

Спиновая динамика в наноструктурах магнитных полупроводников (Обзор)

© Р.Б. Моргунов, А.И. Дмитриев

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

E-mail: morgunov20072007@yandex.ru

(Поступил в Редакцию 16 июля 2008 г.
В окончательной редакции 21 февраля 2009 г.)

Обобщены исследования магнитных и электротранспортных свойств упорядоченных наноструктур магнитных полупроводников. Эта новая область лежит на пересечении нанотехнологий и фундаментальных проблем магнетизма. Обсуждены перспективы применения ферромагнитных полупроводников в спинтронике. Проведен сравнительный анализ магнитных и электротранспортных свойств нанопроволок, тонких пленок и объемных элементарных полупроводников, легированных переходными металлами. Обсуждено влияние размерных эффектов на спиновую динамику, намагниченность и магнитосопротивление наноструктур.

PACS: 75.40.Gb, 75.75.+a, 75.50.Pp, 75.47.-m

1. Введение

Требования, предъявляемые к размеру, потребляемой энергии, скорости работы приборов современной полупроводниковой электроники, стремительно растут. Это ставит задачу поиска и внедрения в технику альтернативных материалов и структур, работающих на неклассических принципах. Одним из решений этой проблемы является создание приборов спинтроники, в которых для управления их свойствами помимо заряда электрона используется его спин. Впервые о спинтронике заговорили в 1988 г. в связи с открытием гигантского магнитосопротивления (МС) [1,2]. Эффект гигантского МС обусловлен зависимостью рассеяния электронов от ориентации их спинов. Для реализации спинового отбора носителей заряда необходимо, чтобы средние длины свободного пробега существенно различались для электронов с направлениями спинов „вверх“ и „вниз“. Такая ситуация реализуется в ферромагнитных материалах, где вследствие обменного расщепления $3d$ -зоны возникают различия в плотности незанятых состояний электронов с противоположно направленными спинами. Понимание физической природы спинового транспорта позволило создать магниторезистивные приборы на основе гигантского [3–7] и туннельного МС [8]. За открытие эффекта гигантского МС, используемого при считывании информации, присуждена Нобелевская премия по физике в 2007 г. [9,10]. Современные электронные логические элементы работают в двоичном коде и используют в работе заряд электрона. Так, например, в классическом полевом транзисторе открытому состоянию отвечает логический „0“, закрытому — „1“. На каждое изменение логического состояния транзистора затрачивается электрическая энергия E_{bit} , которая в конечном счете трансформируется в тепловую энергию, разогревающую транзистор. Чем выше тактовая частота микропроцессора и чем выше число транзисторов

в нем, тем выше рассеиваемая мощность. В 1961 г. Р. Ландауэр из общих термодинамических соображений показал, что для классических полевых транзисторов наименьшая величина рассеиваемой мощности на один бит $E_{\text{bit}} = k_B T \ln 2 \sim 17 \text{ meV}$ (k_B — постоянная Больцмана, температура $T = 300 \text{ K}$). В самом деле, любое изменение состояния, соответствующего логическому „0“ или „1“, связано с упорядочением системы, т.е. с уменьшением энтропии. Известно, что уменьшение энтропии может быть произведено только при совершении работы над системой, т.е. при затратах энергии. Учитывая, что система может находиться в двух состояниях, легко получить формулу, написанную выше. Принцип Ландауэра является естественным ограничением производительности микропроцессоров до критической величины тепловой мощности $\sim 10^3 \text{ W}$, „отводить“ которую становится невозможно.

В спиновом процессоре логическому „0“ или „1“ отвечают спины, ориентированные „вверх“ и „вниз“, а скорость работы такого устройства будет определяться частотой „переворотов“ спинов из одного состояния в другое. В работе [11] показано, что на такие системы принцип Ландауэра, справедливый только для замкнутых равновесных систем, не распространяется. Поэтому внедрение спиновых логических устройств с пониженной рассеивающей мощностью E_{bit} позволит на порядок снизить энергопотребление электроники.

Прогресс в средствах обработки информации непосредственно связан с технологией хранения данных. К революционным достижениям в этой области можно отнести создание MRAM-чипов (magnetic random-access memory — магниторезистивная память с произвольным доступом) [12]. В MRAM каждая ячейка может являться битом памяти и представляет собой область ферромагнитного материала размером в несколько нанометров. Если этот элемент намагничен в одном направлении, то это соответствует „1“; если в другом, то „0“. Эле-

менты MRAM расположены в виде квадратной сетки. Данные записываются путем пропускания тока через проводящие линии („нанопровода“), расположенные выше и ниже этих элементов. Эти линии называют соответственно разрядными и числовыми шинами. Ток, протекающий по плоскому проводнику, создает магнитное поле, направленное в плоскости проводника перпендикулярно направлению тока. Чтобы перемагнитить участок ферромагнитного материала, отвечающий одному биту, недостаточно величины электрического тока в одной из управляющих шин. Лишь одновременное воздействие магнитного поля от обеих шин приводит к перемагничиванию. Таким образом, одновременное использование двух управляющих шин позволяет направлять запись информации в определенную область, обходясь без механически движущихся частей и устройств позиционирования. Считывание информации в MRAM основано на эффекте гигантского (туннельного) МС. К управляющим шинам прикладывается разность потенциалов. Если направление намагниченности управляемого ферромагнитного слоя совпадает с направлением намагниченности фиксированного ферромагнитного слоя, то туннельный ток через диэлектрический слой течет. Если направление намагниченности управляемого слоя противоположно намагниченности фиксированного слоя ферромагнетика, то туннельный ток отсутствует. Таким образом, регистрируя электрический ток, можно считать биты информации. MRAM значительно превосходит все существующие типы памяти по плотности записи и скорости записи/считывания.

Определенные требования предъявляются к записывающей среде, которая в лучшем варианте должна представлять собой независимые, геометрически разделенные ячейки памяти. Например, в качестве отдельных битов в MRAM в перспективе можно было бы использовать массивы упорядоченных ферромагнитных нанопроволок при условии, что они имели бы высокие температуры Кюри T_C , а их электрическое сопротивление зависело бы от намагниченности. Проблемам изготовления таких упорядоченных ансамблей наноструктур и придания им определенных физических свойств посвящен настоящий обзор.

Какие требования выдвигает спинтроника к материалам? Во-первых, материалы, из которых будут изготавливаться ее элементы, должны быть устойчивыми к воздействиям „нормальной“ окружающей среды, т.е. они не должны менять своих свойств под воздействием влажности, давления, температуры. Во-вторых, они должны быть „технологичными“, например допускать нанесение омических контактов и быть интегрируемыми с современной кремниевой электроникой. В-третьих, центральным вопросом спинтроники является вопрос о времени спиновой когерентности τ_{coh} . Если это время слишком мало, то разориентация спинов приводит к потере информации, переносимой каждым спином. Поэтому термин „спинтроника“ часто употребляют со словом „когерентный“. Примером когерентных спиновых свойств

является прецессия намагниченности в мультислоях Co/Cu, индуцированная электрическим током высокой плотности $\sim 10^9$ А/см² [13,14]. В-четвертых, используемые материалы должны обладать высокой подвижностью носителей заряда μ и быть ферромагнитными при комнатной температуре. К реализации этих условий продвигаются по нескольким направлениям. Например, в настоящее время активно развивается направление химического дизайна функциональных металлорганических материалов, претендующих на место в элементной базе спинтроники [15–17]. Заметим, что среди созданных функциональных органических и металлорганических материалов нет тех, которые хотя бы отчасти удовлетворяли перечисленным выше требованиям.

„Полупроводниковая“ спинтроника кажется более привлекательной и реалистичной, чем „металлорганическая“, и даже обещает превзойти металлические устройства. Измерения времени спиновой когерентности при комнатной температуре показали, что в полупроводниках оно на несколько порядков величины больше (> 100 ns), чем в металлах (~ 0.1 – 20 ns), обычно используемых в спиновых мультислоях [18,19]. Это делает легко выполнимыми требования спиновой когерентности.

Фундаментальные основы физики макроскопических магнитных полупроводников были развиты ранее [20–23]. В настоящее время идет активная работа над созданием ферромагнитных наноструктурированных DMX (diluted magnetic semiconductors — разбавленных магнитных полупроводников), которые удовлетворяли бы всем требованиям, предъявляемым спинтроникой. Наноструктурирование полупроводника увеличивает растворимость примеси переходных металлов в его кристаллической решетке до желаемых 1–2%, обеспечивающих магнитоупорядоченное состояние. Кроме того, изготовление наноструктур DMS позволяет подавлять агрегирование примеси в кластеры сплавов, магнитные и транспортные свойства которых плохо управляемы и в основном непригодны для создания приборов спинтроники. Поэтому в обзоре рассмотрены только те ситуации, которые касаются магнитного порядка в кристаллической решетке с растворенной примесью, а кластерный магнетизм не рассматривается.

Цель обзора заключается в сравнительном анализе различных типов магнитных полупроводников (групп II–VI, III–V, IV) и наноструктур на их основе (тонкие пленки и нанопроволоки), технологий их изготовления, а также их магнитных и транспортных свойств.

2. Теоретические представления о ферромагнитном упорядочении в легированных полупроводниках

Уникальные физические свойства DMS имеют место благодаря сильному взаимодействию носителей заряда

с магнитными моментами частично заполненных электронных оболочек атомов или ионов примеси [24].

Прямое обменное взаимодействие между спинами атомов является доминирующим в металлах и их сплавах, у которых магнитный момент атома обусловлен частично застроенной электронной оболочкой, и благодаря малому расстоянию между атомами в кристаллической решетке электронные оболочки соседних атомов перекрываются. Прямое обменное взаимодействие не может приводить к ферромагнетизму DMS, так как расстояние между соседними примесными атомами слишком велики, чтобы их электронные оболочки перекрывались.

Вопрос о природе ферромагнитного упорядочения в DMS путем косвенного обменного взаимодействия через носители заряда в настоящее время остается открытым. Существует несколько теоретических моделей ферромагнитного упорядочения в DMS: взаимодействие Румермана–Киттеля–Касуи–Иосиды (РККИ) [25], двойной обмен [26], модель Зинера [27,28] теория среднего поля [29]. Каждая из моделей описывает ферромагнитное упорядочение в DMS определенной группы материалов.

Простейший (и до недавнего времени наиболее популярный) феноменологический подход основан на модели Зингера.

Эта модель рассматривает две электронные подсистемы: систему коллективизированных электронов проводимости (s -электроны) и локализованных $d(f)$ -электронов. Гамильтониан в этой модели имеет вид $H = H_M + H_A + H_B$, где H_M — гамильтониан магнитной подсистемы (обычно берется в гейзенберговском виде $H_M = J_{i,j} S_i S_j$; здесь $J_{i,j}$ — обменный интеграл для i -го и j -го атомов, S_i, S_j — соответствующие спиновые операторы), H_A — гамильтониан, описывающий обмен между электронами проводимости и спинами магнитных ионов, H_B — гамильтониан подвижных носителей заряда (электронов, дырок), учитывающий состояния энергетической зоны. Теоретические результаты, полученные в рамках этой модели, совпадают с экспериментом лишь качественно. Например, предсказан (и без того очевидный) рост температуры Кюри с увеличением концентрации примеси. В остальном рассмотренный метод не обладает предсказательной силой. Расчетное значение, полученное в рамках модели Зинера для температуры Кюри в $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, составляет 300 К, в то время как экспериментально измеренное значение T_C не превышает 170 К [30].

В настоящее время для объяснения ферромагнитного упорядочения в DMS развивают теорию РККИ, в которой предполагается, что локализованные электроны входят в состав частично заполненных d - или f -оболочек, а связь между ними осуществляется подвижными электронами проводимости. Вклад спина электронов проводимости в полный момент ферромагнитного кристалла мал по сравнению со вкладом электронов магнитной примеси, однако именно свободные электроны делают возможным магнитное упорядочение и определяют его тип.

