

05,03

## О фазовом разделении в слоях (Ga,Mn)As, полученных ионной имплантацией и последующим лазерным отжигом

© Е.А. Ганьшина<sup>1</sup>, Л.Л. Голик<sup>2</sup>, З.Э. Кунькова<sup>2</sup>, Г.С. Зыков<sup>1</sup>, Ю.В. Маркин<sup>2</sup>,  
Ю.А. Данилов<sup>3</sup>, Б.Н. Звонков<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова,  
Фрязино, Россия

<sup>3</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
Нижний Новгород, Россия

E-mail: eagan@mail.ru

(Поступила в Редакцию 2 октября 2018 г.)

Приведены результаты исследований спектральных, температурных и полевых зависимостей экваториального эффекта Керра в слоях  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  ( $x = 0.0066-0.033$ ), полученных ионной имплантацией и последующим импульсным лазерным отжигом. Сложный немонотонный характер температурных зависимостей экваториального эффекта Керра и его зависимость от диапазона измерений свидетельствуют о магнитной неоднородности слоев. Причинами неоднородности могут быть гауссово распределение Mn по толщине слоев и электронное фазовое разделение в них. Появление новых особенностей в спектрах экваториального эффекта Керра объяснено наличием в легированной полупроводниковой матрице нанодоменов с более высокой концентрацией носителей, с большей температурой Кюри и смещением уровня Ферми вглубь валентной зоны, приводящим к увеличению энергии оптических переходов.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания — проект 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (грант 16-07-01102\_a).

DOI: 10.21883/FTT.2019.03.47237.270

### 1. Введение

Системы на основе Ga(In)As, легированные Mn, относятся к разбавленным магнитным полупроводникам (РМП) и считаются перспективными материалами для различных устройств спинтроники и магнитофотоники [1–3]. (Ga,Mn)As, несмотря на почти 20-летнюю историю исследований, остается одним из самых изученных и в то же время наиболее противоречивым объектом физики конденсированных сред [1–4]. Это связано с несколькими основными причинами. Во-первых, ионы Mn, замещающие Ga, действуют как акцепторы и поставляют дырки, которые участвуют в ферромагнитном упорядочении локализованных моментов Mn. Во-вторых, наличие случайно распределенных акцепторов приводит к существенному беспорядку и флуктуациям в локальной электронной плотности носителей, т. е., к электронному разделению фаз [4]. Это электронное разделение фаз может приводить к переходу металл–изолятор (МИ) в области плотностей дырок, соответствующих ферромагнитной фазе, и образованию включений из наноразмерных металлических ферромагнитных областей (обогащенных дырками) в изолирующей неферромагнитной матрице (обедненной дырками). Наличие обменных взаимодействий, опосредованных носителями, и квантовая локализация Андерсона–Мотта приводят к уникальным свойствам, которые пока не описаны теоретически.

Электронное фазовое разделение в (Ga,Mn)As экспериментально наблюдалось в слоях, полученных низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксией (НТ-МЛЭ) [5–7] и было теоретически объяснено при учете ядерных квантовых эффектов [8]. Но в таких слоях всегда возникают компенсирующие дефекты: междоузельный Mn и антиструктурный As, замещающий Ga в узлах решетки. Типы структурных и точечных дефектов и, следовательно, концентрация свободных носителей, положение уровня Ферми, а также характер возможных фазовых неоднородностей зависят от ростовой технологии.

В отличие от пленок, сформированных НТ-МЛЭ, в слоях (Ga,Mn)As, полученных методом ионной имплантации с последующим импульсным лазерным отжигом (ИЛО), практически отсутствуют дефекты, связанные с междоузельным Mn и антиструктурным As [9,10]. Такие образцы дают уникальную возможность исследования эффектов локализации и электронного фазового разделения вблизи перехода металл–диэлектрик, где эти эффекты должны проявляться наиболее ярко.

Для изучения электронного спектра РМП и выяснения механизма ферромагнитного обмена в них широко применяются методы магнитооптической (МО) спектроскопии [11–14]. МО-свойства чувствительны не только к дальнему магнитному порядку, но и к возникновению ближнего порядка, поэтому наличие магнитных фазовых неоднородностей должно проявляться в появлении до-

полнительных особенностей на спектральных и температурных зависимостях МО отклика.

При сравнении МО и транспортных свойств серии образцов GaMnAs, полученных методом лазерной абляции было показано, что поведение низкотемпературного МО-отклика в них связано с наличием ФМ-кластеров (Ga,Mn)As в парамагнитной полупроводниковой матрице [15]. В то же время в работе [16] было установлено, что в относительно низколегированных образцах (Ga,Mn)As, полученных ионной имплантацией и ИЛО, эволюция ферромагнитного (ФМ) порядка идет от парамагнитной (ПМ) фазы к ФМ через образование суперпарамагнитных (СПМ) кластеров. МО-спектры этих же образцов отличаются от МО-спектров слоев, полученных методами ИТ-МЛЭ и лазерной абляции, но могут быть объяснены на основе валентно-зонной модели ФМ в предположении об электронном фазовом разделении в них [17].

