

05,03

Фазовое разделение в слоях GaMnAs, сформированных импульсным лазерным осаждением

© З.Э. Кунькова¹, Е.А. Ганьшина², Л.Л. Голик¹, Ю.А. Данилов³,
А.В. Кудрин³, В.И. Ковалев¹, Г.С. Зыков², Ю.В. Маркин¹,
О.В. Вихрова³, Б.Н. Звонков³

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Фрязино, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

³ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

E-mail: z.kunkova@gmail.com

(Поступила в Редакцию 3 октября 2017 г.)

В окончательной редакции 22 ноября 2017 г.)

Слои GaMnAs, сформированные импульсным лазерным осаждением, изучались с помощью экваториального эффекта Керра (ЭЭК), спектральной эллипсометрии, магнитометрии, а также измерений сопротивления и эффекта Холла. Установлены режимы получения магнитно неоднородных слоев, содержащих обогащенные Mn ферромагнитные области, отличающиеся составом и размерами. Слои, сформированные при температуре 300°C, демонстрируют ферромагнитное поведение ниже 80 К, которое обусловлено присутствием в парамагнитной матрице локальных ферромагнитных областей (Ga, Mn)As. Обсуждается природа особенностей в спектре ЭЭК этих слоев.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания — проект 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (гранты 15-02-02077_a, 15-02-07824_a, и 16-07-01102_a).

DOI: 10.21883/FTT.2018.05.45790.290

1. Введение

Разбавленные магнитные полупроводники (DMS), в частности $(A^3, Mn)B^5$, привлекают внимание исследователей из-за перспектив их использования в приборах спинтроники и в новых магнитооптических устройствах. Наиболее изученным из DMS является $(Ga, Mn)As$, который рассматривается как тестовый объект для установления механизма ферромагнитной связи в соединениях $(A^3, Mn)B^5$. Общеизвестно, что дырки, поставляемые атомами Mn, замещающими Ga в узлах решетки, участвуют в ферромагнитном упорядочении спинов ионов Mn. Однако, несмотря на интенсивные исследования (см. обзоры [1–3]), остаются дискуссионными вопросы о характере состояний вблизи потолка валентной зоны и на уровне Ферми, а также о механизмах обмена, ответственных за ферромагнетизм в $(Ga, Mn)As$. Экспериментальные результаты трактуются в основном в рамках двух подходов, согласно которым дырки, участвующие в ферромагнитном обмене, находятся: 1) в валентной зоне („VB-hole“); 2) в примесной зоне, отделенной щелью от валентной зоны („IB-hole“).

Наряду с однофазными сплавами $(Ga, Mn)As$ активно исследуются гранулированные системы с нанокристаллами MnAs и $(Mn, Ga)As$ в матрице GaAs, которые интересны тем, что сочетают свойства ферромагнитных нановключений с высокой температурой Кюри и полупроводниковые свойства матрицы [4–9].

Наиболее распространенной технологией получения слоев $(A^3, Mn)B^5$ является низкотемпературная молекулярно-лучевая эпитаксия (НТ-МЛЭ) [10,11], и большинство исследований выполнено на образцах $(Ga, Mn)As$, полученных НТ-МЛЭ. В таких слоях в процессе низкотемпературного роста возникают точечные дефекты: междоузельный Mn и антиструктурный дефект As_{Ga} (As, замещающий Ga в узлах решетки). Эти дефекты, являясь донорами, в значительной степени компенсируют основные носители и снижают температуру ферромагнитного упорядочения (T_C) $(Ga, Mn)As$. Расхождения в экспериментальных результатах разных авторов и объяснение результатов на основе противоречащих друг другу моделей в значительной степени связаны с проблемой изготовления образцов с хорошо контролируемыми дефектами. Для получения слоев $(Ga, Mn)As$ используются также металлоорганическая газофазная эпитаксия [12], ионная имплантация с последующим лазерным отжигом [13,14] и импульсное лазерное осаждение [15]. Типы структурных и точечных дефектов и, следовательно, концентрация свободных носителей, положение уровня Ферми, а также характер возможных фазовых неоднородностей могут зависеть от ростовой технологии, поэтому изучение образцов $(Ga, Mn)As$, полученных альтернативными методами, может дать дополнительную информацию о деталях электронной структуры $(Ga, Mn)As$.