Будучи спин-поляризованными, при своем движении по кристаллу электроны „переносят“ взаимодействие между спинами локализованных электронов. На основе косвенного обменного взаимодействия через электроны проводимости — теория РККИ — удалось качественно понять магнитное упорядочение в некоторых типах DMS. В случае квадратичного закона дисперсии электронов эффективный обменный интеграл в зависимости от расстояния может быть представлен в виде [30–32]: $J_{\text{eff}} = \left(\frac{9\pi}{2}\right) \left(\frac{A}{E_f N/n}\right)^2 F(2k_f, r)$, где $k_f = (2m^* E_f)^{1/2}$ — волновой вектор фермиевских электронов, E_f — фермиевская энергия, A — обменный интеграл между спином электрона и соседним атомом, n — концентрация свободных носителей заряда, $F(x) = (\sin x - x \cos x)/x^4$ — функция Рудермана–Киттеля. На больших расстояниях $r > 1/k_f$ эта функция стремится к виду $F(x) \sim \cos x/x^3$, т. е. эффективный обменный интеграл, осциллируя, убывает как $1/r^3$. Температуры Кюри, предсказываемые в рамках этой модели, также должны увеличиваться с ростом концентрации магнитной примеси [33–35]. Однако абсолютные значения T_C , предсказываемые теорией РККИ для DMS группы IV, не совпадают с экспериментальными данными.

В $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ обменное взаимодействие не сводится ни к одному из известных типов непрямого обмена [36], хотя и напоминает механизм двойного обмена, предложенный Зинером полвека тому назад [27]. В системе $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{N}$ зинеровский обмен реализуется почти в своем классическом виде. Для других систем зависимость T_C от концентрации носителей заряда еще экспериментально не установлена, однако теория предсказывает существование T_C выше комнатной температуры при разумных значениях параметров модели.

Другим объектом применения упомянутых моделей служат элементарные полупроводники, легированные переходными металлами. В работе [34] проведено изучение электронной структуры и магнитных свойств макроскопического кристалла $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ методом функционала плотности. Было показано, что обмен между примесными ионами Mn происходит по двум каналам: прямой антиферромагнитный обмен между соседними ионами (при достаточно высоких концентрациях марганца) и доминирующий косвенный ферромагнитный обмен. Для описания магнетизма легированных элементарных полупроводников была разработана теория перколяций [37–39], в которой были рассмотрены устойчивые ферромагнитные области кристаллов, в которых упорядочены спины ионов примеси и локализованных носителей заряда. Эти области (магнитные поляроны) при понижении температуры расширяются, перекрываются друг с другом и в конечном итоге достигают размеров образца (рис. 1). В наноструктурах, очевидно, это происходит при более высоких температурах, чем в макроскопических образцах. Именно поэтому в наноструктурах магнитных полупроводников ожидаются

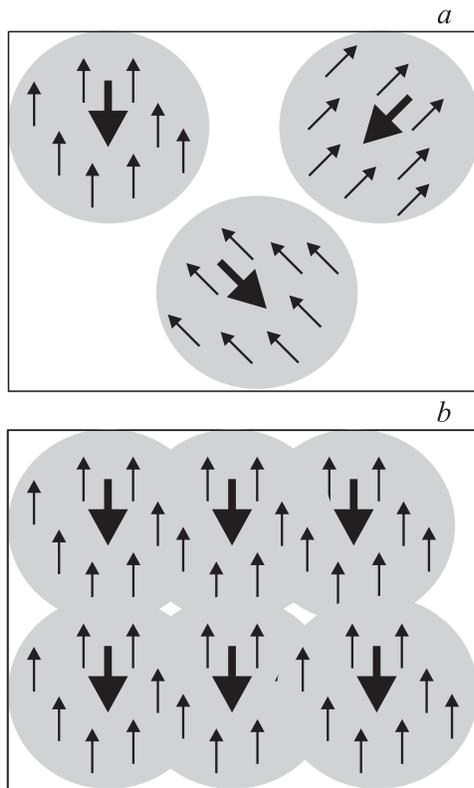


Рис. 1. Схема перколяционного ферромагнитного упорядочения в DMS [38]. *a* — не взаимодействующие поляроны (большая стрелка — спин локализованного носителя заряда, маленькие стрелки — спины диспергированных примесных ионов переходных металлов) при температурах выше T_C . *b* — кластер спин-коррелированных поляронов, достигший размера образца при температуре ниже T_C .

более высокие T_C , чем в объемных образцах. Главное отличие перколяционной теории от модели РККИ заключается в рассмотрении локализованных носителей заряда, лучше сохраняющих спиновую поляризацию, чем подвижные носители заряда, и поэтому обеспечивающих более высокие T_C . При расчете температуры Кюри в $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ было использовано перколяционное приближение [40], согласно которому температура Кюри вычисляется по формуле $k_B T_C = S(S+1)J(R_{\text{perc}})$, где k_B — постоянная Больцмана, S — спин примесного иона марганца, $J(R_{\text{perc}})$ — обменный интеграл двух магнитных примесных ионов, разделенных перколяционным радиусом R_{perc} , пропорциональным среднему расстоянию между ионами. Было вычислено значение температуры Кюри $T_C \sim 300$ К для $x = 0.02$. В то же время температуры Кюри в тонких пленках $\text{Ge}_{0.98}\text{Mn}_{0.02}$ имеют существенно меньшие значения, чем предсказываемые перколяционной теорией $T_C \sim 300$ К.

Таким образом, в настоящее время нет универсальной теории, объясняющей природу ферромагнетизма в различных типах DMS.

3. Специфика статических и высокочастотных динамических магнитных свойств нанопроволок

Независимо от материала, из которого изготовлены ферромагнитные нанопроволоки, существуют общие закономерности, характеризующие их магнитные свойства. Эти общие закономерности обусловлены квазиодномерностью нанопроволок и сильной анизотропией формы. Кратко рассмотрим основные представления о композитных материалах, содержащих ферромагнитные нанопроволоки, и основные черты, отличающие их от макроскопических материалов.

В работах [41–43] было показано, что отношение диаметра нанопроволок d к среднему расстоянию между ними D сильно влияет на коэрцитивную силу и магнитную анизотропию нанопроволок. Поле анизотропии стремится выстроить векторы намагниченности нанопроволок одинаково вдоль легких осей, а диполь-дипольное взаимодействие выстраивает векторы намагниченности взаимно противоположно, стремясь уменьшить намагниченность насыщения M_s и полную энергию нанопроволок. Эффективное поле анизотропии определяется вкладом поверхностной, магнитокристаллической и магнитоупругой анизотропии. В нанопроволоках наиболее весомый вклад в эффективное поле анизотропии вносит поверхностная анизотропия. Так, в [44,45] с использованием простых магнитостатических соображений было показано, что поле анизотропии нанопроволок определяется двумя конкурирующими факторами: $H_a = 2\pi M_s - 6\pi M_s f$, где первый член отвечает за поверхностную анизотропию, а второй является вкладом диполь-дипольного взаимодействия нанопроволок (здесь M_s — намагниченность насыщения, f — фактор формы и заполнения). Фактор f определяется по формуле $f = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{d}{D}\right)^2$, где d — диаметр нанопроволок, D — среднее расстояние между отдельными нанопроволоками. Отметим, что фактор f определяет магнитную размерность: в случае $f = 0$ ($H_a = 2\pi M_s$) имеет место случай изолированных цилиндрических нанопроволок; если $f = 1$ ($H_a = -4\pi M_s f$), реализуется случай тонкой протяженной пленки с неразличимыми (с точки зрения магнитных свойств) нанопроволоками. В случае массива нанопроволок в пористых мембранах фактор f может принимать промежуточные значения, обеспечивая промежуточную магнитную размерность нанокompозитного материала.

Анизотропия формы нанопроволок (большое значение отношения длины к диаметру) влияет на спиновую динамику в них в высокочастотных магнитных полях. Магнитное поведение нанопроволок определяется коллективными спиновыми модами. Перпендикулярная нанопроволокам мода должна быть практически подавлена из-за малого радиуса нанопроволоки [46].

Поэтому спин-волновые возбуждения в нанопроволоке распространяются вдоль ее оси. Из-за структурной разупорядоченности (например, поликристалличности) эти спин-волновые моды могут быть локализованы [47]. Указанные моды определяют динамику спинов в нанопроволоках в высокочастотных магнитных полях и влияют на спектры электронного спинового резонанса. В самом деле, аксиальные спиновые волны имеют волновой вектор, меньший, чем $1/L$, где L — длина нанопроволоки. Радиальные волны, напротив, имеют значительно больший волновой вектор, обратно пропорциональный диаметру нанопроволоки, и соответствующие резонансные частоты лежат в инфракрасном диапазоне (в случае диаметра нанопроволок $\sim 1-10$ nm). Таким образом, в отличие от макроскопических материалов при изучении спиновой динамики в нанопроволоках необходимо иметь в виду соотношение диаметра и длины нанопроволок и учитывать (разделять) вклады от аксиальной и радиальной компонент спиновых волн.

Еще одно отличие ферромагнитных нанопроволок от макроскопических твердых тел заключается в следующем. Известно, что в макроскопических ферромагнитных материалах энергия диполь-дипольного взаимодействия между спинами мала по сравнению с обменным взаимодействием между ними. В то же время в теоретической работе [48] было показано, что, если диаметр нанопроволок меньше корреляционной магнитной длины (одномерные нанопроволоки), величина диполь-дипольного взаимодействия между спинами становится сопоставимой с величиной обменного взаимодействия между ними, потому что кроме ближних соседей атома в квазиодномерном случае большой вклад вносят последующие соседи. Таким образом, спин-волновые моды имеют две составляющие — „дипольную“ и „обменную“. Расчет спектра ферромагнитного резонанса в одномерных ферромагнитных нанопроволоках показал наличие двух резонансных максимумов, один из которых отвечает „обменной“ моде, второй — модам „дипольного“ происхождения [48]. Эти специфические моды одномерного спин-волнового резонанса, по-видимому, были обнаружены в [49–51] в ферромагнитных нанопроволоках $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$.

Таким образом, ферромагнитные нанопроволоки демонстрируют особенности спиновой динамики, которые отличают их от тонких пленок и макроскопических материалов. Нанопроволоки представляют собой объект мезоскопической физики, поскольку в поперечном направлении их размеры сравнимы или меньше характерных масштабов электрических и магнитных процессов: глубины скин-слоя, корреляционной магнитной длины, длины свободного пробега носителей заряда и т.п. Это дает возможность для получения фундаментальной информации о природе магнетизма, а также для принципиально новых подходов к оптимизации магнитных свойств DMS.

4. Нанопроволоки на основе оксидов и полупроводников группы II, VI и III, V

Нанопроволоки оптически прозрачных полупроводников групп II, VI, такие как CdS , CdSe , ZnS , достаточно хорошо изучены ввиду из уникальных оптических свойств. Легирование подобных нанопроволок переходными металлами позволило бы управлять их оптическими свойствами при помощи магнитного поля. Об успешном легировании таких нанопроволок переходными металлами сообщалось в [52]. Эти нанопроволоки были синтезированы в порах силикагеля MCM-41. Исследование магнитных свойств нанопроволок $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$ методами ЭПР-спектроскопии и СКВИД-магнетометрии [52] позволило установить, что при концентрации примесных ионов марганца $x < 0.2$ нанопроволоки парамагнитны. В интервале $0.2 < x < 0.8$ они представляют собой спиновое стекло при $T < 30$ K. В макроскопических образцах того же состава при увеличении концентрации марганца выше 0.8 наблюдается дальнейшее антиферромагнитное упорядочение, которое в случае нанопроволок подавлено. Еще раньше в работе [53] сообщалось о синтезе нанопроволок $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$ методом CVD (chemical vapor deposition — химическое парофазное осаждение). В работе [53] впервые была продемонстрирована возможность управления оптическими свойствами нанопроволок $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$ при помощи внешнего магнитного поля.

Для создания приборов спинтроники важно создать DMS с большим временем спиновой когерентности (> 10 ns). Этому критерию удовлетворяет ZnO с временем спиновой когерентности 20 ns при комнатной температуре [54]. К настоящему времени синтезированы различные металл-оксидные нанопроволоки, легированные переходными металлами, такими как Mn [55], Co [56], Ni [56]. Получение нанопроволок DMS p - и n -типов на основе $\text{Zn}_{1-x}\text{M}_x\text{O}$ (где $M = \text{Mn}, \text{Co}, \text{Ni}$) открывает возможность создания биполярного спинового транзистора. На реалистичность создания такого прибора указывает ферромагнетизм нанопроволок $\text{Zn}_{1-x}\text{M}_x\text{O}$, выращенных методом CVD [55,57]. Он обусловлен косвенным обменным взаимодействием за счет переноса спина подвижными носителями заряда — дырками [58] и электронами [59].