В настоящей работе представлены дополнительные экспериментальные данные, подтверждающие фазовую неоднородность низколегированных слоев (Ga,Mn)As, полученных ионной имплантацией с последующим лазерным отжигом.

## 2. Образцы и методы исследований

Исследуемые слои  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  на GaAs (001) были приготовлены ионной имплантацией при комнатной температуре в Ion Beam Center при Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (Германия). Ионы Mn имплантировались в пластины нелегированного GaAs(001) при энергиях 100 keV и угле падения  $7^\circ$  для предотвращения каналирования ионов. Согласно SRIM-моделированию с учетом плотности излучения  $1 \cdot 10^{15} - 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  планируемая концентрация Mn ( $x$ ) должна находиться в диапазоне от 0.01 до 0.06. Для отжига имплантированного слоя GaAs использовался когерентный XeCl эксимерный лазер с длиной волны 308 nm и длительностью импульса 28 ps. Однородный профиль лазерного луча составлял  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ . Оптимизированная энергия отжига соответствовала  $0.3 \text{ J/cm}^2$ . После лазерного отжига количество внедренных в слой GaAs атомов Mn отличается от запланированного значения, так как часть имплантированных атомов Mn диффундирует к поверхности во время рекристаллизации. Для удаления обогащенного Mn приповерхностного слоя поверхность образца подвергалась травлению в концентрированной соляной кислоте. При этом большинство имплантированных атомов Mn остается внутри матрицы GaAs. Профили концентрации Mn определялись методом масс-спектрометрии вторичных ионов (SIMS). Распределение Mn является приблизительно гауссовым. Поскольку измеряемое значение температуры Кюри определяется пиковой концентрацией Mn в распределении, концентрация Mn определялась как средняя величина в пределах длины когерентности ( $\sim 5 \text{ nm}$ ) вблизи максимума.

Более подробная информация о получении образцов содержится в [18,19]. Результаты SIMS-исследований, просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ), а также магнитометрических и электрических измерений представлены в [16].

Условия приготовления образцов, запланированные и определенные по SIMS значения  $x$ , величины спонтанной намагниченности ( $M_S$ ) и толщина образцов, а также значения температуры Кюри ( $T_C$ ), полученные из магнитометрии, приведены в таблице.

Магнитооптические свойства изучались в геометрии экваториального эффекта Керра (ЭЭК), который состоит в изменении интенсивности отраженного образцом  $p$ -поляризованного света при намагничивании в магнитном поле параллельном поверхности образца и перпендикулярном плоскости падения света. Величина ЭЭК,  $\delta = [I(H) - I(-H)]/2I(0)$ , где  $I(H)$  и  $I(0)$  — интенсивности отраженного света в присутствии и отсутствии магнитного поля, соответственно, измерялась динамическим методом при модуляции магнитного поля. Спектры ЭЭК,  $\delta(E)$ , записывались в диапазоне энергий  $E = 0.5 - 4.0 \text{ eV}$ , в магнитных полях до 3 kOe. Температурный диапазон исследований  $T = 15 - 295 \text{ K}$ , чувствительность аппаратуры к изменению интенсивности света  $\sim 10^{-5}$  [20]. Величина эффективной температуры Кюри определялась по температурным зависимостям ЭЭК экстраполяцией к нулю участка резкого падения на кривой  $\delta(T)$  в режиме отогрева.

При динамическом методе измерения величина ЭЭК линейно зависит от намагниченности, и измерение температурных,  $\delta(T)$ , и полевых,  $\delta(H)$ , зависимостей ЭЭК при фиксированной энергии падающего света позволяет характеризовать магнитное состояние образца. Для однородных образцов температурные и полевые зависимости приведенных величин  $\delta(T)/\delta_{\text{max}}$  и  $\delta(H)/\delta(H_{\text{max}})$  не должны зависеть от энергии падающего света. Однако в случае фазового разделения и присутствия нескольких магнитных фаз, различающихся значениями температуры Кюри ( $T_C$ ), величинами обменных расщеплений и положением уровня Ферми, зависимости  $\delta(T)/\delta_{\text{max}}$  и  $\delta(H)/\delta(H_{\text{max}})$  должны зависеть от диапазона измерений.

## 3. Результаты и обсуждение

При комнатной температуре сигнал ЭЭК от изучаемых образцов не регистрируется, т. е. возможная высокотемпературная ферромагнитная фаза MnAs в них отсутствует. При низких температурах наблюдается сильный МО отклик всех образцов. Спектры ЭЭК образцов № 1–5 в диапазоне 0.5–4.0 eV приведены в нашей недавней работе [17].

