

Электронный спиновый резонанс в ориентированных нанопроволоках $\text{Ge}_{0.99}\text{Cr}_{0.01}$

© Р.Б. Моргунов, Ф.Б. Мушенок, А.И. Дмитриев, О.Л. Kazakova*, Y. Tanimoto**

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

* National Physical Laboratory,
Teddington, U.K.

** Osaka City University, Graduated School of Science,
Osaka, Japan

E-mail: morgunov20072007@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 17 ноября 2008 г.)

Исследован электронный спиновый резонанс в нанопроволоках $\text{Ge}_{0.99}\text{Cr}_{0.01}$, выращенных в нанопорах анодированного оксида алюминия. В интервале температур 4–300 К в спектрах электронного спинового резонанса нанопроволок наблюдается асимметричная изотропная резонансная линия, отвечающая парамагнитному резонансу носителей заряда. При температурах ниже 50–70 К в спектрах спинового резонанса нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Cr}_{0.01}$ появляется множество дополнительных резонансных линий, отвечающих антиферромагнитному резонансу в кластерах GeCr. Обнаружено закономерное уменьшение эффективного g -фактора асимметричной линии Дайсона, соответствующей носителям заряда в германии, с увеличением спин-орбитального взаимодействия в ряду ионов переходных металлов Mn^{2+} , Cr^{2+} , Fe^{3+} , Co^{2+} , которыми были легированы нанопроволоки германия.

PACS: 75.75.+a, 76.50.+g

1. Введение

Решением задачи поиска элементов для будущей электроники является создание приборов спинтроники, в которых для управления их свойствами помимо заряда электрона будет использоваться его спин [1–3]. Центральным вопросом спинтроники является вопрос о времени спиновой когерентности. Если это время слишком мало, то разориентация спинов приводит к потере информации, переносимой каждым спином. Поэтому термин спинтроника часто употребляют со словом „когерентный“. 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. Поэтому „полупроводниковая“ спинтроника более привлекательна и реалистична, чем „металлическая“. В настоящее время идет активная работа над созданием DMS (Diluted Magnetic Semiconductors — разбавленных магнитных полупроводников). Несмотря на выигрыш во времени спиновой когерентности, большинство исследуемых DMS имеют весьма низкие температуры Кюри, что ограничивает их практическое применение. Этот недостаток может быть устранен при переходе к наноструктурам DMS. Наноструктурирование полупроводника увеличивает растворимость примеси переходных металлов в его кристаллической решетке до желаемых 1–2%, обеспечивающих магнитоупорядоченное состояние [4,5].

Настоящая работа является продолжением серии работ [6–14], в которых были исследованы статические и динамические магнитные и электрические свойства

нанопроволок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$, $\text{Ge}_{1-x}\text{Co}_x$ и тонких пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$. Было установлено, что наноструктуры $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ обладают ферромагнитным упорядочением при комнатных температурах [7], корреляцией магнитных и электропроводящих свойств [8–10], микроволновым магнитосопротивлением [11–14] и т. д. Целью настоящей работы является установление взаимосвязи между спиновой динамикой и высокочастотными магнитными и электрическими свойствами нанопроволок Ge, легированного Cr.

2. Методика экспериментов и приготовления образцов

Нанопроволоки $\text{Ge}_{0.99}\text{Cr}_{0.01}$ были выращены в результате распада дифенилгерманита и карбонила хрома в окиси углерода CO_2 , находящейся в сверхкритическом состоянии. Кристаллизация происходила в нанопорах мембраны анодированного оксида алюминия Al_2O_3 . Диаметр нанопроволок $d = 60$ nm и их длина $70 \mu\text{m}$ определялись диаметром параллельных друг другу нанопор и толщиной мембраны Al_2O_3 соответственно. На рис. 1, *a* показано изображение отдельной нанопроволоки, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа. В рентгенограмме (рис. 1, *b*) отчетливо наблюдаются пики, соответствующие атомным плоскостям германия (111), (220), (311), (400) и (331). Кроме того, методом рентгеновской дифракции было показано, что в нанопроволоках $\text{Ge}_{0.99}\text{Cr}_{0.01}$ присутствуют кластеры сплавов GeCr. Для разделения вкладов различных подсистем в общую намагниченность нанопроволок и