Магнитные свойства упомянутых выше материалов особенно интересны. Например, нанопроволоки ZnO , легированные марганцем, имеют температуру Кюри 37–44 K [55,60], в то время как легирование кобальтом и никелем ведет к ферромагнетизму при комнатных температурах [56,57]. Такое на первый взгляд странное поведение может быть объяснено, во-первых, различием в способах выращивания нанопроволок $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{O}$ и $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$; во-вторых, ионы легирующей примеси имеют различную электронную конфигурацию — d^5 для иона Mn^{2+} и d^7 для иона Co^{2+} , что также может оказывать влияние на значения температур Кюри. По мнению

авторов работ [61,62], на основе нанопроволок TiO_2 , легированных кобальтом, и на основе нанокабеля типа ядро-оболочка $\text{ZnO}/\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$ может быть создан spin-FET (spin field-effect transistor — спиновой полевой транзистор).

На наш взгляд, эти сообщения о высоких температурах Кюри не учитывают возможного вклада ферромагнитных кластеров. Их присутствие может приводить к ложным выводам о дальнем магнитном порядке. Теоретическое исследование, основанное на расчетах по модели Зинера для макроскопического кристалла $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{N}$, предсказывает температуру Кюри $T_C > 300\text{ K}$ [63]. Экспериментальные исследования тонких пленок $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{N}$ также обнаруживают для этого материала высокие температуры Кюри: 250–370 K [64]. Вообще DMS групп III, V достаточно хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально. В то же время в литературе имеется мало публикаций о выращивании и физических свойствах массивов упорядоченных нанопроволок. Впервые о синтезе нанопроволок DMS групп III, V $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{N}$ сообщалось в [65], где была установлена температура Кюри 325 K, что согласуется с теоретическими и экспериментальными данными для макроскопических материалов и тонких пленок такого же состава.

В работах [66–68] исследовали магнитные и магнитотранспортные свойства выращенных методом CVD нанопроволок $\text{Ca}_{1-x}\text{Mn}_x\text{N}$ с различным диаметром (10–100 nm) и содержанием ионов марганца $x = 0.07$. Значение коэрцитивной силы убывает при возрастании температуры от 80 Oe при 5 K до 40 Oe при 300 K. Кроме того, нанопроволоки $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{N}$ обнаруживают отрицательное MC 1.4% при 2 K и 0.4% при 250 K во внешнем магнитном поле 9 T. MC такой же величины было обнаружено в тонких пленках $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{N}$ [67,69]. Отметим, что значения коэрцитивной силы в нанопроволоках одного и того же диаметра и состава, измеренные в работах [66] и [67], сильно различаются. Объяснить этот разброс можно различиями в условиях выращивания, например различием температурного режима. Подобное влияние условий синтеза было обнаружено и в тонких пленках $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ [70]. Плохая воспроизводимость и сильная чувствительность к температурному режиму приготовления нанопроволок, на наш взгляд, свидетельствуют о большой роли ферромагнитных кластеров в магнетизме нанопроволок. Исследование магнитных и магнитотранспортных свойств нанопроволок $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{P}$, выращенных методом CVD, показало, что нанопроволоки являются магнито жестким ферромагнетиком с температурой Кюри $T_C = 330\text{ K}$, в то время как температура Кюри, предсказываемая теоретически для макроскопических образцов того же состава, имеет значение 100 K. Кроме того, нанопроволоки $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{P}$ обнаруживают отрицательное MC на уровне 5%, а MC, измеренное в тонких пленках $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{P}$, имеет на порядок меньше значение 0.35%. Эти цифры прямо указы-

вают на влияние ограничения размерности на магнитные и магнитотранспортные свойства DMS групп III, V.

В заключение этого раздела отметим, что на основе DMS групп III, V уже созданы прототипы spin-FET и spin-LED (spin light-emitting diode — спиновый светодиод) [66]. В классическом FET напряжение, прикладываемое к затвору, управляет величиной тока между истоком и стоком. В spin-FET истоком и стоком служат ферромагнетики, соединенные узким полупроводниковым каналом. Спины электронов, инжектируемых в полупроводник, устанавливаются параллельно намагниченности истока. Таким образом, от истока к стоку течет спин-поляризованный ток. Если сток и исток намагничены в одном направлении, что между ними течет электрический ток (эта ситуация соответствует логической „1“); если намагниченности направлены противоположно, то сопротивление канала возрастает и ток уменьшается (что соответствует логическому „0“).

В spin-LED спин-поляризованные носители инжектируются из контакта, объединенного с композитным материалом, содержащим, например, нанопроволоки $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{N}$. Если носители сохраняют свою спиновую поляризацию, испускаемый свет будет иметь круговую поляризацию. Квантовые правила отбора, описывающие рекомбинацию, устанавливают связь между циркулярной поляризацией света, испускаемого вдоль нормали к поверхности, и спиновой поляризацией электронов. Таким образом, spin-LED позволяет количественно анализировать поляризацию спина носителей в полупроводнике, инжектированных из любого контакта. Spin-LED может быть использован для передачи информации с помощью спин-кодов. Излучая свет определенной поляризации, зависящей от ориентации спинов, spin-LED позволяет кодировать информацию, переносимую поляризованным светом. Упомянутые приборы требуют получения наноразмерных проволок для их реализации.

5. Спиновая динамика в нанопроволоках элементарных полупроводников Ge и Si, легированных переходными металлами

В отличие от нанопроволок DMS групп II, VI и III, V сведения о создании и исследовании нанопроволок DMS группы IV в литературе очень скудны. Это представляется авторам весьма странным, так как кремний и германий являются основой современной электроники, а нанопроволоки DMS группы IV легко интегрируемы в современную электронику. Впервые о синтезе и исследовании нанопроволок DMS группы IV сообщили исследователи из National Physical Laboratory (Teddington, United Kingdom) и University College Cork (Cork, Ireland). Нанопроволоки выращивали методом SCF (supercritical fluid — сверхкритической

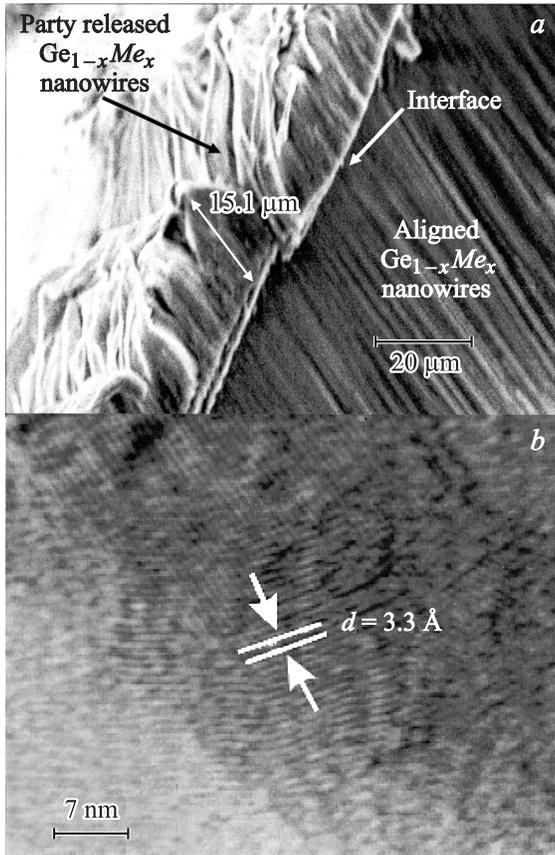


Рис. 2. *a)* ТЕМ-изображение мембраны оксида алюминия с нанопроволоками $\text{Ge}_{0.99}\text{Cr}_{0.01}$: справа — упорядоченный массив нанопроволок в порах мембраны, слева — нанопроволоки, выступающие из поверхности частично растворенной мембраны. *b)* ТЕМ-изображение с высоким разрешением отдельной нанопроволоки $\text{Ge}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}$ с периодом кристаллической решетки $d = 3.3 \text{ \AA}$, соответствующим решетке германия (111). Данные [74].

жидкости) [71]. Этот метод приготовления нанопроволок имеет несколько преимуществ перед другими методами, такими как CFD (chemical fluid deposition — жидкофазное осаждение), CVD и метод VLS (vapor-Liquid-Solid — пар-жидкость-твердое тело). Во-первых, процесс выращивания нанопроволок протекает всего 15–30 min, в то время как синтез другими методами может продолжаться несколько дней. Во-вторых, среда, находящаяся в сверхкритическом состоянии, имеет низкую вязкость, что обеспечивает высокий коэффициент диффузии молекул реагентов и, как следствие, их легкое проникновение в нанопоры среды для выращивания нанопроволок. В качестве такой среды были выбраны мембраны из анодированного оксида алюминия. В качестве сверхкритической жидкости был выбран CO_2 , так как он не токсичен и не горюч в отличие от большинства органических растворителей. В качестве исходного реагента был использован дифенилгерманит в смеси с карбонилем переходного металла (Mn, Cr,

Fe, Co). Атомная доля примесных атомов переходных металлов в нанопроволоках варьировалась в пределах $x = 0.01–0.05$. Описанная выше методика обеспечивает синтез ориентированных нанопроволок с легко регулируемыми и надежно воспроизводимыми диаметром ($\sim 10–100 \text{ nm}$), длиной ($\sim 10–100 \mu\text{m}$) и средним расстоянием между отдельными нанопроволоками ($\sim 50–500 \text{ nm}$). Добавление в камеру солей переходных металлов на разных этапах синтеза позволяет чередовать в нанопроволоках области чистого и легированного примесью германия. Такое чередование — основа создания гетероструктурных нанопроволок. Структурные и химические характеристики нанопроволок определяли при помощи электронной просвечивающей микроскопии (transmission electron microscopy — TEM) (рис. 2, *a, b*), рентгеновской дифракции (X-ray diffraction — XRD), рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (X-ray photoelectron spectroscopy — XPS), а также путем исследования ближней тонкой структуры края рентгеновского поглощения (X-ray absorption near edge structure — XANES). Совокупность перечисленных выше методик позволила утверждать, что нанопроволоки $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ состоят из поликристаллического германия, легированного ионами Mn^{2+} и Mn^{3+} . При этом группы ионов Mn^{3+} и Mn^{2+} пространственно разделены: ближе к центру нанопроволок преобладают ионы Mn^{3+} , ближе к поверхности — Mn^{2+} . Установлено это было следующим образом: средняя степень окисления 1.7 ± 0.05 , определенная методом XANES, указывает на то, что большая часть ионов переходного металла имеет степень окисления 3+. В методе XPS регистрируются фотоэлектроны, освобожденные из поверхностных атомов рентгеновскими квантами, поэтому XPS нечувствителен к внутренним слоям, но позволяет изучать структуру только приповерхностных слоев. Метод XPS указывает на присутствие в приповерхностных слоях только ионов Mn^{2+} . Совокупность этих двух методик позволила сделать вывод о степени ионизации ионов переходных металлов и их пространственном распределении. Кроме того, были идентифицированы кластеры магнитных сплавов GeMn и определено процентное содержание металлов в диспергированном состоянии [72]. Структурные и химические характеристики нанопроволок германия, легированного другими переходными металлами, аналогичны.

