (1) называют соотношением Нееля–Брауна). Формула Кнеллера справедлива для невзаимодействующих суперпарамагнитных наночастиц. На рис. 5 сплошными линиями показана аппроксимация зависимости $H_C(T)$ выражением (1). Для неотожженных образцов наблюдается расхождение поведения $H_C(T)$ с формулой (1). Среди возможных причин можно указать распределение наночастиц по размерам; диполь-дипольное взаимодействие между наночастицами; неупорядоченность поверхностных спинов, которые влияют на поверхностную анизотропию, и, следовательно, суммарную анизотропию наночастиц; разброс осей легкого намагничивания и т. д. Из аппроксимации зависимо-

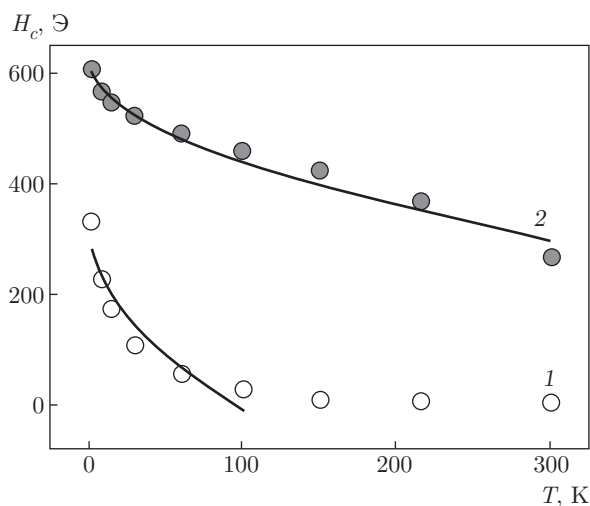


Рис. 5. Температурные зависимости коэрцитивной силы неотожженных (1) и отоженных (2) пленок GaMnSb. Сплошными линиями показаны аппроксимации

сти $H_C(T)$ были определены температура блокировки нановключений T_B и поле магнитной анизотропии H_A . Для неотожженного образца $T_B = 95 \pm 16$ К, $H_A = 330 \pm 30$ Э. Для отоженного образца $T_B = 430 \pm 40$ К, $H_A = 630 \pm 70$ Э. Таким образом, термообработка пленок GaMnSb приводит к заметному увеличению характеристик, определяющихся магнитной анизотропией. Физический смысл поля магнитной анизотропии состоит в том, что H_A является мерой энергии магнитной анизотропии, выраженной в единицах напряженности магнитного поля. Зная значения поля магнитной анизотропии и намагниченности насыщения M_S , определенное из зависимостей магнитного момента от напряженности магнитного поля $M(H)$ (рис. 4), можно оценить константу магнитной анизотропии согласно формуле $H_A = 2K/M_S$. При температуре $T = 300$ К в неотожженных образцах константа магнитной анизотропии $K = 0.9 \cdot 10^4$ эрг/см³, в отоженных образцах $K = 3.2 \cdot 10^4$ эрг/см³. Таким образом, термообработка пленок GaMnSb приводит к росту константы магнитной анизотропии K более чем в три раза. Отметим, что определенные здесь значения K при $T = 300$ К близки к значению $K = 1.3 \cdot 10^4$ эрг/см³, найденному ранее для монокристаллов MnSb с помощью ферромагнитного резонанса [22], и заметно ниже значения $K = 14 \cdot 10^4$ эрг/см³, найденному ранее в работе [6]. Завышенное значение, полученное в работе [6], вероятно, связано с тем, что для анализа ориентационной зависимости резонансного поля линии ферромагнитного резонанса использовались формулы Киттеля для сплошной намагничен-