На рис. 1 спектры ЭЭК показаны для диапазона  $E = 1.0 - 4.0 \text{ eV}$ , включающего край и область собственного поглощения GaAs. Видно, что спектры ЭЭК образцов № 1–4 аналогичны. В диапазоне  $E < 2.5 \text{ eV}$  в спектрах присутствует полоса отрицательной поляриности с

Условия получения и характеристики образцов Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As № 1–5

Номер образца	1	2	3	4	5
Концентрация Mn, x (%), SRIM-моделирование $x_{\text{peak}}$ по SIMS (%)	≈ 1 0.66	≈ 1.5 0.87	≈ 2 1.2	≈ 4 1.8	≈ 6 ~ 3.3*
Плотность облучения (см <sup>-2</sup> ) XeCl экимерный лазер, λ = 308 nm, τ = 28 ns Энергия отжига (J/cm <sup>2</sup> )	1 · 10 <sup>15</sup> 0.3	1.5 · 10 <sup>15</sup> 0.3	2 · 10 <sup>15</sup> 0.3	8 · 10 <sup>15</sup> 0.3	1 · 10 <sup>16</sup> 0.3
$T_C(T_\sigma)$ (K) из измерений $M(T)$	7.5	17	31	60	60
$M_s$ (emu/cm <sup>3</sup> )	2.8	5.0	7.75	14.0	26.7**
Толщина слоя (nm)	60	60	60	60	60

Примечание. \* Так как SIMS-измерения для образца № 5 не проводились, оценка концентрации Mn, x, в образце № 5 получена из значения намагниченности насыщения (\*\*) в предположении, что каждый внедренный ион Mn замещает ион Ga и порождает один носитель (дырку).  $M_s = xN_0m_{\text{Mn}}$ ,  $N_0 = 2.2 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ,  $m_{\text{Mn}} = 4 \mu_B$ .

двумя локальными минимумами вблизи энергий переходов  $E_0$  и  $E_0 + \Delta_0$  (≈ 1.5 и 1.8 eV) в GaAs. С ростом концентрации Mn эти особенности монотонно возрастают, наблюдается их слабый голубой сдвиг. В спектре образца

№ 5 наряду со значительным ростом ЭЭК происходит изменение формы отрицательной полосы. Вместо двух минимумов в спектре образца № 5 наблюдается один отрицательный пик около 1.6 eV. В спектрах всех образцов присутствует полоса отрицательной полярности ( $E_{\text{max}} \approx 3.05 \text{ eV}$ ) в области  $E_1, E_1 + \Delta_1$  переходов (в L-точке) в GaAs. С ростом концентрации Mn эта полоса усиливается, не меняя форму. Увеличенное изображение этой полосы показано на вставке рис. 1.

Наиболее часто для изучения электронной структуры ( $A^3, \text{Mn}$ ) $B^5$  используется спектроскопия магнитного кругового дихроизма (МКД), поскольку сигнал МКД усиливается вблизи критических точек зоны Бриллюэна исходного полупроводника. В [17] мы вычислили спектры МКД образцов № 1–5. В вычисленных спектрах при близких энергиях присутствуют все особенности, которые можно видеть на рис. 1. Отличие между спектрами ЭЭК и МКД состоит в изменении полярности полосы около 3.05 eV на положительную и в увеличении ее относительной интенсивности. Наличие этой полосы в спектрах МКД является свидетельством сохранения кристаллической структуры GaAs и собственного ферромагнетизма (Ga,Mn)As, так как введение высоких концентраций Mn, заметно изменяющее энергию и интенсивность переходов вблизи точки Г, слабо влияет на переходы вблизи L точки, удаленной от центра зоны Бриллюэна.

Спектры МКД наших образцов № 1–5 с широкой отрицательной полосой в области  $1.0 \leq E \leq 2.1 \text{ eV}$  (в области вкладов от переходов  $E_0$  и  $E_0 + \Delta_0$ ) отличаются от опубликованных спектров [12,22–24]. В [17] мы связали эту полосу с суперпозицией вкладов от областей с различной концентрацией Mn и/или дырок. Наличие фазовых неоднородностей в исследуемых образцах должно также проявляться на температурных и полевых зависимостях ЭЭК.

На рис. 2 показаны магнитополевые зависимости приведенной величины ЭЭК,  $\delta(H)/\delta(H_{\text{max}})$ , для образцов № 1–4 при  $T = 16 \text{ K}$ . Линейная зависимость  $\delta(H)/\delta(H_{\text{max}})$  образца № 1 свидетельствует об отсут-