Автором работы [73] удалось измерить значение удельного электрического сопротивления нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}$ на постоянном токе. Эксперименты были осуществлены в двух вариантах. В первом варианте были проведены макроконтатные измерения для больших групп нанопроволок. Для создания омических контактов пластинки, содержащие вертикально выстроенные нанопроволоки, полировали алмазной пастой до тех пор, пока выступающие нанопроволоки не удалось наблюдать с помощью атомного силового микроскопа (atomic force microscope — AFM). Затем с торцов нанопроволок бомбардировкой ионами аргона с энергией

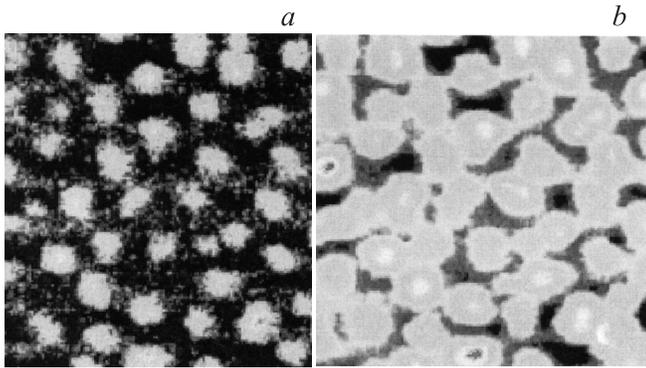


Рис. 3. Токовая карта поверхности мембраны анодированного оксида алюминия с ансамблем упорядоченных нанопроволок, полученная на С-AFM, при напряжениях 20 (а) и 40 В (b). Светлые области соответствуют проводящим нанопроволокам, темные — диэлектрической мембране. Данные [73].

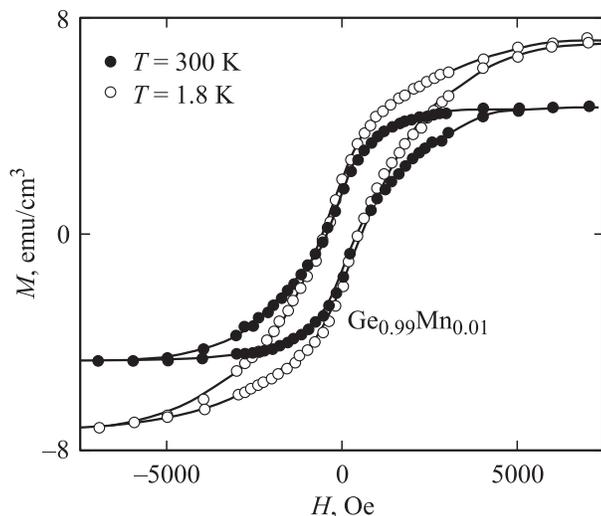


Рис. 4. Петли гистерезиса на зависимости магнитного момента ориентированных нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}$ от напряженности магнитного поля при температурах $T = 300$ и 1.8 К [74].

5 keV снимали окисленный слой. После этого методом химического осаждения на обе поверхности пластинки наносили золотые контакты. Во втором варианте удалось подключить контакт к отдельным нанопроволокам и исследовать их электрическую проводимость. Это оказалось возможным с помощью атомного силового микроскопа, снабженного приставкой для измерения электрической проводимости (С-AFM) (рис. 3). Оба метода (макроконтактное подсоединение и измерение проводимости отдельных нанопроволок) дали близкие величины проводимости и вольт-амперные характеристики, указывающие на наличие омических контактов. В частности, измеренные энергии активации проводимости оказались равными 0.58 и 0.61 eV при измерениях на макро- и микроконтактах соответственно. Эти величины близки к ширине запрещенной зоны объемного германия, равной 0.66 eV.

Измерение полевых зависимостей магнитного момента нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}$ обнаруживает гистерезис при комнатной температуре, что указывает на ферромагнитное упорядочение в нанопроволоках (рис. 4) [74]. В нанопроволоках $\text{Ge}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}$ отсутствуют ферромагнитные кластеры сплавов $\text{Ge}_8\text{Mn}_{11}$, Ge_5Mn_3 , Ge_3Mn_5 , поэтому авторы [74] ферромагнитное упорядочение приписывают системе диспергированных ионов Mn^{2+} и Mn^{3+} . Температура Кюри нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}$ составляет 320 К и подозрительно близка к температуре Кюри в кластерах Ge_3Mn_5 . Поэтому выводы авторов [74] о дальнейшем магнитном порядке нуждаются в перепроверке. Это самое высокое значение температуры Кюри среди материалов (тонких пленок и макроскопических полупроводников) с аналогичными составом и близкой долей магнитной примеси. Теоретические модели, основывающиеся на косвенном обменном взаимодействии локализованных спинов и спинов носителей заряда и использующие *ab initio* расчеты [34], предсказывают существенно более низкие температуры Кюри, чем обнаруженные в нанопроволоках $\text{Ge}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}$. Трудно поверить, что косвенный обмен может привести к столь высоким температурам Кюри в нанопроволоках $\text{Ge}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}$. Вероятно, $T_C \sim 320$ К может отвечать ферромагнитным областям Ge, обогащенным Mn. Области, обогащенные марганцем (Mn_nGe_m), не являются химическим соединением типа Ge_3Mn_5 , а представляют собой диспергированные ионы Mn^{3+} и Mn^{2+} с локально высокой концентрацией [75–79]. Ферромагнитное упорядочение в них в принципе может происходить при более высоких температурах, чем в объеме образца, где концентрация Mn ниже. Однако убедительная идентификация этих областей и их разделение с кластерами химически связанных элементов представляются затруднительными.

В работах [49–51,80] приведены результаты исследования высокочастотных магнитных и электропроводящих свойств нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Me}_{0.01}$ ($\text{Me} = \text{Mn}, \text{Cr}, \text{Co}, \text{Fe}$) методом электронного спинового резонанса. Было установлено, что наряду с широкими линиями ферромагнитного резонанса, отвечающими различным кластерам сплавов GeMe , в спектрах электронного спинового резонанса нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Me}_{0.01}$ (рис. 5, a–d) присутствует узкая асимметричная линия с g -фактором, близким к 2, которая может отвечать парамагнитному резонансу в подсистеме подвижных носителей заряда. Под подвижными носителями заряда подразумеваются электроны (дырки) примесных уровней в Ge вблизи дна зоны проводимости (потолка валентной зоны). Поэтому эти электроны (дырки) участвуют в переносе заряда. Волновые функции этих носителей заряда являются суперпозицией блоховских функций зоны проводимости. Следующие факты позволяют авторам работ [49–51,80] полагать, что отмеченная линия отвечает парамагнитному резонансу подвижных носителей заряда.

1) Линия имеет асимметричную форму Дайсона, характерную для парамагнитного резонанса подвижных

носителей заряда и обусловленную наличием скин-слоя в образце.

2) Отношение амплитуды положительной части A к амплитуде отрицательной части B асимметричной линии зависит от ориентации нанопроволок в резонаторе.

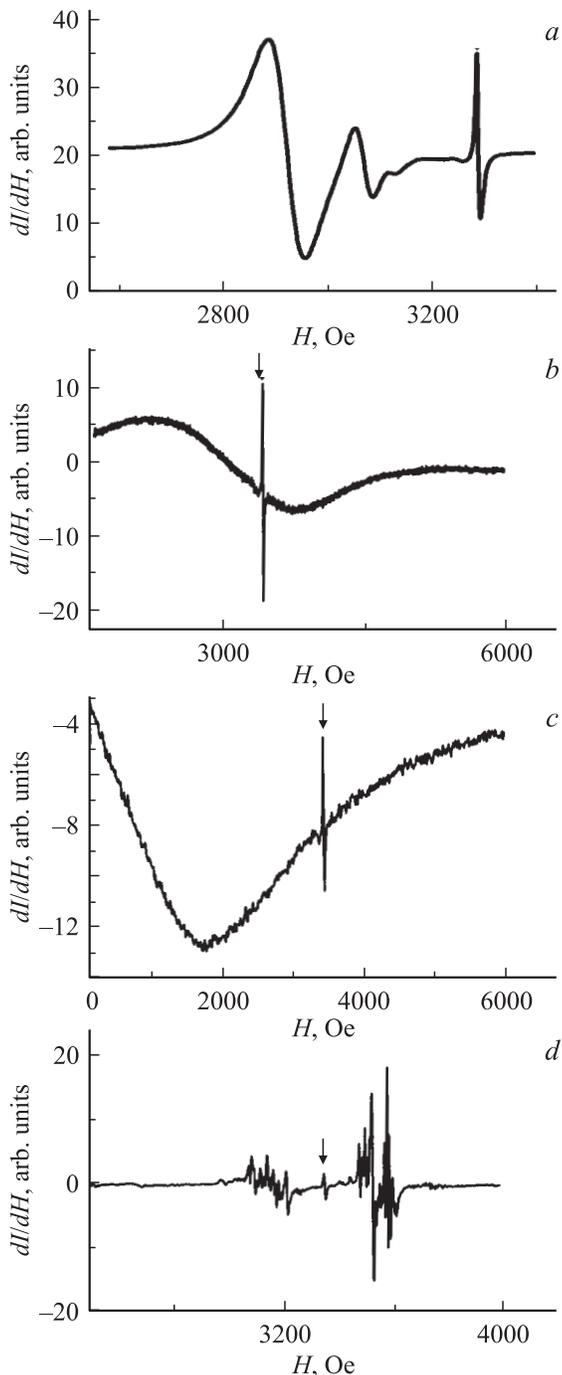


Рис. 5. Спектры электронного спинового резонанса нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}$ (a), $\text{Ge}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ (b), $\text{Ge}_{0.99}\text{Co}_{0.01}$ (c) и $\text{Ge}_{0.99}\text{Cr}_{0.01}$ (d) при температуре $T = 15\text{ K}$ [49–51]. Постоянное магнитное поле спектрометра приложено вдоль оси нанопроволок. Стрелками показана асимметричная линия Дайсона, отвечающая электронному парамагнитному резонансу носителей заряда в нанопроволоках.

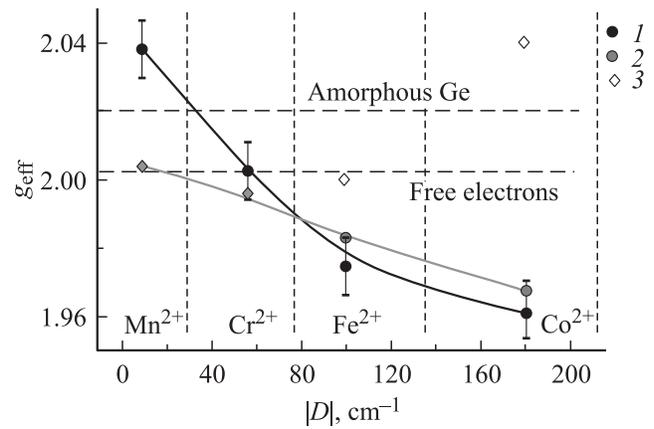


Рис. 6. Зависимость эффективных g -факторов асимметричной линии Дайсона от спин-орбитального взаимодействия D ионов переходных металлов (Mn, Cr, Fe, Co), которыми были легированы нанопроволоки Ge (1). 2 — эффективные g -факторы подвижных носителей заряда в легированном Ge, вычисленные по формуле (1); 3 — g -факторы ионов переходных металлов в Ge (приведены для сравнения). Горизонтальные линии отвечают g -факторам аморфного Ge и свободных электронов в Ge. Данные [49–51].

3) Изменения концентраций примесных ионов не влияют на g -фактор и ширину асимметричной линии, чего следовало бы ожидать, если бы линия отвечала парамагнитному резонансу на дефектах структуры, так как дефектность структуры при изменении концентрации примесных ионов меняется.

4) Обнаружена зависимость g -фактора асимметричной линии от абсолютного значения спин-орбитального взаимодействия D примесных ионов переходных металлов (рис. 6). Поскольку часть времени подвижные носители заряда локализованы на примесях, спин-орбитальное взаимодействие приводит к отличию наблюдаемого g -фактора от его значения для свободного электрона.