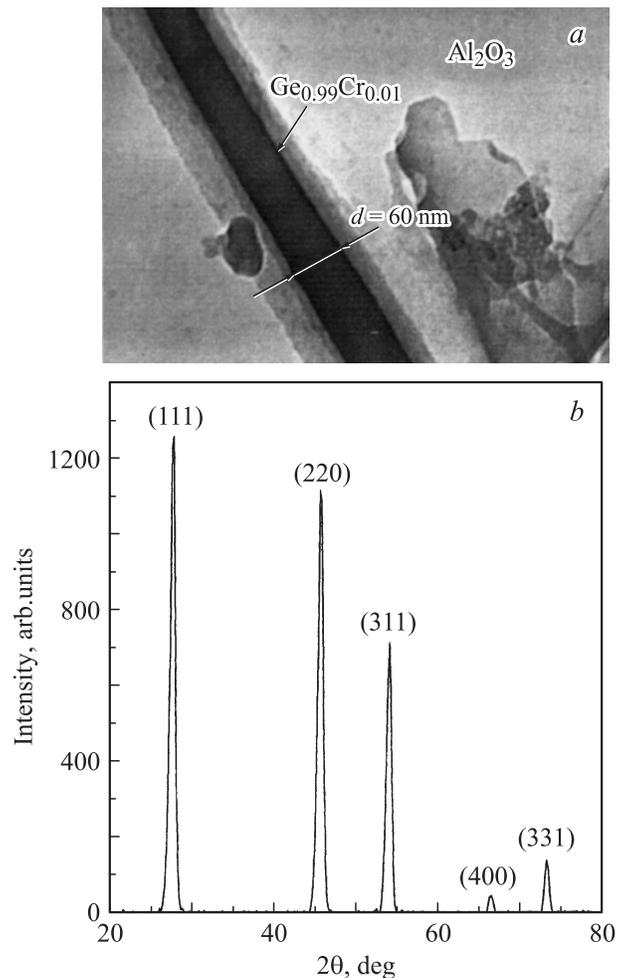


Рис. 1. *a)* Изображение нанопроволоки $\text{Ge}_{0.99}\text{Cr}_{0.01}$, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа. *b)* Рентгенограмма нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Cr}_{0.01}$ в мембране Al_2O_3 .

установления особенностей спиновой динамики в нанопроволоках нами были получены спектры электронного спинового резонанса с помощью спектрометра Bruker EMX plus, работающего в X -диапазоне (~ 9.5 GHz), с частотой модуляции 100 kHz. Композитный образец с нанопроволоками помещался в пучность магнитного поля. В процессе измерений добротность резонатора контролировалась и оставалась практически постоянной при записи спектра ($Q \sim 10\,500$ при $T = 2$ K), т. е. возбуждение резонанса не изменяло настроек спектрометра. Размеры композитного образца с нанопроволоками ~ 1 см, диаметр отдельных нанопроволок и среднее расстояние между ними были значительно меньше длины СВЧ-волны в X -диапазоне спектрометра (~ 3 см), поэтому весь образец находился в однородном микроволновом поле. Спектры магнитного резонанса регистрировались в виде зависимости первой производной мнимой части магнитной восприимчивости $d\chi''/dH$ от внешнего магнитного поля H .

Магнитный момент M образца измеряли на СКВИД-магнитометре MPMS 5 XL. Quantum Design в диапазоне полей 0–50 kOe в интервале температур 2–300 K. Полученные значения магнитного момента были скорректированы с учетом диамагнитного вклада мембраны Al_2O_3 без нанопроволок.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены спектры электронного спинового резонанса нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Cr}_{0.01}$ в диапазоне температур 4–300 K при ориентации оси нанопроволок перпендикулярно постоянному магнитному полю спектрометра. В интервале температур 4–60 K наблюдается множество резонансных линий, которые сгруппированы в две группы a , b и линию c . При температурах $T > 60$ K наблюдается только линия c . При увеличении температуры T от 4 до 27 K резонансные поля H_{res} всех линий группы a смещаются в область более высоких полей, а затем при дальнейшем нагреве до 50 K резонансные поля всех линий этой группы смещаются в область более низких полей, соответствующих эффективному g -фактору, близкому к 2 (рис. 3, a). Линии группы b ведут себя противоположным образом. При увеличении температуры от 4 до 27 K резонансные поля всех линий группы b сначала уменьшаются, а затем в диапазоне температур 27–50 K резонансные поля всех линий этой группы увеличиваются (рис. 3, a). При увеличении температуры выше 50 K линии групп a и b резко убывают по амплитуде и перестают наблюдаться в спектре. Таким образом, в интервале температур от 50 до 60 K наблюдается существенная перестройка спектра электронного спинового резонанса нанопроволок: линии групп a и b частично накладываются на линию c и