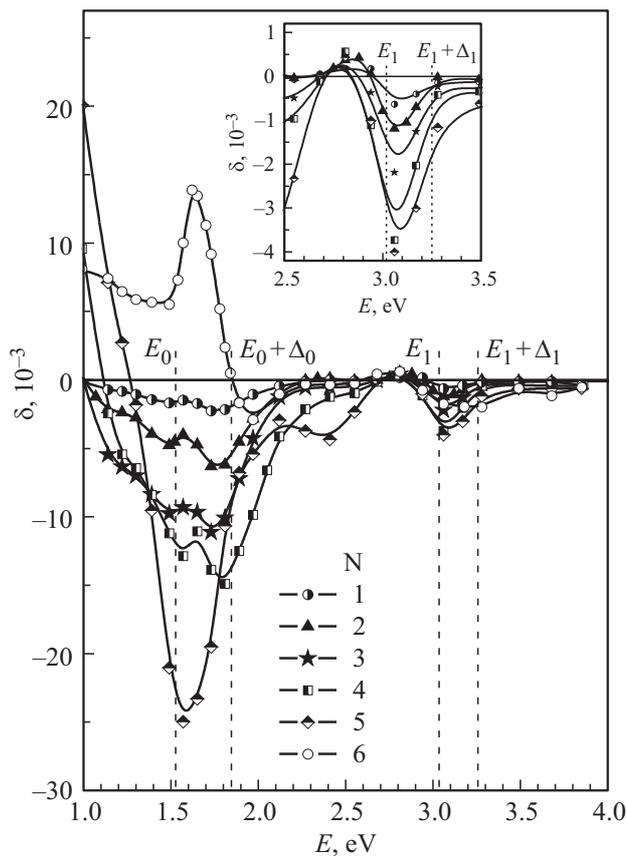
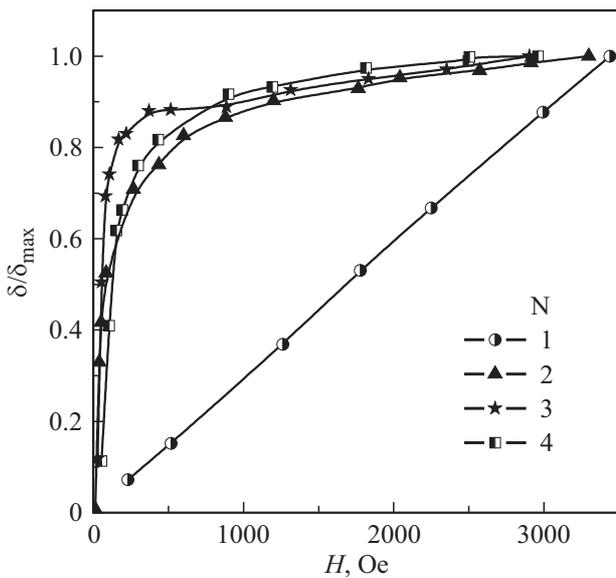
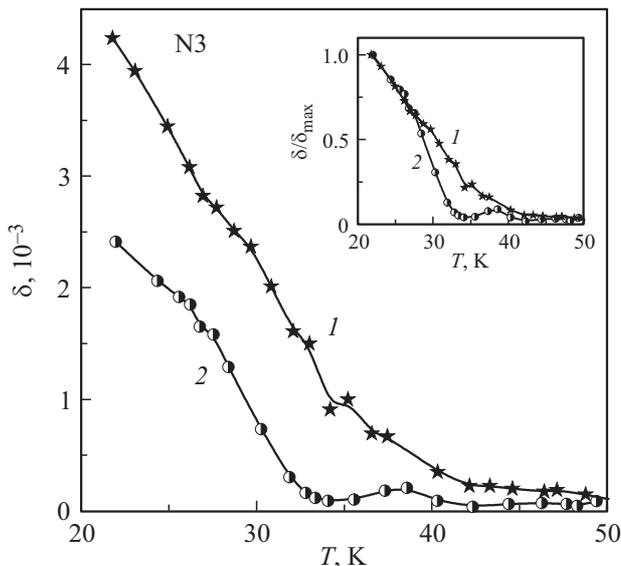


Рис. 1. Спектры ЭЭК образцов № 1–5 для  $T = 17 \text{ K}$  и угла падения  $\phi = 68^\circ$ , а также спектр образца сравнения № 6 ( $T = 20 \text{ K}$ ,  $\phi = 67^\circ$ ). Пунктирными линиями показаны энергии  $E_0, E_0 + \Delta_0, E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$  переходов в Г и L критических точках GaAs при  $T = 22 \text{ K}$  [21]. (На вставке — увеличенное изображение полосы ЭЭК, связанной с переходами вблизи L точки в GaAs.



**Рис. 2.** Зависимости приведенной величины  $\delta(H)/\delta(H_{\max})$  от магнитного поля для образцов № 1–4.  $T = 16$  К.  $E$ , eV: #1, #2–1.73; #3, #4 — 1.89. (Чтобы исключить наложение кривых, зависимость  $\delta(H)/\delta(H_{\max})$  для образца № 5 не приведена.)



**Рис. 3.** Температурные зависимости ЭЭК образца № 3 для  $E = 1.57$  eV и двух амплитуд магнитного поля,  $H$ , Oe: 1 — 1300; 2 — 100. На вставке — зависимости  $\delta(T)$ , приведенные к максимальному значению.