Теория g -фактора для полупроводников была разработана еще в конце 1950-х годов [81]. Согласно этой теории, отклонение величины g -фактора от его значения для свободного спина определяется спин-орбитальным взаимодействием

$$g = 2.0023 - \frac{D}{E_{\text{gap}}} \left(\frac{m_0}{m^*} - 1 \right), \quad (1)$$

где 2.0023 — g -фактор свободного спина, D — величина спин-орбитального взаимодействия, $E_{\text{gap}} = 0.664\text{ eV}$ — ширина запрещенной зоны в Ge, m_0 — масса свободного электрона, m^* — эффективная масса носителей заряда. Как видно из соотношения, записанного выше, отклонение эффективного g -фактора носителей заряда от 2.0023 определяется двумя факторами: спин-орбитальным взаимодействием, которое в ионах переходных металлов хорошо известно [82], и энергией ионизации примеси, рассчитываемой через эффективную массу по формуле

$E_i = \frac{13.5}{\varepsilon^2} \left(\frac{m^*}{m_0}\right)$, где $\varepsilon = 16$ — диэлектрическая проницаемость Ge. В предельном случае малых энергий ионизации E_i величина эффективного g -фактора должна приближаться к g -фактору свободных носителей заряда. На рис. 6 показана зависимость эффективного g -фактора носителей заряда от величины спин-орбитального взаимодействия примесных ионов D , вычисленная по формуле, записанной выше. При вычислениях авторы использовали энергии ионизации примесей переходных металлов Mn, Cr, Fe, Co в германии: соответственно $E_i = 0.16, 0.12, 0.52, 0.48$ eV [83,84]. Из рис. 6 видно, что численные оценки дают качественное согласие экспериментальных результатов с теорией [81]. Расхождение для нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}$ можно объяснить их остаточной намагниченностью (наличием остаточного внутреннего магнитного поля $\sim 10\text{--}30$ Oe), высокими внутренними напряжениями, характерными для наноструктур, а также изменением ширины запрещенной зоны, обнаруженным в этих нанопроволоках.

6. Электронный спиновый резонанс в тонких пленках магнитных полупроводников

Изучение тонких магнитных пленок существенно расширило представление о физической природе анизотропии ферромагнетиков, позволило обнаружить процессы перемагничивания светом, стоячие спиновые волны, спиновые солитоны, гигантское MC и другие новые физические явления. Практический интерес к тонким магнитным пленкам обусловлен тем, что методом литографии из них могут быть приготовлены упорядоченные ансамбли наноструктур, используемые для хранения информации.

В настоящее время имеется гигантское число публикаций по исследованию тонких пленок DMS [75–92], значительно большее, чем о нанопроволоках. Однако и в этой области остается много открытых вопросов. Например, механизмы влияния размерности в MC в наноструктурах $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ неясны.

Ферромагнитный резонанс (ФМР) — одно из самых мощных средств изучения ферромагнитных тонких пленок [93–100]. Как известно, помимо основной моды спиновых волн с волновым вектором $\mathbf{k} = 0$, наблюдающейся при ФМР, в тонких пленках могут возбуждаться спиновые волны с волновым вектором, отличным от нуля. Наблюдение и анализ спектров спин-волнового резонанса (СВР) позволяет оценивать величину обменного взаимодействия между локализованными ионами магнитной примеси. Резонансное поле спиновой волны $H_{\text{res}} \sim D_{\text{ex}} k^m$, где D_{ex} — обменная константа жесткости, k — волновое число (номер резонансной линии в спектре спин-волнового резонанса), $m = 2$ (в случае классического киттельевского закрепления спинов на поверхности). Обменный интеграл J , определяющий

энергию обменного взаимодействия между спином примесного иона переходного металла и спином поляризованного носителя заряда, является одним из ключевых магнитных параметров. Таким образом, СВР не только явление, но и метод прямого измерения обменного взаимодействия в магнитных полупроводниках [101,102]. Обменный интеграл простым образом связан с параметрами СВР

$$J = \frac{D_{\text{ex}} g \mu_B}{2S r_s^2},$$

где D_{ex} — обменная константа жесткости, S — спин примесного иона переходного металла, r_s — расстояние между спинами [103].

При исследовании СВР в тонких пленках DMS иногда наблюдается отклонение показателя степени m от „классического“ значения $m = 2$. Так, в [104] наблюдалась прямолинейная ($m = 1$) зависимость резонансного поля H_{res} от номера моды ($H_{\text{res}} \sim k$), а в [100] наблюдался СВР с $H_{\text{res}} \sim k^{2/3}$. Оба эти результата не противоречат классическому киттельевскому закреплению спинов на поверхности тонкой ферромагнитной пленки. Причина отклонения заключается в неоднородном распределении намагниченности в поперечном сечении пленки, которое вызвано неоднородностью распределения примеси. Так, например, в [105] показано, что в случае гауссова распределения намагниченности по сечению неоднородной пленки выполняется следующая зависимость резонансного поля от номера спин-волновой моды k :

$$H_{\text{res}} = H_0 - \frac{D_{\text{ex}} [3\pi/2(k + 1/4)]^{2/3}}{d^2}, \quad (2)$$

где d — толщина пленки.

В тонких пленках СВР отличается от резонанса стоячих спиновых волн в нанопроволоках. Это связано с ограничением размера в поперечнике нанопроволоки. Когда диаметр нанопроволок d становится меньше, чем магнитная корреляционная длина $\xi = \sqrt{\frac{D_{\text{ex}}}{4\pi M_s}}$ (M_s — намагниченность насыщения), в нанопроволоках может возбуждаться одномерный СВР [48]. В нанопроволоках $\text{Ge}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}$, исследованных в работах [45–51], магнитная корреляционная длина $\xi \sim 250$ nm, что заметно больше диаметра нанопроволок $d = 60$ nm. Поэтому наблюдаемые в работах [49–51] резонансные линии можно интерпретировать как одномерный СВР, в котором закономерности распределения резонансных линий в спектре отличаются от случая тонких пленок.

7. Магнитосопротивление ферромагнитных полупроводников

Одно из основных свойств тонких пленок DMS, определяющих их практическую значимость, — магнитосопротивление. Все вещества в той или иной мере обладают MC. В металлах эффект MC выражен слабо. В полупроводниках относительное изменение сопротивления может быть в $10^2\text{--}10^4$ раз больше, чем в

металлах, и может достигать сотен и тысяч процентов. Разницу между удельным сопротивлением ρ при магнитном поле и сопротивлением в отсутствие магнитного поля принято называть МС

$$\frac{\Delta\rho(H)}{\rho(H)} = \frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(H)}.$$

Простейший и самый распространенный вид МС связан с орбитальным движением носителей заряда в магнитном поле (МС Лоренца). Без магнитного поля носителя заряда движутся прямолинейно между двумя столкновениями. Во внешнем магнитном поле H (перпендикулярном току) траектория представляет собой в неограниченном образце участок циклоиды длиной L (длина свободного пробега). За время свободного пробега частица пройдет путь меньший чем L_0 , а именно $L \propto L_0(1 - \frac{\mu^2 H^2}{2})$, где μ — подвижность заряженных частиц.

Таким образом, сопротивление должно возрастать пропорционально квадрату напряженности магнитного поля. Это МС является положительным. Оно наблюдается во всех полупроводниках [106,107] и металлах. МС в тонких неоднородных полупроводниковых пленках может отклоняться от квадратичного закона [108]. Отклонение может быть связано с тем, что структурный беспорядок и сильное легирование приводят к спин-зависимому рассеянию носителей заряда на анизотропных кластерах примеси. В полупроводниках может иметь место отрицательное МС [109,110]; например, его наблюдали в тонких пленках $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ [111,112]. Отрицательное МС может иметь различную природу: спин-зависимое рассеяние носителей заряда на кластерах сплавов, образующихся при легировании [113], или сильное дипольное взаимодействие носителей заряда с кластерами, как это наблюдается в GaAs , содержащем кластеры MnAs [114]. Для случая низких концентраций легирующей примеси в случае прыжковой проводимости Шкловским и Эфросом была разработана модель деформации волновых функций примесных центров магнитных полей. В области высоких температур прохождение тока определяется носителями заряда, термически возбужденными в зону проводимости (так называемый „зонный“ механизм проводимости). При низких температурах доминирующую роль в переносе носителей может играть прыжковая проводимость. В этом случае в запрещенной зоне материала в некотором интервале энергий существует большая плотность локализованных состояний, по которым носитель может перемещаться — совершать „прыжки“. Прыжковая проводимость на постоянном токе обусловлена носителями, локализованными на магнитных примесях. Согласно модели МС Шкловского–Эфроса [115], зависимость относительного изменения удельного электрического сопротивления от магнитного поля описывается функцией $\Delta\rho/\rho \sim \exp(-AH^2)$. Модель [115]

хорошо описывает отрицательное МС, которое наблюдалось, например, в двумерном массиве квантовых точек Ge/Si [116]. В аморфных полупроводниках с низкими концентрациями легирующей примеси отрицательное МС может быть обусловлено следующим механизмом. Прыжковая электропроводность в аморфных или сильно разупорядоченных дефектных полупроводниках с низкими концентрациями легирующей примеси обусловлена прыжками носителей заряда в „хвосте“ локализованных состояний вблизи уровня Ферми [117,118]. Эти локализованные состояния являются вырожденными в нулевом магнитном поле. Приложение внешнего поля вызывает зеэмановское расщепление и сдвиг энергий носителей заряда. В результате изменяется вероятность их захвата в локализованные состояния и в конечном итоге подвижность данной части носителей заряда.

Как правило, в экспериментах по измерению МС наблюдается комбинация положительного и отрицательного МС [117,118]. В слабых магнитных полях наблюдается отрицательное МС, а при увеличении напряженности магнитного поля — положительное. В рассмотренных выше работах измерение МС проводили на постоянном токе. В то же время в работах [119–122] предложена бесконтактная методика измерения микроволнового МС, основанная на использовании техники ЭПР-спектроскопии. Использование микроволнового поля приводит к некоторым особенностям магниторезистивного эффекта по сравнению с измерениями сопротивления образца на постоянном токе. Эти особенности определяются скин-эффектом, в результате которого микроволновое поле проникает в образец лишь на небольшую глубину.

Авторы настоящего обзора использовали методику, описанную в [119–122], для изучения тонких пленок Ge , легированных марганцем с помощью ионной имплантации. Метод ионной имплантации позволяет избежать быстрой диффузии ионов примеси в кластеры, обеспечивая нахождение большей части примеси в диспергированном состоянии. Ранее магнитосопротивление пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ исследовали только в режиме постоянного тока [123–125]. Отметим, что микроволновое МС может быть обусловлено другими группами носителей заряда, чем при измерениях на постоянном токе. Но именно эти носители заряда, проявляющиеся на высоких частотах, играют определяющую роль в высокочастотных устройствах записи и считывании информации. Хорошая аппроксимация экспериментальной кривой микроволнового МС пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ (рис. 7) [126–129] достигается суммированием двух функций: $\Delta\rho/\rho \sim A(1 - \exp(-BH^q)) + CH^p$, где A и C — не зависящие от поля коэффициенты, $B \sim \mu_0 \mu_B g S(S+1)/k_B T$ (μ_0 — магнитная постоянная, μ_B — магнетон Бора, g — g -фактор носителей заряда, S — спин носителей заряда), k_B — постоянная Больцмана, T — температура [117,118]. Численные значения постоянных A и C зависят от многих посторонних факторов,

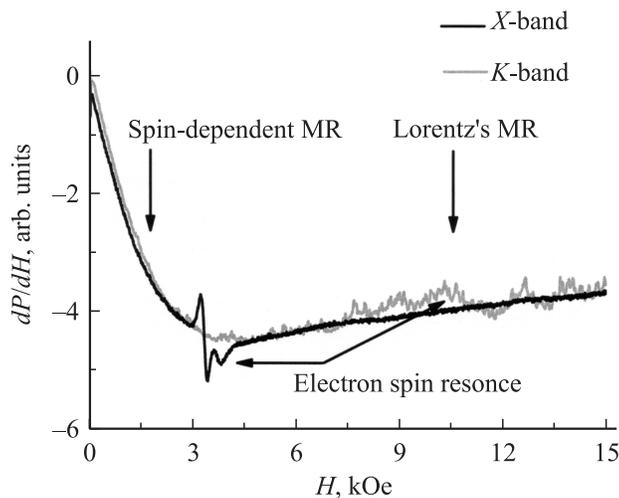


Рис. 7. Нерезонансный сигнал микроволнового магнитосопротивления (MR) пленок $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$, записанный в X- и K-частотных диапазонах микроволнового поля [126]. Постоянное магнитное поле спектрометра приложено перпендикулярно пленке.

таких как геометрия и размеры образца и т.п. Показатели степени p и q отражают физическую природу МС, и поэтому по численным значениям, получаемым из аппроксимации для p и q , можно судить о физической природе наблюдаемого МС. По этим значениям $p \approx 2$ и $q \approx 2$ были идентифицированы виды МС. В тонких пленках $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ имеется спин-зависимое рассеяние носителей заряда и лоренцово МС.