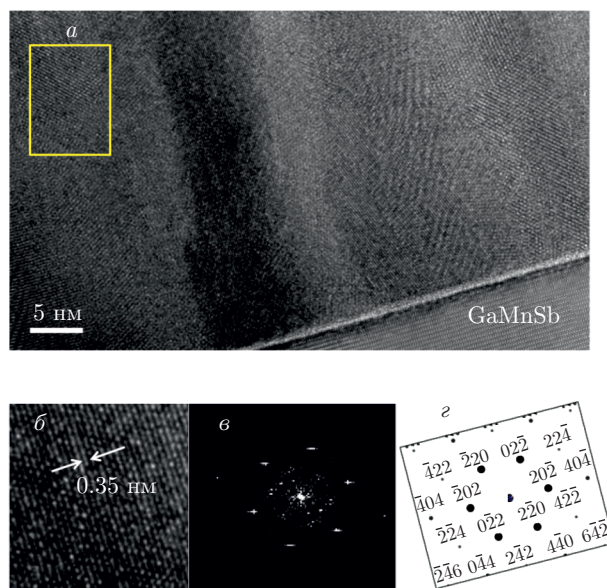


Рис. 6. (В цвете онлайн) Светлопольное ПЭМ-изображение высокого разрешения неотожженной пленки GaMnSb (а). Желтым цветом выделен увеличенный участок, показанный на рис. б. Двумерный спектр Фурье от этой области (в) и расчетная электронограмма (г)

ной тонкой пленки, что не совсем отвечает гранулированной структуре образцов GaMnSb с включениями MnSb даже с учетом диполь-дипольного взаимодействия между ними. Ниже обсуждаются причины увеличения значения K в результате термообработки с позиций структурного фазового перехода в нановключениях MnSb.

Анализ структуры неотожженных пленок GaMnSb был проведен по светлопольным ПЭМ-изображениям высокого разрешения (рис. 6а) с последующим преобразованием Фурье отдельных зерен пленки. В используемой базе данных (Find It) найдено только одно тройное соединение $Ga_{0.9}Mn_{0.1}Sb$ [23] с пространственной группой $F-43m$ и параметром элементарной ячейки $a = 0.610$ нм. Это соединение не подходит по стехиометрии, но тем не менее было проверено на совпадение со структурными характеристиками. Кроме того, в этой же базе данных и в ряде литературных источников проверены фазы MnSb и GaSb со стехиометрией близкой к 1:1. Как оказалось, кристаллическое соединение MnSb с такой стехиометрией — гексагональное с пространственной группой $P6_3/mmc$ [24] и параметрами элементарной ячейки $a = 0.413$ нм, $c = 0.578$ нм. Соединение GaSb может принимать несколько полиморфных модификаций. Первая из них — кубическая (пр. гр.

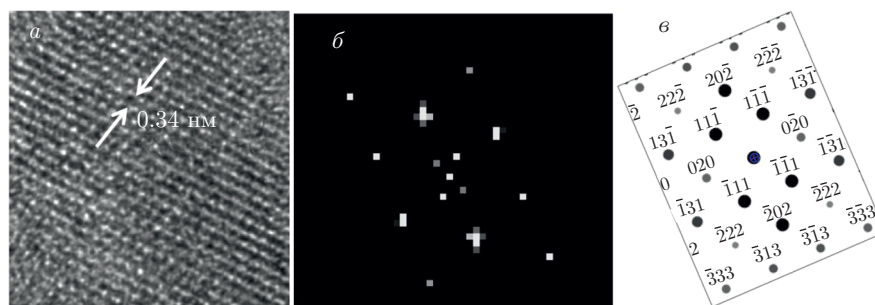


Рис. 7. Светлопольное ПЭМ-изображение высокого разрешения участка отожженной пленки GaMnSb (а). Двумерный спектр Фурье от этой области (б) и расчетная электронограмма кубического соединения GaMnSb в проекции [101] (в)