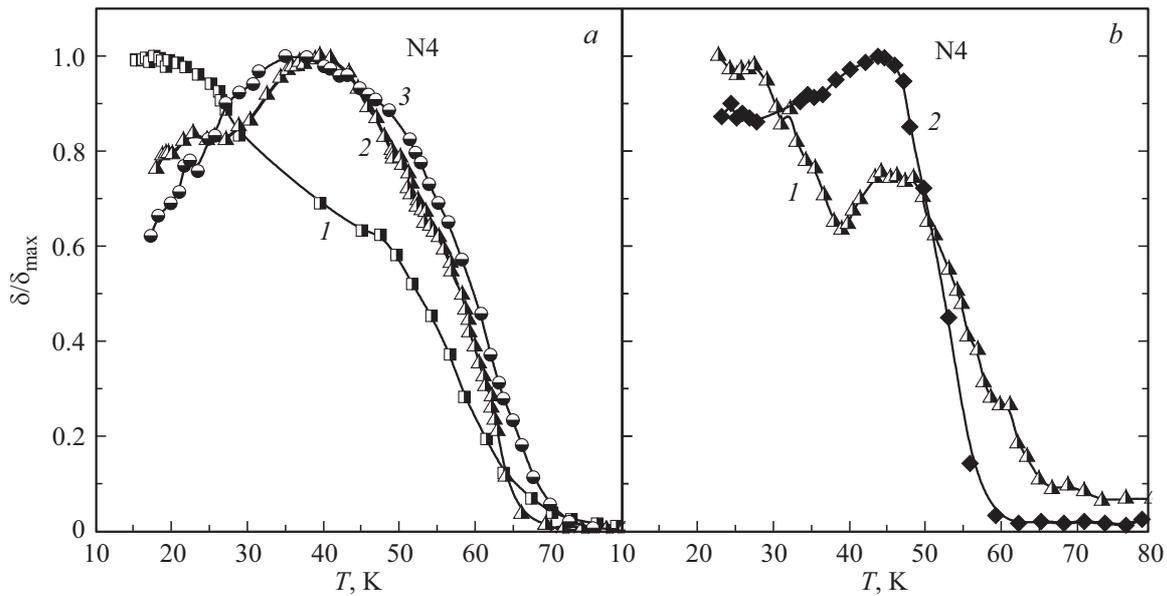
ствии ферромагнитной фазы при температуре измерений и согласуется с данными [16], согласно которым в парамагнитной матрице образца с  $x = 0.0066$  содержатся суперпарамагнитные гранулы размером 8–20 нм, ферромагнитная связь в которых возникает при  $T \leq 7$  К. Кривые  $\delta(H)/\delta(H_{\max})$  образцов № 2–5 демонстрируют присутствие в них ферромагнитной фазы. Вместе с тем в полях  $H > 1000$  Oe наблюдается парамагнитная

компонента, наклон и относительный вклад которой уменьшаются с ростом  $x$ .

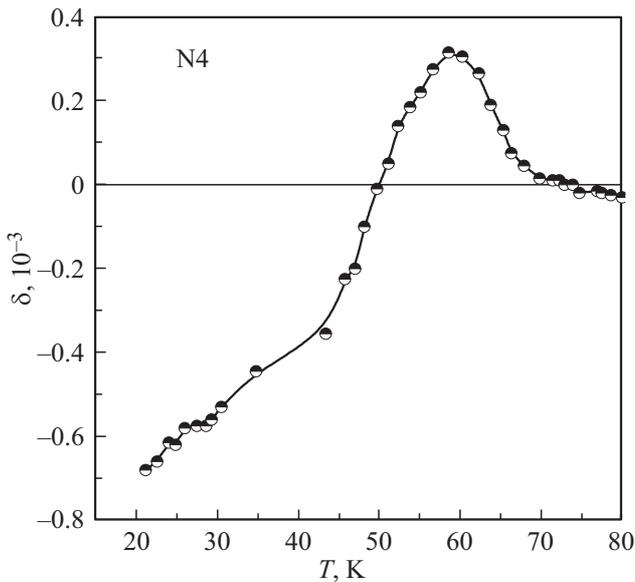
Измерения температурных зависимостей,  $\delta(T)$ , проводились на образцах № 3–5 вблизи экстремумов в спектрах ЭЭК. Рис. 3 иллюстрирует изменение температурной зависимости ЭЭК образца № 3, измеренной для  $E = 1.57$  eV, при уменьшении амплитуды магнитного поля от 1300 до 100 Oe. Уменьшение  $H$  приводит к ослаблению сигнала ЭЭК, и для выделения качественных изменений на кривых  $\delta(T)$  на вставке рис. 3 показаны приведенные зависимости  $\delta(T)/\delta_{\max}$ . Оценка эффективной температуры Кюри по кривым 1 дает значение  $\approx 40$  К. В то же время согласно кривым 2 вклад в ЭЭК вносят области с  $T_C \approx 32$  К (основной вклад с  $T_C$  близкой к данным магнитометрии) и с  $T_C \approx 42$  К (слабый вклад). Различие кривых 1 и 2 вызвано, по-видимому, упорядочением в достаточно сильном измерительном магнитном поле наноразмерных ферромагнитных областей, возникающих в образце при температурах, немного превышающих  $T_C$ . Измерения в слабом поле выявили также вклад от локальных областей с более высокой  $T_C$ , т.е. подтвердили магнитную неоднородность образца № 3.