Ферромагнитные кластеры сплавов GeMn также могут вносить вклад в микроволновое МС [130]. Поэтому важно уметь выделять этот вклад. Авторам [126–129] удалось это сделать следующим образом. По положению минимума нерезонансного сигнала МС оценили длину фазовой релаксации носителей заряда, как это проделано в работах [119–122]. Поскольку оказалось, что длина фазовой релаксации при всех температурах значительно превышает размеры кластеров, установленные закономерности микроволнового МС авторы относят к кристаллической решетке, а не к МС кластеров.

8. Спиновая динамика и магнитные свойства тонких пленок германия, легированных марганцем

Пленки $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0.02, 0.04, 0.08$) были изготовлены методом ионной имплантации ионов марганца в пластины монокристаллического Ge. Глубина проникновения ионов марганца в монокристаллический Ge не превышала 120 nm (рис. 8), а их распределение в этом слое имело профиль, близкий к гауссовому [131–133]. Пленки $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ с концентрациями ионов марганца $x = 0.02, 0.04, 0.08$ содержит кластеры Ge_3Mn_5 со

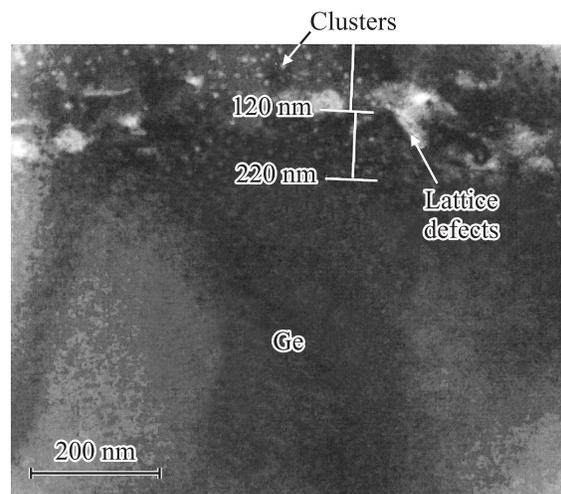


Рис. 8. ТЕМ-изображение поперечного сечения пленки $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$ [127].

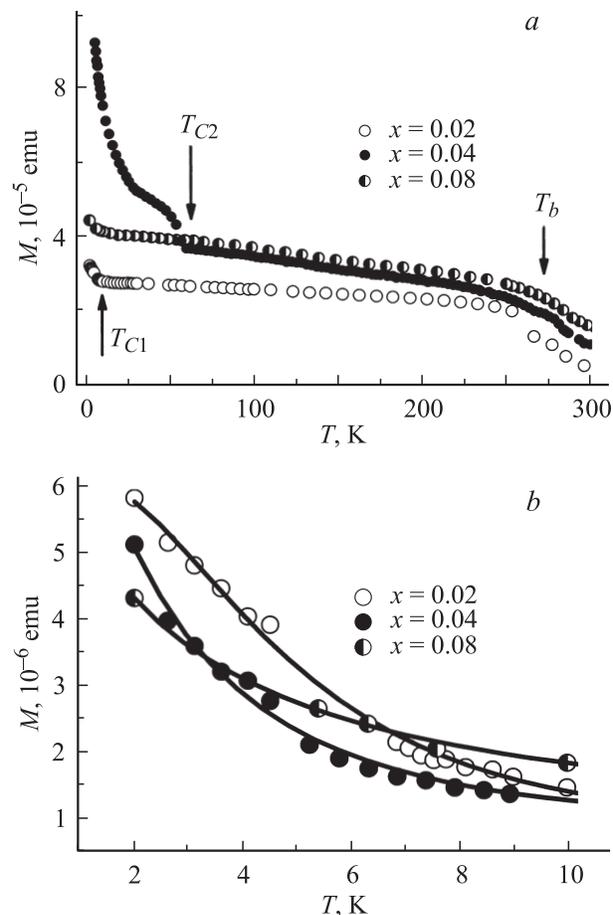


Рис. 9. *a*) Зависимости магнитного момента пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0.02, 0.04, 0.08$) от температуры при ориентации магнитного поля напряженностью $H = 1$ kOe перпендикулярно плоскости пленки. *b*) Зависимости магнитного момента подсистемы диспергированных ионов Mn^{2+} от температуры, полученные вычитанием магнитного момента ферромагнитных кластеров Ge_3Mn_5 . Магнитное поле $H = 1$ kOe перпендикулярно плоскости пленки. Сплошными линиями показана аппроксимация уравнением (3). Данные [134].

средними диаметрами 7.5, 9.5 и 13.1 nm (рис. 8), а также изолированные ионы Mn в узлах решетки [131–133].

Критические температуры, отвечающие ферромагнитному упорядочению кластеров (T_b) и пленки (T_{C1} , T_{C2}), обнаружены на температурной зависимости магнитного момента, полученной при помощи СКВИД-магнитометра (рис. 9, *a*) [134]. Было показано, что самая низкая критическая температура T_{C1} в пленках отвечает перколяционному ферромагнитному упорядочению в подсистеме диспергированных ионов Mn^{2+} . На это указывает плавная „неблеховская“ зависимость магнитного момента пленок от температуры, которая хорошо описывается выражением, полученным в перколяционной теории (рис. 9, *b*)

$$M(T) = M(0) \left[1 - \exp\left(-L^3 n_n \ln^3 \frac{SW}{T}\right) \right], \quad (3)$$

где $M(0)$ — магнитный момент при температуре $T \rightarrow 0$, n_n — концентрация локализованных дырок, L — радиус локализации дырок, T — температура, $S = 5/2$ — спин примесного иона Mn^{2+} , W — энергия обменного взаимодействия ближайших примесных ионов Mn^{2+} [37,39].

Исследование тонких пленок $Ge_{1-x}Mn_x$ методом ЭПР-спектроскопии показало, что в пленках резонансное поглощение при высоких температурах $T > 260$ K обусловлено ферромагнитным резонансом в кластерах Ge_3Mn_5 , в то время как при низких температурах $T < 10$ K причиной электронного спинового резонанса являются коллективные спиновые возбуждения в кристаллической решетке образца (рис. 10, *a*) [126–129]. Подтверждением спин-волнового резонанса при низких температурах в тонких пленках $Ge_{1-x}Mn_x$ является совпадение экспериментальной зависимости резонансных полей, соответствующих спин-волновым модам с различными волновыми числами, с теоретической зависимостью, описываемой выражением (2) для случая гауссова распределения намагниченности по сечению неоднородной пленки (рис. 10, *b*).

Сравнение спектров поглощения микроволновой мощности в пленках с аналогичными спектрами в нанопроволоках $Ge_{1-x}Mn_x$ показало, что ограничение размерности в последних приводит к полному подавлению микроволнового МС и значительно модифицирует спектр электронного спинового резонанса.

Несмотря на существенные преимущества исследования магнитных свойств DMS методом электронного спинового резонанса, большая часть опубликованных результатов исследования тонких пленок и макрокристаллов состава $Ge_{1-x}Mn_x$ получена в статическом режиме методом СКВИД-магнетометрии, интегрирующим вклады различных подсистем в магнитных свойства. В работах [135,136] приведены результаты исследования магнитных свойств макрокристаллов $Ge_{1-x}Cr_x$, выращенных методом вертикальной зонной плавки, и $Ge_{1-x}Mn_x$, выращенных методом Чохральского. На температурной зависимости магнитного момента были обнаружены критические температуры: ~ 290 и ~ 233 K,

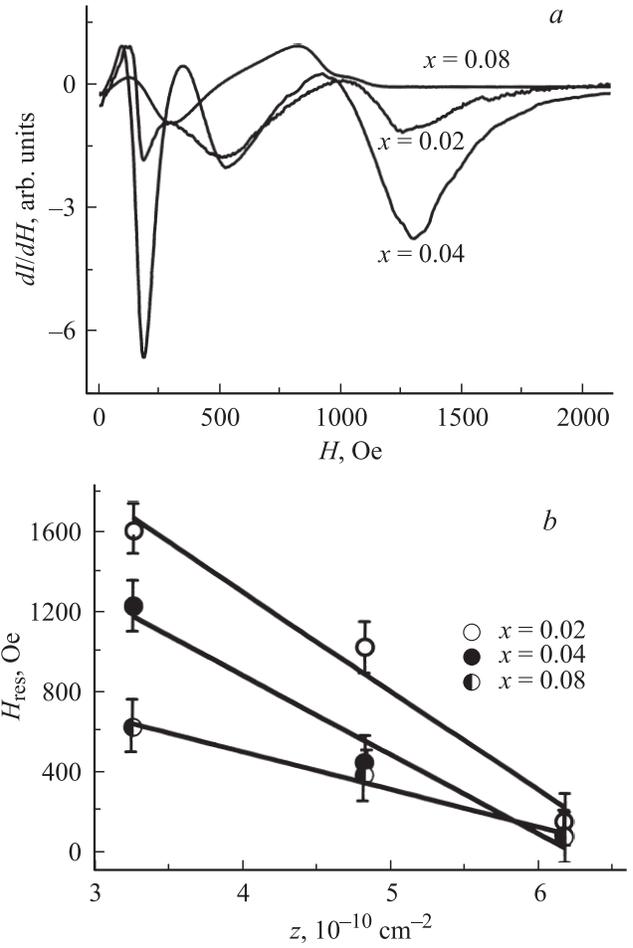


Рис. 10. *a*) Спектры спин-волнового резонанса пленок $Ge_{1-x}Mn_x$ ($x = 0.02, 0.04, 0.08$) при температуре $T = 4$ K (постоянное магнитное поле перпендикулярно пленке). *b*) Зависимости резонансного поля H_{res} от параметра $z = [3\pi/2(k + 1/4)]^2/d^2$ при температуре $T = 4$ K. Сплошными линиями показана аппроксимация уравнением (2). Данные [127].

отвечающие кластерам $GeMn$ и $GeCr$ соответственно. В то же время известно, что температура дальнего магнитного упорядочения в системе „растворенных“ ионов, обмен между которыми происходит за счет спин-поляризованных носителей заряда, существенно ниже и составляет ~ 10 – 15 K [137,138]. Этой критической температуры не наблюдалось в работах [135,136], несмотря на высокие концентрации легирующей примеси. Это неудивительно. Методы Чохральской и вертикальной зонной плавки в отличие от методов выращивания наноструктур, описанных выше, не позволяют получать DMS, так как подавляющая доля примеси агрегируется в сплавы.

Выращивание наноструктур не гарантирует получения DMS. Так, в работе [139] сообщается о синтезе и исследовании магнитных и магнитотранспортных свойств тонких пленок $Ge_{1-x}Mn_x$ ($x = 0.25$ – 0.42), полученных методом MBE (molecular beam epitaxy — молекулярная

эпитаксия). Несмотря на высокие значения концентрации легирующей примеси, полученные тонкие пленки не переходили в ферромагнитное состояние при низких температурах. При понижении температур < 20 К образцы вели себя подобно спиновому стеклу. Другая критическая температура ~ 150 К отвечала ферромагнитному упорядочению в кластерах $\text{Ge}_8\text{Mn}_{11}$.

9. Технология изготовления упорядоченных ансамблей нанопроволок элементарных полупроводников

В настоящее время в качестве подложки для приготовления нанопроволок элементарных полупроводников предложены: пленки анодированного оксида алюминия [140,141], поликарбонатные мембраны [142], нанопористые стекла [143]. Мезопористые материалы должны иметь упорядоченные нанопоры с легко регулируемой и надежно воспроизводимой геометрией. Однако достичь этого удается далеко не всегда. Потенциальные проблемы, с которыми сталкиваются при приготовлении массивов упорядоченных нанопроволок элементарных полупроводников, отражены на рис. 11 [144]. Для приготовления нанопроволок подходят исключительно монокристаллические подложки без трещин и сколов. В противном случае на межзеренных границах поликристаллической подложки происходит нарушение периодичности нанопор. С этой же проблемой сталкиваются при использовании недостаточно чистых подложек. Большое внимание следует уделять состоянию поверхности. Шероховатости могут провоцировать рост нанопор в продольном направлении подложки. Разнородные поверхности подложки с нанопорами и нанопроволок должны иметь высокую адгезию, позволяющую фиксировать нанопроволоки внутри нанопор силами поверх-

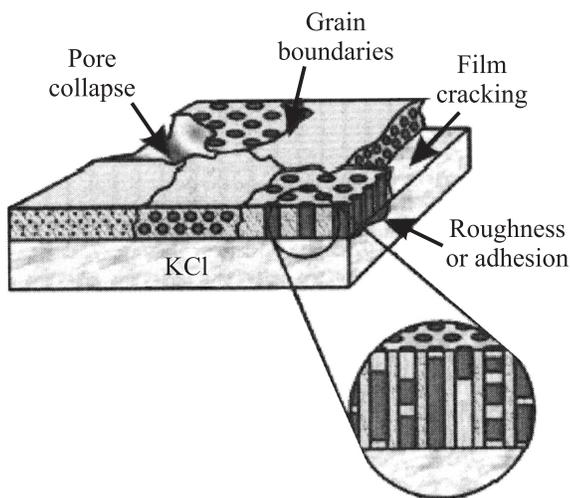


Рис. 11. Схема мезопористой тонкой пленки на подложке KCl [144]. Стрелками показаны дефекты структуры пленки.