В наших предшествующих работах [16–19] слои A^3MnB^5 ($A^3 = Ga, In$; $B^5 = As, Sb$), сформированные методом лазерного осаждения, исследовались с помощью оптической и магнитооптической (МО) спектроскопии. Установлено, что эти слои содержат ферромагнитные включения MnAs (MnSb), которые в значительной мере определяют их свойства, в частности сильный МО отклик при комнатной температуре. Форма спектров магнитооптического экваториального эффекта Керра (ЭЭК) зависит от размера включений MnAs(Sb). В спектрах ЭЭК слоев GaMnAs, содержащих относительно большие („объемные“) включения MnAs, преобладают особенности, обусловленные оптическими переходами в MnAs, в то время как в спектрах образцов с нанокластерами MnAs присутствует сильная резонансная полоса ($E = 0.5–2.0$ eV), обусловленная возбуждением поверхностных плазмонов в нанокластерах.

В данной работе наряду с магнитооптическими и оптическими изучались электрические, магнитные и магнитотранспортные свойства слоев GaMnAs, выращенных при различных режимах импульсного лазерного осаждения. Предварительные результаты исследований опубликованы в [20].

2. Образцы и методы исследований

Слои GaMnAs были сформированы на подложках i -GaAs (001) методом импульсного лазерного распыления мишеней из Mn и нелегированного GaAs в горизонтальном кварцевом реакторе в потоке водорода и арсина [15]. Использовался лазер YAG:Nd ($\lambda = 1.06 \mu m$), работающий в режиме модулированной добротности. Давление в реакторе составляло около 50 Торр. Количество Mn в слоях контролировалось соотношением времен распыления Mn- и GaAs-мишеней, $Y_{Mn} = t_{Mn}/(t_{Mn} + t_{GaAs})$. Слои толщиной около 100 nm были получены при значениях параметра $Y_{Mn} = 0.13$ и 0.23 и температурах подложки $T_g = 300–350^\circ C$. Образцы размером $\sim 20 \times 20$ mm разрезались на пластинки, и получалась серия из 12–15 образцов в зависимости от их размера (6×5 или 5×5 mm). Свойства слоев GaMnAs изучались с помощью МО спектроскопии в геометрии экваториального эффекта Керра, спектральной эллипсометрии, а также измерений намагниченности, сопротивления и эффекта Холла. Измерения на образцах из одной ростовой серии давали одинаковые или близкие результаты.

Экваториальный эффект Керра состоит в изменении интенсивности отраженного образцом p -поляризованного света при намагничивании в магнитном поле параллельном поверхности образца и перпендикулярном плоскости падения света. В эксперименте измерялась величина $\delta = [I(H) - I(-H)]/2I(0)$, где $I(H)$ и $I(0)$ — интенсивности отраженного света в присутствии и отсутствии магнитного поля соответственно. Использовалось переменное поле с амплитудой до 3000 Oe.

Спектры ЭЭК, $\delta(E)$, записывались в диапазоне энергий $E = 0.5–4.0$ eV, температурный диапазон исследований $T = 25–295$ K, чувствительность аппаратуры $\sim 10^{-5}$. Величина ЭЭК линейно зависит от намагниченности [21], и для определения магнитного состояния образцов мы измеряли температурные, $\delta(T)$, и полевые, $\delta(H)$, зависимости ЭЭК при фиксированных значениях энергии.

Спектры эллипсометрических параметров $\tan \Psi(E)$ и $\cos \Delta(E)$ записывались в диапазоне $E = 1.4–4.5$ eV при комнатной температуре на эллипсометре с модуляцией состояния поляризации [22]. Намагниченность образцов измерялась при комнатной температуре с помощью магнитометра с переменным градиентом поля. Проводимость и эффект Холла исследовались в геометрии Вандер-Пау при температурах от 10 до 295 K с использованием гелиевого криостата замкнутого цикла.