На рис. 4–6 представлены температурные зависимости ЭЭК, измеренные на образцах № 4 и 5, в которых концентрация Mn и дырок превышает граничное значение ( $x = 1.4\%$ ) формирования „глобального“ ферромагнетизма в слоях  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , полученных тем же методом [16]. Нормированные на максимум температурные зависимости,  $\delta(T)/\delta_{\max}$ , для образца № 4, измеренные при нескольких энергиях и двух значениях магнитного поля показаны на рис. 4, a, b. Видно, что уменьшение магнитного поля от 1500 до 95 Oe приводит к изменению формы кривых  $\delta(T)$ . При  $T \leq 50$  К на всех кривых наблюдаются особенности, которые наиболее ярко выражены при измерениях в малом поле, где рост ЭЭК сменяется спадом при охлаждении.

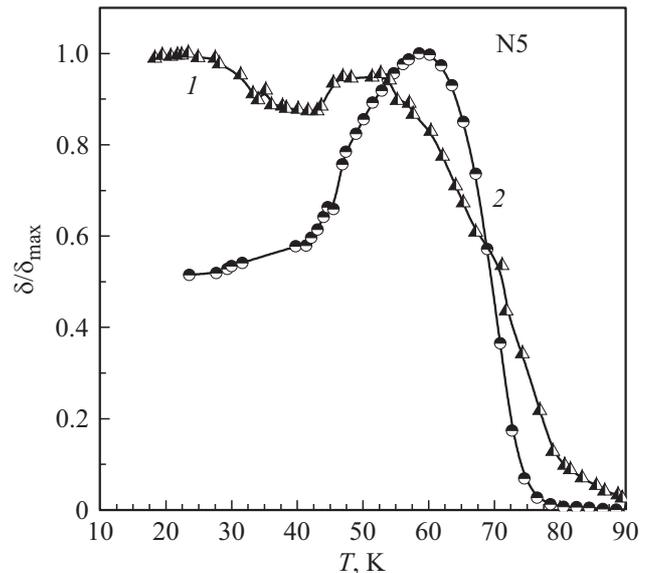
Как отмечалось выше, в однородном ферромагнетике сигнал ЭЭК пропорционален намагниченности, и зависимость  $\delta(T)$  воспроизводит монотонный рост намагниченности при понижении  $T$ . Если электронная и/или магнитная структура образца неоднородны, области с различающимися характеристиками могут вносить вклады противоположной полярности в суммарный спектр ЭЭК. Конкуренция этих вкладов будет влиять на характер зависимости  $\delta(T)$ , и при сопоставимых вкладах возможно уменьшение суммарного сигнала. Для энергий 1.54, 1.73 и 3.06 eV, на которых измерялись зависимости  $\delta(T)$ , полярность сигналов ЭЭК отрицательна (рис. 1), и уменьшение величины сигнала при  $T < 40$  К указывает на наличие положительного вклада и его рост при охлаждении. Присутствие в спектре вклада положительной полярности было обнаружено при измерениях в области слабых сигналов. На рис. 5 приведена кривая  $\delta(T)$ , измеренная для  $E = 2.41$  eV, которая демонстрирует появление положительного сигнала около 70 К и смену полярности ниже 50 К.



**Рис. 4.** Зависимости  $\delta(H)/\delta(H_{\max})$  образца № 4. (a)  $E$ , eV: 1, 2 — 1.54, 3 — 1.73;  $H$ , Oe: 1 — 1500, 2, 3 — 95. (b)  $E = 3.06$  eV,  $H$ , Oe: 1 — 2500, 2 — 95.



**Рис. 5.** Зависимость  $\delta(T)$  образца № 4 для  $E = 2.41$  eV и  $H = 150$  Oe.



**Рис. 6.** Нормированные зависимости,  $\delta(T)/\delta_{\max}$ , образца № 5.  $E = 1.73$  eV;  $H$ , Oe: 1 — 1600, 2 — 90.

Отметим, что уменьшение сигнала ЭЭК при понижении  $T$  зависит от области измерений. Для  $E = 1.73$  eV наблюдается максимальное абсолютное и относительное ( $\sim 40\%$ ) уменьшение ЭЭК. Относительное уменьшение ЭЭК для  $E = 1.54$  и  $3.06$  eV составляет  $\sim 20\%$  и  $10\%$ , соответственно, рис. 4, a, b. Следовательно, положительный вклад ЭЭК нельзя объяснить только монотонно спадающим „хвостом“ примесной полосы, которая наблюдалась в [17]. Источниками сигналов положительной полярности могут быть также металлические ферромагнитные включения с более высокой  $T_C$  и области

с более низкой концентрацией дырок и  $T_C$ , в которых положительный ЭЭК связан с  $E_0 + \Delta_0$ -переходом.