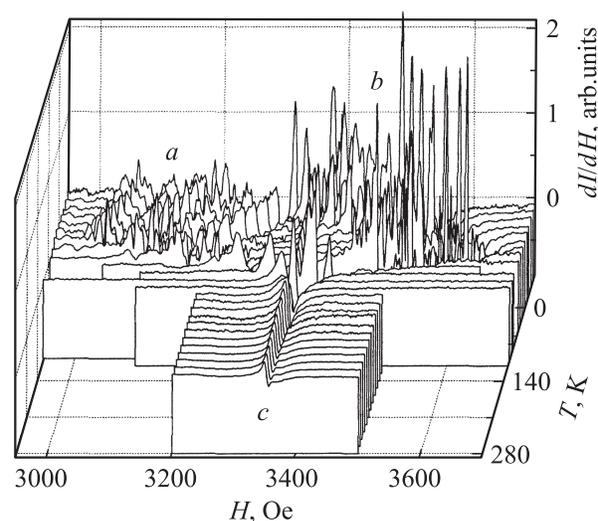


Рис. 2. Спектры магнитного резонанса нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Cr}_{0.01}$ при различных температурах.

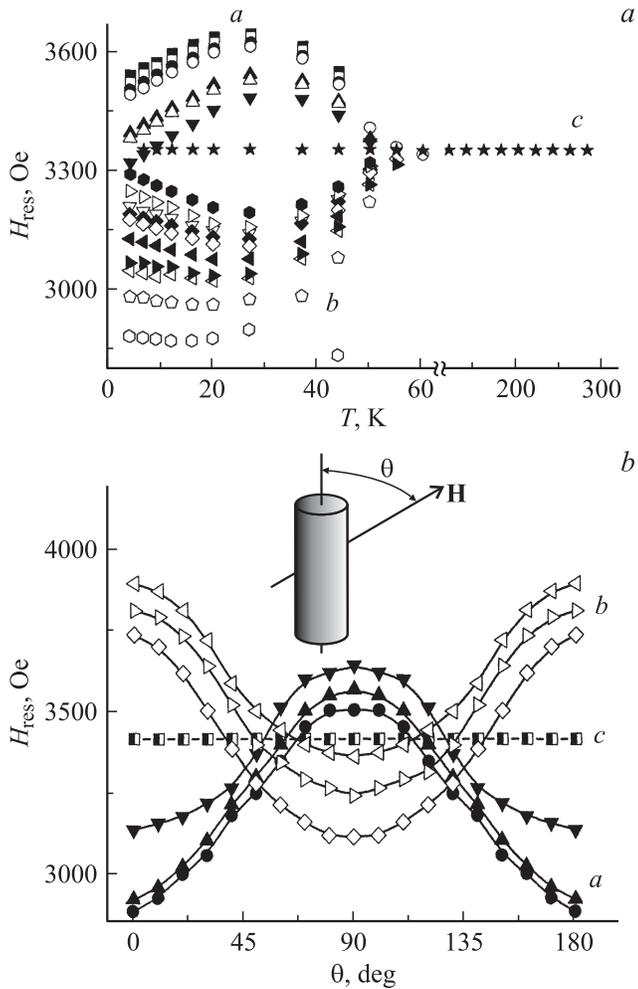


Рис. 3. *a*) Температурные зависимости резонансных полей H_{res} линий спектра магнитного резонанса. Постоянное магнитное поле перпендикулярно оси нанопроволок. *b*) Зависимости резонансных полей H_{res} некоторых линий из групп *a* и *b* и линии *c* от угла θ между направлением постоянного магнитного поля \mathbf{H} и осью нанопроволок при $T = 4\text{ K}$.

в дальнейшем исчезают. Резонансное поле линии *c* не зависит от температуры (рис. 3, *a*).

По различию зависимостей резонансных полей линий спектра электронного спинового резонанса от угла θ между осью нанопроволок и направлением постоянного магнитного поля также можно выделить две группы линий *a, b* и линию *c* (рис. 3, *b*). Мы не приводим угловые зависимости всех линий групп *a* и *b*, чтобы не загромождать рисунок, а также потому, что все линии одной группы имеют сходные угловые зависимости при 4 К (рис. 3, *b*). Резонансные поля линий группы *a* при увеличении угла θ от 0° увеличиваются, достигая максимума при 90° . Дальнейшее увеличение угла θ до 180° уменьшает резонансные поля линий группы *a* до значений, соответствующих $\theta = 0^\circ$. Линии группы *b* имеют аналогичную угловую зависимость со

сдвигом по фазе на π (рис. 3, *b*). Наличие ориентационной зависимости линий спектра поликристаллических нанопроволок свидетельствует о том, что главным фактором наблюдаемой анизотропии линий групп *a, b* является анизотропия формы нанопроволок. Значение резонансного поля линии *c* не зависит от ориентации мембраны с нанопроволоками в постоянном магнитном поле спектрометра.