ностного сцепления. Адгезия представляет собой крайне сложное явление, поэтому подбор подложек с высокой адгезией к поверхности элементарных полупроводников происходит методом проб и ошибок. При изготовлении нанопроволок элементарных полупроводников в них возникают сильные механические напряжения, которые влияют на подвижность носителей заряда и, следовательно, определяют разброс высокочастотных электрических свойств нанопроволок. Кроме того, подложка с нанопорами должна иметь высокую диэлектрическую проницаемость, чтобы уменьшить вероятность туннелирования электронов и электрического пробоя при использовании в электронике.

В настоящее время наиболее подходящим материалом для подложки является анодированный оксид высокочистого (99.999) алюминия с гексагональным расположением нанопор на поверхности. Оксид алюминия обладает высокой диэлектрической проницаемостью $\epsilon \sim 16$, что выше, чем $\epsilon \sim 4$ термического оксида SiO_2 . Это открывает новые возможности подавления так называемых короткоканальных эффектов в приборах нанoeлектроники с латеральным размером менее 100 нм.

10. Заключение

В обзоре обобщены основные результаты исследований магнитных свойств наноструктур (тонких пленок и нанопроволок) DMS. Сравнение DMS с другими материалами, претендующими на использование в спинтронных приборах, показало, что наноструктуры DMS являются в этом плане перспективными.

К настоящему моменту разработана методика получения и аттестации нанокмозитов, содержащих массивы упорядоченных полупроводниковых ферромагнитных нанопроволок в мембранах анодированного оксида алюминия. Это методика позволяет получать прообразы микрочипов на основе ориентированных нанопроволок с легко регулируемыми и надежно воспроизводимыми геометрическими параметрами элементарных ячеек памяти.

Сравнение микроволнового МС и спектров электронного спинового резонанса в тонких пленках и нанопроволоках $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ свидетельствует о влиянии размеров образца на спин-зависимое рассеяние носителей заряда, намагничивание и спиновую динамику в наноструктурах $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$.

Отметим, что спинтроника не ограничивается приведенными в обзоре примерами создания логических элементов и устройств хранения информации. В настоящее время уже созданы лабораторные прототипы приборов спинтроники, такие как однополярный спиновый транзистор и магнитный биполярный транзистор, уже поступили в продажу модули оперативной памяти на основе MRAM. Все эти приборы также требуют создания нанопроволок и тонких пленок магнитных полупроводников.

Список литературы

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [2] G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, W. Zinn. *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [3] R.E. Camley, J. Barnas. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 664 (1989).
- [4] J. Barnas, A. Fuss, R.E. Camley, P. Grunberg, W. Zinn. *Phys. Rev. B* **42**, 8110 (1990).
- [5] A. Barthelemy, A. Fert. *Phys. Rev. B* **43**, 13 124 (1991).
- [6] T. Valet, A. Fert. *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993).
- [7] W.H. Butler. *Phys. Rev. B* **56**, 14 574 (1997).
- [8] J.S. Moodera, L.R. Kinder, T.M. Wong, R. Meservey. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995).
- [9] П.А. Грюнберг. *УФН* **178**, 1349 (2008).
- [10] А. Ферг. *УФН* **178**, 1336 (2008).
- [11] K.C. Hall, M.E. Flatte. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 162 503 (2006).
- [12] J.M. Slaughter, E.Y. Chen, S. Tehrani. *J. Appl. Phys.* **85**, 4451 (1999).
- [13] M. Tsoi. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4281 (1998).
- [14] J.A. Katine, F.J. Albert, R.A. Buhrman, E.B. Myers, D.C. Ralph. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000).
- [15] L. Bogani, W. Wernsdorfer. *Nature Mater.* **7**, 179 (2008).
- [16] M.N. Leuenberger, D. Loss. *Nature* **410**, 789 (2001).
- [17] S.J. Blundell, F.L. Pratt. *J. Phys.: Cond. Matter* **16**, 771 (2004).
- [18] J.M. Kikkawa, I.P. Smorchkova, N. Samarth, D.D. Awschalom. *Science* **277**, 1284 (1997).
- [19] J.M. Kikkawa, D.D. Awschalom. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4313 (1998).
- [20] Э.Л. Нагаев. *Физика магнитных полупроводников*. Наука, М. (1979). 432 с.
- [21] Э.Л. Нагаев. *УФН* **117**, 437 (1975).
- [22] Э.Л. Нагаев, В.В. Осипов, А.А. Самохвалов. *УФН* **166**, 685 (1996).
- [23] И.И. Ляпилин, И.М. Цидильковский. *УФН* **146**, 35 (1985).
- [24] T. Dietl. *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 031 005 (2008).
- [25] M.A. Ruderman, C. Kittel. *Phys. Rev.* **96**, 99 (1954).
- [26] C. Zener. *Phys. Rev.* **81**, 440 (1951).
- [27] C. Zener. *Phys. Rev.* **82**, 403 (1951).
- [28] S. Vonsovsky. *J. Phys.* **10**, 486 (1946).
- [29] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura. *Phys. Rev. B* **63**, 195 205 (2001).
- [30] K.W. Edmonds, P. Bogusławski, K.Y. Wang, R.P. Campion, S.N. Novikov, N.R.S. Farley, B.L. Gallagher, C.T. Foxon, M. Sawicki, T. Dietl, M. Buongiorno Nardelli, J. Bernholc. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 037 201 (2004).
- [31] T. Kasuya. *Prog. Theor. Phys.* **16**, 45 (1956).
- [32] K. Yosida. *Phys. Rev.* **106**, 893 (1957).
- [33] Y.J. Zhao, T. Shishido, A.J. Freeman. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 047 204 (2003).
- [34] Y.D. Park, A.T. Hanbicki, S.C. Erwin, C.S. Hellberg, J.M. Sullivan, J.E. Mattson, T.F. Ambrose, A. Wilson, G. Spanos, B.T. Jonker. *Science* **295**, 651 (2002).
- [35] S.L. Cho, S.Y. Choi, S.C. Hong, Y.K. Kim, J.B. Ketterson, B.J. Kim, Y.C. Kim, J.H. Jung. *Phys. Rev. B* **66**, 033 303 (2002).
- [36] P.M. Krstajic, V.A. Ivanov, F.M. Peeters, V. Fleurov, K. Kikoin. *Europhys. Lett.* **61**, 235 (2003).
- [37] И.Я. Коренблит, Е.Ф. Шендер. *УФН* **126**, 233 (1978).
- [38] A. Kaminski, S. Das Sarma. *Phys. Rev. B* **68**, 235 210 (2003).
- [39] A. Kaminski, S. Das Sarma. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 247 202 (2002).
- [40] V.I. Litvinov, V.K. Dugaev. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5593 (2001).
- [41] M. Demand, A. Encinas-Oropesa, S. Kenane, U. Ebels, I. Huynen, L. Piraux. *J. Magn. Magn. Mater.* **249**, 228 (2002).
- [42] C.A. Ramos, E. Vasallo Brigneti, M. Vazquez. *Physica B* **354**, 195 (2004).
- [43] M. Vazquez, M. Hernandez-Velez, K. Pirola, A. Asenjo, D. Navas, J. Velasques, P. Vargas, C. Ramos. *Eur. Phys. J. B* **40**, 489 (2004).
- [44] A. Encinas, M. Demand, L. Vila, L. Piraux, I. Huynen. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 2032 (2002).
- [45] A. Encinas-Oropesa, M. Demand, L. Piraux, I. Huynen, U. Ebels. *Phys. Rev. B* **63**, 104 415 (2001).
- [46] M.I. Chipara, R. Skomski, D.J. Sellmyer. *J. Magn. Magn. Mater.* **249**, 246 (2002).
- [47] R. Skomski, H. Zeng, M. Zheng, D.J. Sellmyer. *Phys. Rev. B* **62**, 3900 (2000).
- [48] R. Arias, D.L. Mills. *Phys. Rev. B* **63**, 134 439 (2001).
- [49] Р.Б. Моргунов, А.И. Дмитриев, Y. Tanimoto, И.Б. Кленина, О.Л. Kazakova, J.S. Kulkarni, J.D. Holmes. *ФТТ* **49**, 285 (2007).
- [50] R.B. Morgunov, A.I. Dmitriev, Y. Tanimoto, J.S. Kulkarni, J.D. Holmes, O.L. Kazakova. *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 824 (2007).
- [51] R.B. Morgunov, Y. Tanimoto, I.B. Klenina, J.S. Kulkarni, J.D. Holmes, O.L. Kazakova. *J. Magn. Magn. Mater.* **316**, 210 (2007).
- [52] Y.Q. Yang, P.H. Keesom, J.K. Furdyna, W. Giriat. *J. Solid State Chem.* **49**, 20 (1993).
- [53] C.W. Na, D.S. Han, D.S. Kim, Y.J. Kang, J.Y. Lee, J. Park, D.K. Oh, K.S. Kim, D. Kim. *J. Phys. Chem. B* **110**, 6699 (2006).
- [54] S. Ghosh, V. Sih, W.H. Lau, D.D. Awschalom, S.Y. Bae, S. Wang, S. Vaidya, G. Chapline. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 232 507 (2005).
- [55] Y.Q. Chang, D.B. Wang, X.H. Luo, X.Y. Xu, X.H. Chen, L. Li, C.P. Chen, R.M. Wang, J. Xu, D.P. Yu. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 4020 (2003).
- [56] J.B. Cui, U.J. Gibson. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 133 108 (2005).
- [57] J.J. Liu, M.H. Yu, W.L. Zhou. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 172 505 (2005).
- [58] K.R. Kittilstved, N.S. Norberg, D.R. Gamelin. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 147 209 (2005).
- [59] M. Venkatesan, C.B. Fitzgerald, J.G. Lunney, J.M.D. Coey. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 177 206 (2004).
- [60] J. Cui, U.J. Gibson. *J. Phys. Chem.* **109**, 22 074 (2005).
- [61] Y.H. Lee, J.M. Yoo, D.H. Park, D.H. Kim, B.K. Ju. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 033 110 (2005).
- [62] A.B. Greytak, L.J. Lauhon, M.S. Gudiksen, C.M. Lieber. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4176 (2004).
- [63] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, D. Ferrand. *Science* **287**, 1019 (2000).
- [64] M.L. Reed, N.A. El-Masry, H.H. Stadelmaier, M.K. Ritums, M.J. Reed, C.A. Parker, J.C. Roberts, S.M. Bedair. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3473 (2001).
- [65] F.L. Deepak, P.V. Vanitha, A. Govindaraj, C.N.R. Rao. *Chem. Phys. Lett.* **374**, 314 (2003).
- [66] H.J. Choi, H.K. Seong, J. Chang, K.I. Lee, Y.J. Park, J.J. Kim, S.K. Lee, R. He, T. Kuykendall, P. Yang. *Adv. Mater.* **17**, 1351 (2005).
- [67] D.S. Han, J. Park, K.W. Rhie, S. Kim, J. Chang. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 032 506 (2005).