Оценка эффективной  $T_C$  по кривым, измеренным в малом поле, дает значения  $\approx 67$  K ( $E = 1.54, 1.73$  eV) и  $\approx 70$  K ( $E = 2.41$  eV). При использовании кривой, измеренной вблизи точки  $L$  ( $E = 3.06$  eV), получено значение  $\approx 60$  K, совпадающее с данными магнитометрии. Сопоставление температурных зависимостей ЭЭК и данных магнитных измерений, приводит к заключению, что ферромагнитная фаза с  $T_C \approx 60$  K преобладает в образце № 4, но наряду с ней имеются ферромагнитные вклю-

чения с более высокой температурой Кюри. Возможно, что регистрация вклада этих включений при измерениях ЭЭК связана с их локализацией в приповерхностной области в результате миграции части имплантированных ионов Mn к поверхности при рекристаллизации после лазерного отжига. Не исключено присутствие в образце и более низкотемпературных областей, вклад которых в суммарный сигнал ЭЭК спектрально не разрешается.

На рис. 6 показаны нормированные зависимости,  $\delta(T)/\delta_{\max}$ , образца № 5 ( $x \sim 3.3\%$ ), измеренные для  $E = 1.73$  eV в сильном (1600 Oe) и слабом (90 Oe) магнитных полях. В сильном поле имеет место небольшое падение ЭЭК при  $45 > T > 30$  K. В слабом поле сигнал уменьшается примерно на 50% при охлаждении от 60 до 20 K. Оценка эффективной температуры Кюри образца № 5 по кривой 2 дает  $T_C \approx 75$  K, что превышает данные магнитных измерений.

Температурные зависимости  $\delta(T)$  при фиксированных энергиях были измерены также на полученном лазерной абляцией образце GaMnAs (№ 6), спектр которого приведен на рис. 1. Изучение магнитооптических, электрических и магнитных свойств образцов из той же ростовой серии показало, что образец № 6 состоит из слабо легированной парамагнитной матрицы и локальных ферромагнитных областей (Ga,Mn)As с  $T_C \approx 80$  K [15]. Измерения  $\delta(T)$  вблизи экстремумов в спектре ЭЭК ( $E = 1.63, 1.97$  и  $3.17$  eV), показали монотонный рост величины  $|\delta|$  при охлаждении и совпадение нормированных кривых в пределах погрешности измерений. Эти данные свидетельствуют о том, что спектр ЭЭК формируется областями с близкими магнитными характеристиками. Монотонный рост  $|\delta|$  и совпадение нормированных зависимостей  $\delta(T)/\delta_{\max}$  мы получили и при измерениях  $\delta(T)$  в разных участках спектра металлического ферромагнитного образца (Ga,Mn)As ( $x = 6\%$ ,  $T_C \approx 130$  K), полученного методом НТ-МЛЭ. Немонотонный характер температурных зависимостей ЭЭК слоев  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , полученных ионной имплантацией и лазерным отжигом, указывает на магнитную неоднородность слоев, причем в большем диапазоне концентраций Mn, чем это следует из магнитных измерений [16].

Учитывая неоднородность образцов, отрицательную полосу в спектрах ЭЭК (и МКД) образцов № 1–4 можно связать с суперпозицией вкладов от мезоскопических областей, отличающихся значением температуры Кюри, концентрацией дырок, положением уровня Ферми и энергией переходов вблизи точки Г. Эти неоднородности обусловлены электронным фазовым разделением, неоднородным (гауссовским) распределением ионов Mn по толщине образцов и, возможно, повышенной концентрацией Mn в приповерхностном слое. Первый экстремум (около 1.5 eV) связан с переходами из заполненной или почти заполненной валентной зоны в зону проводимости в областях с низкой концентрацией дырок. В спектрах МКД таких областей должна также присутствовать менее интенсивная полоса положительной полярности вблизи 1.8 eV, связанная с переходами из „split-off“

валентной зоны. Однако в спектрах МКД наших образцов имеется полоса противоположной полярности. Переходы в областях с более высокой концентрацией дырок и заметным сдвигом Бурштейна-Мосса являются возможной причиной второй отрицательной полосы. Наличие одного отрицательного пика (около 1.59 eV) в спектрах образца № 5 может быть вызвано наложением отрицательных вкладов от разнородных областей вследствие сближения их характеристик при увеличении концентрации Mn.

## 4. Заключение

Полученные при разных энергиях фотонов температурные зависимости  $\delta(T)$  ферромагнитных слоев  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  ( $x = 0.012-0.033$ ), сформированных ионной имплантацией и последующим лазерным отжигом, обнаруживают их магнитную неоднородность. Причинами неоднородности могут быть гауссово распределение Mn по толщине слоев и электронное фазовое разделение в них. Ранее не наблюдавшиеся особенности в спектрах ЭЭК и МКД могут быть связаны с наличием в легированной полупроводниковой матрице областей с более высокой концентрацией носителей, с большей величиной  $T_C$  и смещением уровня Ферми вглубь валентной зоны.

Авторы благодарны Др. S. Zhou (Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, Dresden-Rossendorf, Германия) за предоставленные для исследования образцы  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ .

## Список литературы

- [1] T. Dietl, H. Ohno. Rev. Mod. Phys. **86**, 187 (2014).
- [2] T. Jungwirth, J. Wunderlich, V. Novak, K. Olejnik, B.L. Gallagher, R.P. Campion, K.W. Edmonds, A.W. Rushforth, A.J. Ferguson, P. Nemeč. Rev. Mod. Phys. **86**, 855 (2014).
- [3] M. Tanaka, S. Ohya, P. Nam Hai. Appl. Phys. Rev. **1**, 011102 (2014).
- [4] T. Dietl, K. Sato, T. Fukushima, A. Bonanni, M. Jamet, A. Barski, S. Kuroda, M. Tanaka, Pham Nam Hai, H. Katayama-Yoshida. Rev. Mod. Phys. **87**, 1311 (2015).
- [5] A. Richardella, P. Roushan, S. Mack, B. Zhou, D.A. Huse, D.D. Awschalom, A. Yazdani. Science **327**, 665 (2010).
- [6] M. Sawicki, D. Chiba, A. Korbecka, Y. Nishitani, J.A. Majewski, F. Matsukura, T. Dietl, H. Ohno. Nature Phys. **6**, 22 (2010).
- [7] L. Gluba, O. Yastrubchak, J.Z. Domagala, R. Jakiela, T. Andrearczyk, J. Żuk, T. Wosinski, J. Sadowski, M. Sawicki. PRB **97**, 115201 (2018).
- [8] S. Bae, H. Raebiger. Phys. Rev. B **94**, 241115(R) (2016).
- [9] S. Zhou. J. Phys. D **48**, 263001 (2015).
- [10] M. Khalid, E. Weschke, W. Skorupa, M. Helm, S. Zhou. Phys. Rev. B **89**, R121301 (2014).
- [11] K. Ando. In: Magneto-Optics / Ed. S. Sugano, N. Kojima. Springer Series in Solid State Science 128, Springer, Berlin (2000). P. 211.

- [12] K. Ando, H. Saito, K.C. Agarwal, M.C. Debnath, V. Zayets. Phys. Rev. Lett. **100**, 067204 (2008).
- [13] E.A. Gan'shina, L.L. Golik, V.I. Kovalev, Z.E. Kun'kova, A.G. Temiryazev, Yu. Danilov, O.V. Vikhrova, B.N. Zvonkov, A.D. Rubacheva, P.N. Tcherbak, A.N. Vinogradov, O.M. Zhigalina. J. Phys. Condens. Matter. **22**, 396002 (2010).
- [14] C. Sun, J. Kono, Y.-H. Cho, A.K. Wojcik, A. Belyanin, H. Munekata. Phys. Rev. B **83**, 125206 (2011).
- [15] З.Э. Кунькова, Е.А. Ганьшина, Л.Л. Голик, Ю.А. Данилов, А.В. Кудрин, В.И. Ковалев, Г.С. Зыков, Ю.В. Маркин, О.В. Вихрова, Б.Н. Звонков. ФТТ **60**, (2018).
- [16] Ye Yuan, Chi Xu, R. Hübner, R. Jakiela, R. Böttger, M. Helm, M. Sawicki, T. Dietl, S. Zhou. Phys. Rev. Mater. **1**, 054401 (2017).
- [17] E.A. Gan'shina, L.L. Golik, Z.E. Kun'kova, G.S. Zykov, I.V. Bykov, A.I. Rukovichnikov, Ye Yuan, R. Böttger, S. Zhou. JMMM **459**, 141 (2018).
- [18] D. Bürger, S. Zhou, M. Pandey, Ch.S. Viswanadham, J. Grenzer, O. Roshchupkina, W. Anwand, H. Reuther, V. Gottschalch, M. Helm, H. Schmidt. Phys. Rev. B **81**, 115202 (2010).
- [19] S. Zhou, J. Phys. D **48**, 263001 (2015).
- [20] Е.А. Балыкина, Е.А. Ганьшина, Г.С. Кринчик. ЖЭТФ **93**, 5, 11, 1879 (1987).
- [21] P. Lautenschlager, M. Garriga, S. Logothetidis, M. Cardona. Phys. Rev. B **35**, 9174 (1987-I).
- [22] H. Tanaka, W.M. Jadwiszczak, H. Saito, V. Zayets, S. Yuasa, K. Ando. J. Phys. D **47**, 355001 (2014).
- [23] J. Szczytko, W. Bardyszewski, A. Twardowski. Phys. Rev. B **64**, 075306 (2001).
- [24] T. Jungwirth, P. Horodyská, N. Tesařová, P. Němec, J. Šubrt, P. Malý, P. Kužel, C. Kadlec, J. Mašek, I. Němec, M. Orlita, V. Novák, K. Olejník, Z. Šobáň, P. Vašek, P. Svoboda, J. Sinova. Phys. Rev. Lett. **105**, 227201 (2010).

Редактор Т.Н. Василевская