Чтобы ответить на вопрос, имеется ли дальний магнитный порядок в нанопроволоках, мы сравнили статическую χ_{DC} и высокочастотную динамическую χ_{RF} магнитные восприимчивости нанопроволок. Статическую магнитную восприимчивость определили по формуле $\chi_{\text{DC}} = M/H$, где M — магнитный момент нанопроволок, измеренный на СКВИД-магнитометре в постоянном магнитном поле H . Для обнаружения отклонений температурной зависимости от закона Кюри и оценки количества спинов в образце мы пересчитали статическую магнитную восприимчивость χ_{DC} нанопроволок в эффективный магнитный момент $\mu_{\text{eff}} = (8\chi_{\text{DC}}T)^{1/2}$. Высокочастотную динамическую магнитную восприимчивость нанопроволок χ_{RF} с точностью до постоянного множителя определили путем двукратного интегрирования спек-

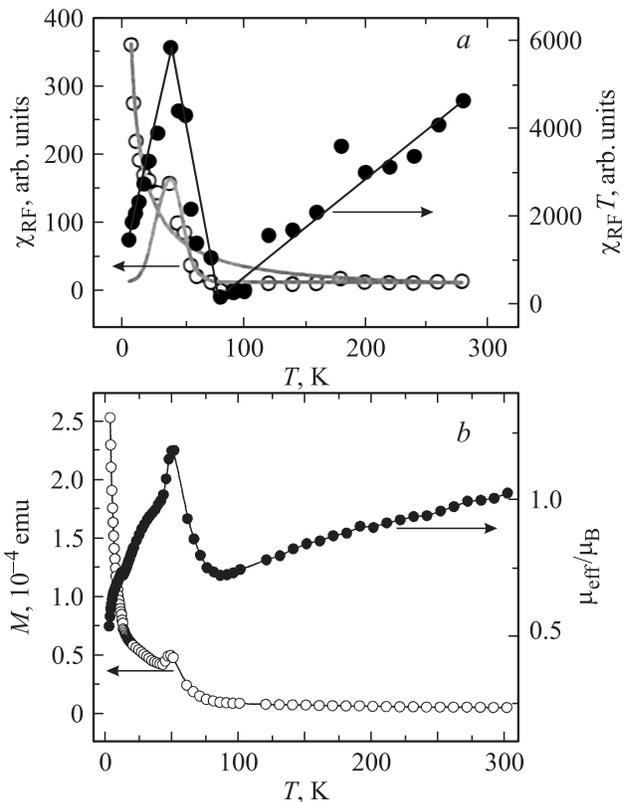


Рис. 4. *a*) Зависимости динамической магнитной восприимчивости χ_{RF} нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Cr}_{0.01}$ и произведения $\chi_{\text{RF}}T$ от температуры T . Сплошными жирными линиями показаны зависимость $\chi_{\text{glass}}(T)$ для спиновых стекол и зависимость Кюри–Вейсса $\chi_{\text{Curie}}(T)$. *b*) Зависимости магнитного момента M и эффективного магнитного момента μ_{eff} нанопроволок от температуры T .

тра электронного спинового резонанса. При этом мы суммировали вклады всех резонансных линий. Вкладом линии c при низких температурах можно пренебречь, так как ее второй интеграл значительно меньше вклада всего остального спектра при $T < 60$ К. При высоких же температурах $T > 60$ К, напротив, основной вклад в магнитную восприимчивость вносят парамагнитные частицы, отвечающие линии c , в то время как все остальные линии спектра исчезают. Зависимости $\chi_{DC}(T)$ и $\chi_{RF}(T)$ аналогичны друг другу (рис. 4, a, b). Магнитная восприимчивость образца χ уменьшалась с ростом температуры, и в области 50 К наблюдался порог. Температурная зависимость произведения высокочастотной динамической магнитной восприимчивости на температуру $\chi_{RF}T(T)$ была похожа на зависимость $\mu_{eff}(T)$, полученную в экспериментах с постоянным магнитным полем на СКВИД-магнитометре (рис. 4, a, b). Таким образом, анализ температурной зависимости спектров электронного спинового резонанса нанопроволок позволил установить, что вклад в их магнитные свойства при высоких и низких температурах вносят различные частицы. Сходство температурных зависимостей статической и высокочастотной динамической магнитных восприимчивостей свидетельствует о парамагнитном или суперпарамагнитном состоянии образца и отсутствии дальнего магнитного порядка, обычно приводящего к большим различиям в динамических и статических магнитных измерениях. Этот вывод подтверждается также и тем, что аппроксимация зависимости магнитного момента образца от постоянного магнитного поля функцией Бриллюэна при $T = 2$ К (рис. 5) приводит к значению среднего спина $S = 1.8$ (промежуточное значение между $S = 3/2$ и 2). Такое значение спина можно объяснить тем, что в образце присутствуют два типа ионов хрома Cr^{2+} и Cr^{3+} со спинами 2 и $3/2$ соответственно.