$F-43m$) с параметром решетки, близким к тройному соединению, $a = 0.6096$ нм, [25]. Кроме того, рассматривались еще два соединения, обнаруженные под давлением, — гексагональный GaSb (пр. гр. $P6_3/mmc$) с параметрами элементарной ячейки $a = 0.26981$ нм, $c = 0.24790$ нм [26], и тетрагональный GaSb с пространственной группой $I4_1/amd$, постоянными элементарной ячейки $a = 0.5348$ нм и $c = 0.2937$ нм [27]. На рис. 6а видны отдельные зерна пленки GaMnSb, на которых наблюдалась периодичность кристаллической решетки в двух направлениях и без картин Муара, они и выбирались для анализа структуры. От этого и подобного участков проводился анализ Фурье, и двумерные спектры Фурье сравнивались с расчетными картинками электронной дифракции для описанных выше фаз. Пример такого сравнения представлен на рис. 6в,г. Таким образом, большая часть спектров в неотожженном образце совпала с картинками электронной дифракции для гексагонального соединения с пространственной группой $P6_3/mmc$.

Для анализа кристаллической структуры отожженных пленок GaMnSb так же, как и в предыдущем случае, использовалось преобразование Фурье участков изображений с высоким разрешением (рис. 7а). Было проанализировано около десяти участков, пример приведен на рис. 7. В результате все исследованные участки однозначно указали на то, что структура пленки кубическая и соответствует структурному типу кристаллической решетки соединения GaSb (пр. гр. $F-43m$). Более того, на изображениях отчетливо видны двойники и дефекты упаковки, характерные для кубической структуры GaSb.

Таким образом, данные просвечивающей электронной микроскопии указывают на то, что изменение магнитной анизотропии пленок GaMnSb в результате термообработки может быть обусловлено

переходом кристаллической структуры магнитных нановключений MnSb из гексагональной (пр. гр. $P6_3/mmc$) в кубическую (пр. гр. $F-43m$). К сожалению, однозначно определить возможный рост или падение напряжений кристаллической решетки в гранулах, возникающие в результате фазового перехода, методами электронной микроскопии не представляется возможным из-за поликристаллического характера пленок. Прилегающие гранулы сопрягаются различными гранями, ориентационные соотношения между гранулами значительно различаются, причем границы раздела не плоские. Все это создает возможности снятия напряжений в виде дислокаций несоответствия различного типа или возникновения атомарных ступеней, также уменьшающих напряжение кристаллических решеток.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены исследования условий и механизмов контролируемого увеличения магнитной анизотропии посредством термообработки пленок GaMnSb, содержащих магнитные нановключения MnSb. Выполнены измерения температурных и полевых зависимостей магнитного момента двух групп образцов — неотожженных и подвергнутых отжигу. Температурные зависимости магнитного момента измерены в двух режимах — при охлаждении образца в нулевом магнитном поле и магнитном поле напряженностью 10 кЭ. Анализ полученных кривых позволил определить температуру блокировки нановключений MnSb пленок обеих групп. Полевые зависимости магнитного момента измерены в виде петель магнитного гистерезиса при различных температурах, что позволило построить температурную зависимость коэрцитивной силы нановключений MnSb пленок обеих групп. Показано, что тем-

пературная зависимость коэрцитивной силы описывается законом Кнеллера (Нееля – Брауна). Соответствующая аппроксимация позволила определить температуру блокировки и поле магнитной анизотропии нановключений MnSb пленок обеих групп.

Установлено, что термообработка пленок GaMnSb приводит к заметному увеличению характеристик, определяющихся магнитной анизотропией: температуры блокировки от 95 К до 390 К и поля магнитной анизотропии от 330 Э до 630 Э.

Данные просвечивающей электронной микроскопии указывают на то, что изменение магнитной анизотропии пленок GaMnSb в результате термообработки может быть обусловлено переходом кристаллической структуры магнитных нановключений MnSb из гексагональной (пр. гр. $R\bar{6}_3/mmc$) в кубическую (пр. гр. $F-43m$).