- [68] Y. Shon, Y.H. Kwon, T.W. Kang, X. Fan, D. Fu, Y. Kim. *J. Cryst. Growth* **245**, 193 (2002).
- [69] K. Sardar, A.R. Raju, B. Bansal, V. Venkataraman, C.N.R. Rao. *Solid State Commun.* **125**, 55 (2003).
- [70] Y.D. Park, J.D. Lim, K.S. Suh, S.B. Shim, J.S. Lee, C.R. Abernathy, S.J. Pearton, Y.S. Kim, Z.G. Khim, R.G. Wilson. *Phys. Rev. B* **68**, 085 210 (2003).
- [71] J.D. Holmes, D.M. Lyons, K.J. Ziegler. *J.Chem. Eur.* **9**, 2144 (2003).
- [72] J.S. Kulkarni, O. Kazakova, D. Erts, M.A. Morris, M.T. Shaw, J.D. Holmes. *Chem. Mater.* **17**, 3615 (2005).
- [73] D. Erts, B. Polyakov, B. Daly, M.A. Morris, S. Ellingboe, J. Boland, J.D. Holmes. *J. Phys. Chem. B* **110**, 820 (2006).
- [74] O. Kazakova, J.S. Kulkarni, J.D. Holmes, S.O. Demokritov. *Phys. Rev. B* **72**, 094 415 (2005).
- [75] C. Jaeger, C. Bihler, T. Vallaitis, S.T.B. Goennenwein, M. Opel, R. Gross, M.S. Brandt. *Phys. Rev. B* **74**, 045 330 (2006).
- [76] В.Н. Меньшов, В.В. Тугушев. *Письма ЖЭТФ* **87**, 497 (2008).
- [77] J.S. Kang, G. Kim, S.C. Wi, S.S. Lee, S. Choi, S. Cho, S.W. Han, K.H. Kim, H.J. Song, H.J. Shin, A. Sekiyama, S. Kasai, S. Suga, B.I. Min. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 147 202 (2005).
- [78] L. Morresi, N. Pinto, M. Ficcadenti, R. Murri, F. D'Orazio, F. Lucari. *Mater. Sci. Eng. B* **126**, 197 (2006).
- [79] C. Bihler, C. Jaeger, T. Vallaitis, M. Gjukic, M.S. Brandt, E. Pippel, J. Woltersdorf, U. Gosele. *J. Appl. Phys.* **88**, 112 506 (2006).
- [80] Р.Б. Моргунов, А.И. Дмитриев, Y. Tanimoto, O.L. Kazakova, J.S. Kulkarni, J.D. Holmes. *ФТТ* **50**, 1058 (2008).
- [81] L.M. Roth. *Phys. Rev.* **118**, 1534 (1960).
- [82] С.В. Вонсовский. *Магнетизм. Наука*, М. (1971). 1032 с.
- [83] C.A. Hogarth. *Materials used in semiconductor devices*. Interscience Publ., Inc., N.Y. (1965). 165 p.
- [84] H.H. Woodbury, W.W. Tyler. *Phys. Rev.* **100**, 659 (1955).
- [85] A.V. Kimel, G.V. Astakhov, G.M. Schott, A. Kirilyuk, D.R. Yakovlev, G. Karczewski, W. Ossau, G. Schmidt, L.W. Molenkamp, Th. Rasing. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 237 203 (2004).
- [86] Y. Mitsumori, A. Oiwa, T. Slupinski, H. Maruki, Y. Kashimura, F. Minami, H. Munekata. *Phys. Rev. B* **69**, 033 203 (2004).
- [87] X. Liu, Y.Y. Zhou, J.K. Furdyna. *Phys. Rev. B* **75**, 195 220 (2007).
- [88] T.G. Rappoport, P. Redlinski, X. Liu. *Phys. Rev. B* **69**, 125 213 (2004).
- [89] A. Koeder, S. Frank, W. Schoch, V. Avrutin, W. Limmer, K. Thonke, R. Sauer, A. Waag, M. Krieger, K. Zuern, P. Ziemann, S. Brotzmann, H. Bracht. *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3278 (2003).
- [90] K. Sato, T. Fukushima, H. Katayama-Yoshida. *Jpn. J. Appl. Phys.* **46**, 628 (2007).
- [91] X. Liu, J.K. Furdyna. *J. Phys.: Cond. Matter* **18**, 245 (2006).
- [92] M. Abolfath, T. Jungwirth, J. Brum, A.H. MacDonald. *Phys. Rev. B* **63**, 054 418 (2001).
- [93] M. Farle. *Rep. Prog. Phys.* **61**, 755 (1998).
- [94] H. Nojiri, M. Motokawa, S. Takeyama, F. Matsukura, H. Ohno. *Physica B* **256**, 569 (1998).
- [95] Y. Sasaki, X. Liu, J.K. Furdyna, M. Palczewska, J. Szczytko, A. Twardowski. *J. Appl. Phys.* **91**, 7484 (2002).
- [96] S.T.B. Goennenwein, T. Graf, T. Wassner, M.S. Brandt, M. Stutzmann, A. Koeder, S. Frank, W. Schoch, A.J. Waag. *J. Supercond.* **16**, 75 (2003).
- [97] X. Liu, Y. Sasaki, J.K. Furdyna. *Phys. Rev. B* **67**, 205 204 (2003).
- [98] K. Dziatkowski, M. Palczewska, T. Slupinski, A. Twardowski. *Phys. Rev. B* **70**, 115 202 (2004).
- [99] X. Liu, W.L. Lim, Z. Ge, S. Shen, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna, T. Wojtowicz, K.M. Yu, W. Walukiewicz. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 112 512 (2005).
- [100] S.T.B. Goennenwein, T. Graf, T. Wassner, M.S. Brandt, M. Stutzmann, J.B. Philipp, R. Gross, M. Krieger, K. Zurn, P. Ziemann. *Appl. Phys. Lett.* **82**, 730 (2003).
- [101] G. Bouzerar, T. Pareek. *Phys. Rev. B* **65**, 153 203 (2002).
- [102] T. Omiya, F. Matsukura, T. Dietl, Y. Ohno, T. Sakon, M. Motokawa, H. Ohno. *Physica E* **7**, 976 (2000).
- [103] C. Kittel. *Phys. Rev.* **110**, 1295 (1958).
- [104] Y. Sasaki, X. Liu, T. Wojtowicz, J.K. Furdyna. *J. Supercond.* **16**, 143 (2003).
- [105] B. Hoekstra, R.P. Stapele, J.M. Robertson. *J. Appl. Phys.* **48**, 382 (1977).
- [106] F. Tremblay, M. Pepper, D. Ritchie, D.C. Peacock, J.E.F. Frost, G.A.C. Jones. *Phys. Rev. B* **39**, 8059 (1989).
- [107] F. Tremblay, M. Pepper, R. Newbury, D. Ritchie, D.C. Peacock, J.E.F. Frost, G.A.C. Jones. *Phys. Rev. B* **40**, 10052 (1989).
- [108] A. Roy, M. Levy, X.M. Guo, M.P. Sarachik, R. Ledesma, L.L. Isaacs. *Phys. Rev. B* **39**, 10 185 (1989).
- [109] Y. Zhang, P. Dai, M. Levy, M.P. Sarachik. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2687 (1990).
- [110] M.M. Parish, P.B. Littlewood. *Nature* **426**, 162 (2003).
- [111] Y. Iye, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, F. Matsukura, A. Shen, H. Ohno, H. Munekata. *Mater. Sci. Eng. B* **63**, 88 (1999).
- [112] H. Ohno, H. Munekata, T. Penney, S. Molnar, L.L. Chang. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2664 (1992).
- [113] P.J. Wellmann, J.M. Garcia, J.L. Feng, P.M. Petroff. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2532 (1997).
- [114] H. Akinaga, J. Boeck, G. Borghs, S. Miyanishi, A. Asamitsu, W. Roy, Y. Tomioka, L.H. Kuo. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 3368 (1998).
- [115] B.I. Shklovskii, B.Z. Spivak. *Scattering and interference phenomena in variable range hopping conduction*. In: *Hopping transport in solids*. Elsevier, Amsterdam (1991). 271 p.
- [116] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, G.M. Minkov, A.A. Sherstobitov, A.I. Nikiforov, A.A. Bloshikin, N.P. Stepina, J.P. Leita, N.A. Sobolev, L. Pereira, M.C. Carmo. *Phys. Status Solidi C* **2**, 296 (2006).
- [117] I. Kubelik, A. Triska. *Czech. J. Phys. B* **23**, 123 (1973).
- [118] R.P. Khosla, J.R. Fischer. *Phys. Rev. B* **20**, 4084 (1970).
- [119] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, Г. Бискупски. *ФТП* **32**, 557 (1998).
- [120] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек. *ФТП* **34**, 774 (2000).
- [121] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек. *ФТП* **36**, 826 (2002).
- [122] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек. *ФТП* **39**, 1159 (2005).
- [123] S.H. Song, S.H. Lim, M.H. Jung. *J. Korean Phys. Soc.* **49**, 2386 (2006).
- [124] S.S. Yu, T.T.L. Anh, Y.E. Ihm. *Current Appl. Phys.* **6**, 545 (2006).
- [125] A.P. Li, F. Wendelken, J. Shen, L.C. Feldman, J.R. Thompson, H.H. Weitering. *Phys. Rev. B* **72**, 195 205 (2005).

- [126] Р.Б. Моргунов, М. Farle, O.L. Kazakova. *ЖЭТФ* **133**, 1 (2008).
- [127] R. Morgunov, M. Farle, M. Passacantando, L. Ottaviano, O. Kazakova. *Phys. Rev. B* **77**, 114 824 (2008).
- [128] R. Morgunov, Y. Tanimoto, O. Kazakova. *Sci. Tech. Adv. Mater.* **9**, 024 207 (2008).
- [129] O. Kazakova, R. Morgunov, J. Kulkarni, J. Holmes, L. Ottaviano. *Phys. Rev. B* **77**, 235 317 (2008).
- [130] Y.D. Park, A. Wilson, A.T. Hanbicki, J.E. Mattson, T. Ambrose, G. Spanos, B.T. Jonker. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2739 (2001).
- [131] L. Ottaviano, M. Passacantando, A. Verna. *J. Appl. Phys.* **100**, 063 528 (2006).
- [132] L. Ottaviano, M. Passacantando, S. Picozzi. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 061 907 (2006).
- [133] L. Ottaviano, M. Passacantando, A. Verna. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 1 (2007).
- [134] А.И. Дмитриев, Р.Б. Моргунов, О.Л. Казакова, Й. Танимото. *ЖЭТФ* **135**, 6, в печати (2009).
- [135] S. Choi, S. Cheo, H. Choa, S. Shoa, Y. Kim, J.B. Ketterson, C. Jung, K. Rhie, B. Kim, Y.C. Kim. *J. Appl. Phys.* **93**, 7670 (2003).
- [136] S.K. Kim, S.E. Park, Y.C. Cho, C.R. Cho, S.Y. Jeong. *J. Korean Phys. Soc.* **49**, 518 (2006).
- [137] R.P. Panguluri, B. Nadgorny, C. Zeng, H.H. Weitering. *Phys. Status Solidi* **242**, 67 (2005).
- [138] C. Bihler, C. Jaeger, T. Vallaitis. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 112 506 (2006).
- [139] H. Li, Y. Wu, Z. Guo, P. Luo, S. Wang. *J. Appl. Phys.* **100**, 103 908 (2006).
- [140] Y. Li, D. Xu, Q. Zhang, D. Chem, F. Huang, Y. Xu, G. Guo, Z. Gu. *Chem. Mater.* **11**, 3433 (1999).
- [141] G. Schmid, M. Baumle, M. Geerkens, I. Heim, C. Osemann, T. Sawitowski. *Chem. Soc. Rev.* **28**, 179 (1999).
- [142] C. Schonenberger, B.M.I. van der Zande, L.G.J. Fokkink, M. Henny, C. Schmid, M. Kruger, A. Bachtold, R. Huber, U. Staufer. *J. Phys. Chem.* **101**, 5497 (1997).
- [143] P.P. Hguyen, D.H. Pearson, R.J. Tonucci, K. Babcock. *J. Electrochem. Soc.* **145**, 247 (1998).
- [144] K.J. Ziegler, B. Polyakov, J.S. Kulkarni, T.A. Crowley, K.M. Ryan, M.A. Morris, D. Ertz, J.D. Holmes. *J. Mater. Chem.* **14**, 585 (2004).