Отметим, что эффективный магнитный момент образца $0.5 < \mu_{eff} < 1$ при всех температурах оказывался меньше значения, рассчитанного в предположении, что нанопроволоки парамагнитны $\mu_{eff} = g(S(S+1))^{1/2} = 3.87$ для спина $3/2$, и даже меньше расчетного значения $\mu_{eff} = 1.73$ для спина $1/2$. Следовательно, значительная часть примесных ионов хрома не вносила вклад в статические магнитные свойства образца, поскольку их спиновые моменты были взаимно скомпенсированы из-за антиферромагнитного обменного взаимодействия в кластерах GeCr. Сравнение экспериментального значения μ_{eff} и рассчитанного теоретически для отдельных ионов показывает, что доля ионов, включенных в кластеры, составляет $\sim 75\%$. Ранее было показано [15], что в кластерах GeCr, в которых среднее расстояние между ионами хрома составляет 2–8 Å, обменный интеграл J_{CrCr} меньше нуля, что соответствует антиферромагнитному обменному взаимодействию спинов ионов хрома. Образование антиферромагнитных кластеров GeCr при высоких концентрациях хрома было обнаружено экспериментально [16,17]. В этих работах наблюдалось

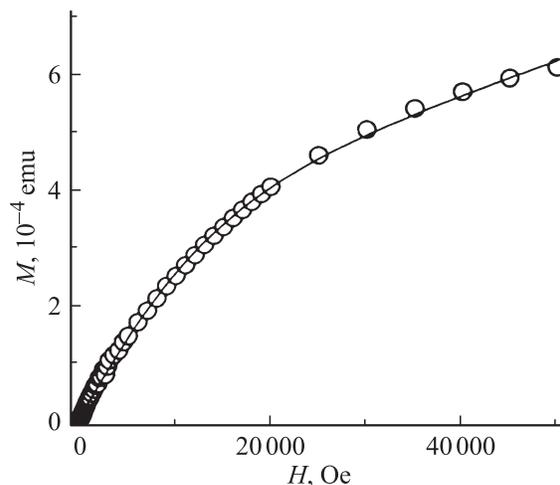


Рис. 5. Зависимость магнитного момента M нанопроволок от напряженности магнитного поля H при $T = 2$ К. Сплошной линией показана аппроксимация зависимости $M(H)$ функцией Бриллюэна для спина 1.8. Постоянное магнитное поле приложено перпендикулярно оси нанопроволок.

уменьшение намагниченности образцов по сравнению с расчетным значением, как это имеет место в наших экспериментах. Возможным происхождением множества резонансных пиков, наблюдаемых нами в группах a и b , является антиферромагнитный резонанс в антиферромагнитных кластерах GeCr. В работе [18] авторы провели расчет энергетического спектра антиферромагнитных кластеров, содержащих ~ 10 спинов во внешнем магнитном поле. Вклад в энергетический спектр вносят энергетические уровни каждого спина, что приводит к формированию сложного энергетического спектра, состоящего из множества пересекающихся уровней, расщепленных в магнитном поле. Спиновые переходы между энергетическими подуровнями приводят к формированию спектра антиферромагнитного резонанса, состоящего из множества линий.