А. И. Дмитриев признателен А. Д. Таланцеву за помощь в исследованиях на СКВИД-магнитометре. Работа выполнена по теме государственного задания 0089-2014-0027 с использованием оборудования Аналитического центра коллективного пользования ИПХФ РАН, а также при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (грант № 16.2814.2017/ПЧ) и РФФИ (гранты №№ 17-02-00262, 15-07-03580). В части осаждения тонких пленок GaMnSb работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках Государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (соглашение № 007-ГЗ/ЧЗ363/26).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. N. Hai, S. Ohya, M. Tanaka et al., *Nature* **458**, 489 (2009).
2. В. В. Рыльков, Б. А. Аронзон, Ю. А. Данилов и др., *ЖЭТФ* **127**, 838 (2005).
3. F. Matsukura, E. Abe, H. Ohno, *J. Appl. Phys.* **87**, 6442 (2000).
4. F. Matsukura, E. Abe, Y. Ohno et al., *Appl. Surf. Sci.* **159–160**, 265 (2000).
5. E. Abe, F. Matsukura, H. Yasuda et al., *Physica E* **7**, 981 (2000).
6. А. Д. Таланцев, О. В. Коплак, Р. Б. Моргунов, *ФТТ* **57**, 307 (2015).
7. О. В. Коплак, А. А. Поляков, А. Б. Давыдов и др., *ЖЭТФ* **147**, 1170 (2015).
8. A. I. Dmitriev, A. D. Talantsev, O. V. Koplak et al., *J. Appl. Phys.* **119**, 073905 (2016).
9. А. И. Дмитриев, А. А. Филатов, *ФТТ* **59**, 1712 (2017).
10. С. Ф. Маренкин, О. А. Новодворский, А. В. Шорохова и др., *Неорг. матер.* **50**, 973 (2014).
11. A. A. Lotin, O. A. Novodvorsky, L. S. Parshina et al., *Appl. Phys. B* **104**, 565 (2011).
12. M. Cardona and G. Untherodt, *Light Scattering in Solids*, Springer-Verlag, Berlin (1983), p. 96.
13. G. Yang, F. Zhu, and S. Dong, *J. Cryst. Growth.* **316**, 145 (2011).
14. J. E. Maslar, W. S. Hurst, and C. A. Wang, *J. Appl. Phys.* **103**, 013502 (2008).
15. M. R. Islam, N. F. Chen, and M. Yamada, *Cryst. Res. Technol.* **43**, 1091 (2008).
16. Ю. А. Данилов, Б. Н. Звонков, А. В. Кудрин и др., *Изв. РАН, сер. физ.* **76**, 199 (2012).
17. S. G. Kim, H. Asahi, M. Seta et al., *J. Appl. Phys.* **74**, 579 (1993).
18. S. Winnerl, S. Sinning, T. Dekorsy et al., *Appl. Phys. Lett.* **85**, 3092 (2004).
19. V. Seshi Bai and K. V. S. Rama Rao, *J. Appl. Phys.* **55**, 2167 (1984).
20. T. Okita and Y. Makino, *J. Phys. Soc. Jpn.* **25**, 120 (1968).
21. E. F. Kneller and F. E. Luborsky, *J. Appl. Phys.* **34**, 656 (1963).
22. G. Markandeyulu and K. V. S. Rama Rao, *J. Magn. Magn. Mater.* **67**, 215 (1987).
23. S. Basu and T. Adhikari, *J. Alloys Comp.* **205**, 81 (1994).
24. H. Nagasaki, I. Wakabayashi, and S. Minomura, *J. Phys. Chem. Sol.* **30**, 329 (1969).
25. Н. А. Горюнова, Н. Н. Федорова, *ЖТФ* **25**, 1339 (1955).
26. S. T. Weir, Y. K. Vohra, and A. L. Ruoff, *Phys. Rev. B* **36**, 4543 (1987).
27. J. C. Jamieson, *Science* **139**, 845 (1963).