Ниже представлены результаты изучения свойств образцов GaMnAs из ростовых серий 1 ($Y_{Mn} = 0.13$, $T_g = 300^\circ C$) и 2 ($Y_{Mn} = 0.13$, $T_g = 330^\circ C$) в сравнении с данными для образцов из серий 3 ($Y_{Mn} = 0.23$, $T_g = 350^\circ C$) и 4 ($Y_{Mn} = 0.23$, $T_g = 300^\circ C$). Свойства образцов из серий 3 и 4 определяются в основном включениями MnAs ($T_C = 318$ K).¹

3. Результаты и обсуждение

3.1. Электрические и магнитные свойства образцов. Результаты исследований электрических и магнитных свойств образцов № 1–4 представлены на рис. 1. Хорошо выраженная петля гистерезиса на зависимости намагниченности от магнитного поля, $M(H)$, для образца № 3 при $T = 295$ K, рис. 1, *a*, указывает на присутствие значительного количества фазы MnAs в этом образце. Характер зависимости $M(H)$ образца № 2 со слабо выраженным гистерезисом свидетельствует о незначительном содержании в нем MnAs. На зависимостях $M(H)$ образцов № 1 и 4 преобладает диамагнитный фон от подложки GaAs.

Температурные зависимости удельного сопротивления, $\rho(T)$, образцов № 1–4 приведены на рис. 1, *b*. Следует отметить большие значения удельного сопротивления образцов № 1 и 4 и быстрый рост сопротивления при понижении температуры от 80 до 10 K. На рис. 1, *c, d* показаны зависимости сопротивления Холла от магнитного поля, $R_H(H)$, для образцов № 2 и 3 при трех температурах. Аномальный эффект Холла (АЭХ) наблюдается на образцах № 2 и 3 при температурах ниже 70 и 60 K соответственно, что свидетельствует о низкотемпературном ферромагнетизме их полупроводниковой матрицы. Для образцов № 1 и 4 зависимости $R_H(H)$ при низких температурах не были измерены из-за их высокого сопротивления.

¹ Далее для краткости будут использоваться обозначения „образец № 1“ для образцов из серии 1 и аналогичные обозначения для образцов из серий 2–4.