Наличие максимума на зависимости $\mu_{eff}(T)$ и порога на зависимости $\chi(T)$ (рис. 4, a, b) может быть объяснено переходом кластеров GeCr в состояние спинового стекла, в котором при температурах 50–60 К доминируют ферромагнитные корреляции спинов, а при низких температурах (4–50 К) — антиферромагнитные обменные взаимодействия, приводящие к уменьшению эффективного магнитного момента. При этом закон Кюри–Вейсса для магнитной восприимчивости изолированных ионов Cr^{2+} и Cr^{3+} $\chi_{Curie} = C/(T-\Theta)$ (где C — константа Кюри, T — температура, Θ — температура Вейсса) накладывается на типичную колоколообразную температурную зависимость магнитной восприимчивости χ_{glass} , отвечающей спин-стеклообразному состоянию в кластерах. Этим объясняется наличие порога на зависимости $\chi(T) = \chi_{Curie} + \chi_{glass}$.

При температурах, больших 60 К, в спектре остается лишь одна линия c . Для установления происхо-

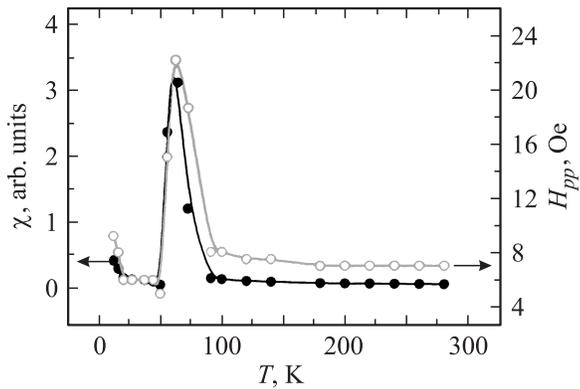


Рис. 6. Температурные зависимости ширины H_{pp} и магнитной восприимчивости χ асимметричной линии c .

ждения линии c нами были получены температурные зависимости параметров этой линии: ширины от пика до пика H_{pp} и второго интеграла, пропорционального динамической магнитной восприимчивости χ (рис. 6). Ширина линии c в диапазоне температур 70–300 К остается постоянной и равной 7 Ое, что близко к ширине линии парамагнитного резонанса носителей заряда в германии [19–21]. При понижении температуры ниже 70 К наблюдается резкий рост H_{pp} , а затем при $T < 50$ К происходит уменьшение этой величины до значения 6 Ое. Ниже 20 К снова наблюдается небольшое увеличение H_{pp} . Аномальное возрастание ширины линии при $T = 50\text{--}70$ К коррелирует с возникновением резонансных линий групп a и b . Эта корреляция может означать, что в образце происходит сильное изменение магнитного состояния, и при критической температуре ~ 55 К появляются дополнительные факторы уширения линии, такие как неоднородные магнитные поля кластеров или дополнительные механизмы рассеяния спинов носителей заряда на кластерах, связанные с намагничиванием последних. Температурная зависимость магнитной восприимчивости частиц, соответствующих резонансной линии c , также имеет максимум в диапазоне 50–70 К (рис. 6).

Мы полагаем, что линия c отвечает парамагнитному резонансу носителей заряда в германии. Об этом свидетельствует не только ширина, но и асимметрия линии (рис. 7). Известно, что наличие скин-слоя в образце в СВЧ-поле приводит к специфическому искажению формы линии, описанному Дайсоном [22–24]. Вероятно, этой причиной и обусловлена асимметрия линии c . Хотя эффективный g -фактор этой линии не зависит от температуры и ориентации мембраны с нанопроволоками, отношение положительной части сигнала производной поглощения микроволновой мощности A к отрицательной части B оказывается анизотропным (рис. 7, a) и зависящим от температуры (рис. 7, b). В интервале температур 4–70 К линия c остается симметричной $A/B \approx 1$. Повышение температуры от 70 до 200 К приводит к росту отношения A/B до 1.5.

Дальнейшее увеличение температуры выше 200 К не изменяет отношения A/B . Таким образом, слева от критических температур 50–70 К наблюдается симметричная линия, свойственная диэлектрическим образцам, в то время как справа от этих температур наблюдается асимметрия этой линии. Такое поведение удельного сопротивления объясняется усилением спин-зависимого рассеяния носителей заряда на кластерах GeCr при возникновении магнитного упорядочения в последних. Аналогичная ситуация наблюдалась в работах [17,25].

Известно, что электроны, захваченные примесными уровнями в сильно легированных полупроводниках, имеют эффективный g -фактор, отличающийся от g -фактора свободного электрона. Это отклонение связано со спин-орбитальным взаимодействием примесных ионов, на которых носители заряда локализуются и проводят часть времени [23]. Пользуясь тем, что асимметричная линия Дайсона наблюдается не только в нанопроволоках $\text{Ge}_{0.99}\text{Cr}_{0.01}$, но и в нанопроволоках, легированных Mn, Co и Fe, мы построили зависимость ее эффективного g -фактора от спин-орбитального взаимодействия в ионах Mn^{2+} , Cr^{2+} , Fe^{3+} , Co^{2+} [26], которыми были легированы нанопроволоки (рис. 8). Из рис. 8 видно, что с уве-

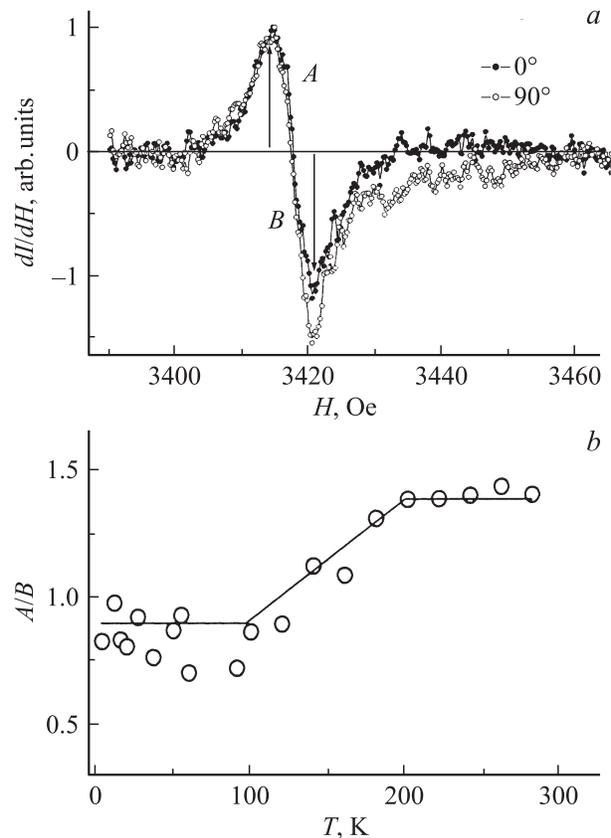


Рис. 7. a) Асимметричная линия c при углах 0 и 90° между постоянным магнитным полем спектрометра и осью нанопроволок при $T = 100$ К. b) Температурная зависимость отношения A/B асимметричной линии c при направлении постоянного магнитного поля спектрометра перпендикулярно оси нанопроволок.

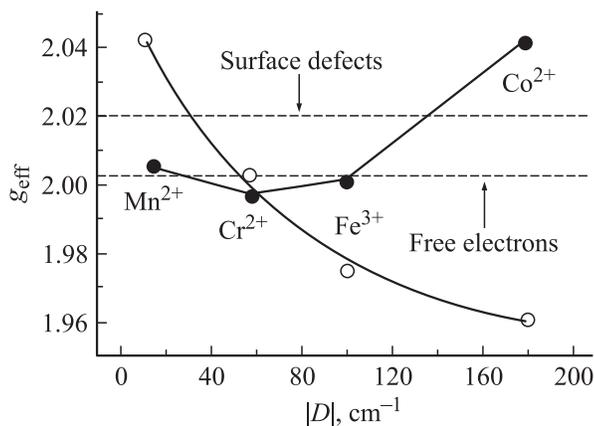


Рис. 8. Зависимость эффективных g -факторов асимметричной линии Дайсона от спин-орбитального взаимодействия D в нанопроволоках германия, легированного Mn, Cr, Fe, Co (светлые символы). Для сравнения приведены g -факторы ионов переходных металлов (темные символы) в германии. Горизонтальные линии отвечают g -факторам поверхностных дефектов в германии и свободных электронов [20,21].

личением спин-орбитального взаимодействия в примесных ионах эффективный g -фактор асимметричной линии уменьшается. Вместе с тем эта линия не может быть приписана самим примесным ионам, g -факторы которых в германии хорошо известны [19–21] и приведены на рис. 8 для сравнения. Это подтверждает предположение о том, что асимметричная линия обусловлена носителями заряда, которые большую часть времени проводят на примесных уровнях вблизи дна зоны проводимости.

4. Заключение

Показано, что основной вклад в магнитную восприимчивость нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Cr}_{0.01}$ при низких температурах вносят антиферромагнитные кластеры GeCr, которым в спектрах электронного спинового резонанса соответствуют две группы линий, характерных для антиферромагнитного резонанса в кластерах. Установлено, что доля примесных ионов хрома, находящихся в кластерах, составляет 75%. Во всем исследованном температурном диапазоне 4–300 К в спектрах электронного спинового резонанса нанопроволок наблюдается асимметричная линия Дайсона, отвечающая парамагнитному резонансу носителей заряда в нанопроволоках $\text{Ge}_{0.99}\text{Cr}_{0.01}$. Сравнение эффективных g -факторов носителей заряда в нанопроволоках Ge, легированных Cr и другими переходными металлами, позволило обнаружить закономерное уменьшение эффективного g -фактора носителей заряда с увеличением спин-орбитального взаимодействия в ряду ионов переходных металлов Mn^{2+} , Cr^{2+} , Fe^{3+} , Co^{2+} , которыми были легированы нанопроволоки Ge.

Список литературы

- [1] T. Dietl. *Nature Mater.* **2**, 646 (2003).
- [2] S. Picozzi. *Nature Mater.* **3**, 349 (2004).
- [3] A.H. MacDonald, P. Schiffer, N. Samarth. *Nature Mater.* **4**, 195 (2005).
- [4] J.S. Kulkarni, O. Kazakova, D. Erts, M. Morris, M.T. Shaw, J.D. Holmes. *Chem. Mater.* **17**, 3615 (2005).
- [5] L. Ottaviano, M. Passacantando, A. Verna. *J. Appl. Phys.* **100**, 063 528 (2006).
- [6] Р.Б. Моргунов, А.И. Дмитриев, Y. Tanimoto, О.Л. Kazakova, J.S. Kulkarni, J.D. Holmes. *ФТТ* **50**, 1058 (2008).
- [7] O. Kazakova, J.S. Kulkarni, J.D. Holmes, S.O. Demokritov. *Phys. Rev. B* **72**, 094 415 (2005).
- [8] Р.Б. Моргунов, А.И. Дмитриев, Y. Tanimoto, И.Б. Кленина, О.Л. Kazakova, J.S. Kulkarni, J.D. Holmes. *ФТТ* **49**, 285 (2007).
- [9] R.B. Morgunov, A.I. Dmitriev, Y. Tanimoto, J.S. Kulkarni, J.D. Holmes, O.L. Kazakova. *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 824 (2007).
- [10] R.B. Morgunov, Y. Tanimoto, I.B. Klenina, J.S. Kulkarni, J.D. Holmes, O.L. Kazakova. *J. Magn. Magn. Mater.* **316**, 210 (2007).
- [11] R. Morgunov, M. Farle, M. Passacantando, L. Ottaviano, O. Kazakova. *Phys. Rev. B* **78**, 045 206 (2008).
- [12] O. Kazakova, R. Morgunov, J. Kulkarni. *J. Phys. Rev. B* **77**, 235 317 (2008).
- [13] Р.Б. Моргунов, M. Farle, О.Л. Kazakova, *ЖЭТФ* **134**, 141 (2008).
- [14] R. Morgunov, Y. Tanimoto, O. Kazakova. *Sci. Technol. Adv. Mater.* **9**, 024 207 (2008).
- [15] G. Kioseoglou, A.T. Hanbichi, B.T. Jonker. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2716 (2003).
- [16] W.B. Paek, J. Kim, S.H. Lim. *Phys. Status Solidi B* **241**, 1521 (2004).
- [17] Y. Yamamoto, S. Itaya, K. Suga, T. Takenobu, Y. Iwasa, M. Hagiwara, K. Kindo, H. Hori. *J. Phys. Conf. Ser.* **51**, 115 (2006).
- [18] A. Ogasahara, S. Miyashita. *J. Phys. Soc. Jpn.* **69**, 4043 (2000).
- [19] В.Н. Лазукин, И.В. Чепелева, Л.Д. Богомолова. *УФН* **83**, 433 (1964).
- [20] Н.А. Пенин. *Электронный спиновый резонанс в полупроводниках*. ИЛ, М. (1962). 380 с.
- [21] С.И. Рембеза. *Парамагнитный резонанс в полупроводниках*. Металлургия, М. (1988). 176 с.
- [22] F.J. Dyson. *Phys. Rev.* **98**, 349 (1955).
- [23] G. Feher, A.F. Kip. *Phys. Rev.* **98**, 337 (1955).
- [24] Б.М. Хабибуллин, Э.Г. Хархатьян. *УФН* **111**, 483 (1973).
- [25] S. Choi, S.C. Hong, S. Cho, Y. Kim, J.B. Ketterson, C.U. Jung, K. Rhie, B.J. Kim, Y.C. Kim. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 3606 (2002).
- [26] С.В. Вонсовский. *Магнетизм*. Наука, М. (1971). 1032 с.