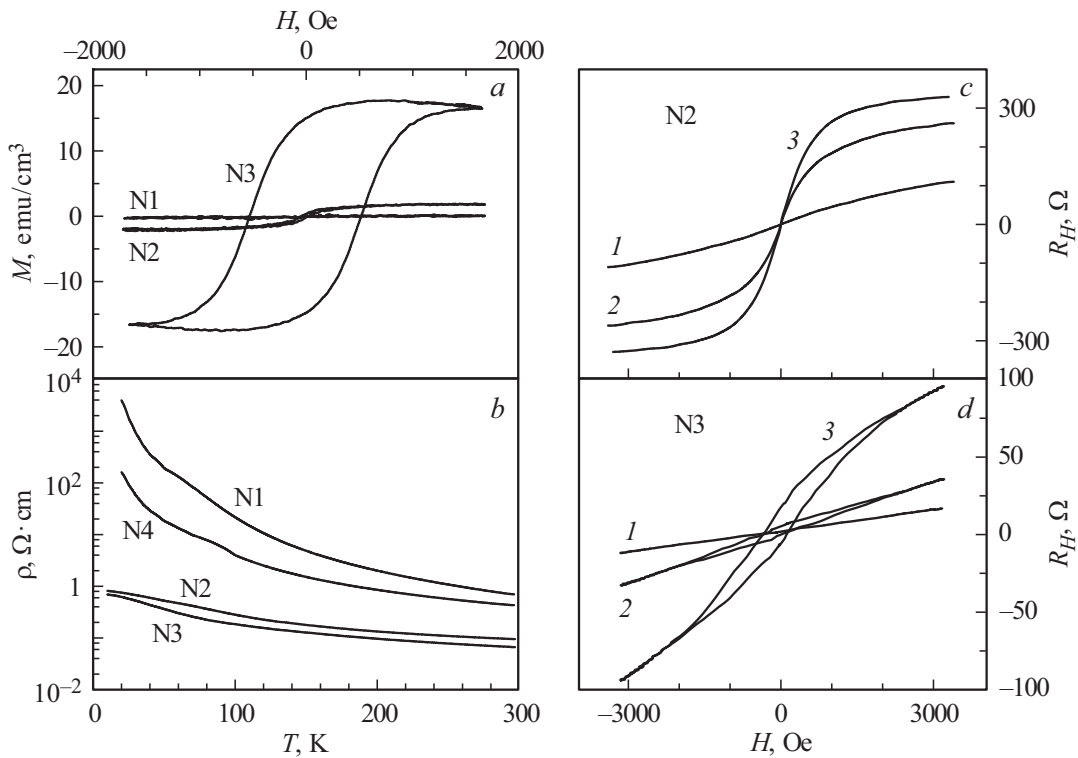


Рис. 1. (а) Зависимости намагниченности от магнитного поля, $M(H)$, для образцов № 1–3 при $T = 295$ К после вычитания диамагнитного фона (магнитное поле перпендикулярно плоскости образца). (б) Температурные зависимости удельного сопротивления, $\rho(T)$, для образцов № 1–4. (с) Зависимости холловского сопротивления образца № 2 от магнитного поля, $R_H(H)$, для трех температур. T , К: 1 – 60, 2 – 40, 3 – 10. (д) Зависимости $R_H(H)$ образца № 3. T , К: 1 – 60, 2 – 30, 3 – 10.

3.2. Магнитооптические исследования. Спектральные зависимости ЭЭК, $\delta(E)$, приведены на рис. 2, а–с. Рис. 2, а демонстрирует спектры образцов № 3 и 4 при двух температурах. Видно, что достаточно сильный сигнал ЭЭК детектируется уже при комнатной температуре. По мере понижения температуры сигнал ЭЭК увеличивается, и спектральные особенности становятся четко выраженными. Форма спектров $\delta(E)$ образца № 3 характерна для слоев GaMnAs, содержащих „объемные“ включения MnAs: особенности вблизи 1.8, 2.5 и 3.5 eV связаны с оптическими переходами в MnAs [16]. Резонансная структура в области $E = 0.5–2.0$ eV в спектрах образца № 4 обусловлена возбуждением поверхностных плазмонов в наноклстерах MnAs [15,18].

Температурные зависимости $\delta(T)$ образцов № 1–4 и образца сравнения MnAs (также полученного лазерным осаждением), измеренные при фиксированных энергиях, представлены на рис. 3. Видно, что зависимости $\delta(T)$ образца № 3, а также образцов № 2 и 4 при $T > 80$ К аналогичны кривой $\delta(T)$ для слоя MnAs. Это указывает на связь ЭЭК в образцах № 2–4 с включениями MnAs ($T_C = 318$ К). В то же время на зависимости $\delta(T)$ образца № 2 при $T < 80$ К наблюдается вторая область роста ЭЭК, свидетельствующая о наличии низкотемпературной магнитной фазы. При низких температурах

небольшой рост, обнаруживающий вклад второй фазы, виден и на зависимости $\delta(T)$ образца № 4. Судя по спектрам $\delta(E)$, этот вклад незначителен, он спектрально не разрешен на фоне сильной плазменной полосы (см. рис. 2, а). Сигнал ЭЭК от образца № 1 в температурном диапазоне 295–85 К близок к уровню шумов (рис. 3) и, по-видимому, обусловлен присутствием следов фазы MnAs, которые не детектируются магнитометром. При дальнейшем понижении температуры сигнал ЭЭК заметно растет. Зависимость $\delta(T)$ образца № 1 в диапазоне $T < 80$ К аналогична низкотемпературному участку роста на кривой $\delta(T)$ образца № 2.

Спектры $\delta(E)$ образца № 1 при $T = 80$ и 25 К приведены на рис. 2, б. Пунктирными линиями на рисунке показаны энергии переходов $E_0, E_0 + \Delta_0$ и $E_1, E_1 + \Delta_1$ в Γ - и L -критических точках зоны Бриллюэна GaAs при $T = 22$ К [23]. В спектре $\delta(E)$ образца № 1 при $T = 25$ К четко выражены четыре полосы. Полосы 1 и 2 с $E_{\max 1} = 1.65$ eV и $E_{\max 2} = 2.0$ eV соответственно смещены в сторону больших энергий (голубой сдвиг) относительно переходов E_0 и $E_0 + \Delta_0$. В области примесного поглощения GaAs наблюдается полоса 4, $E_{\max 4} \approx 0.95$ eV, а в области переходов E_1 и $E_1 + \Delta_1$ — полоса 3 с $E_{\max 3} \approx 3.2$ eV. Изменения в электронном спектре исходного полупроводника, которые вызываются введением высоких концентраций пере-

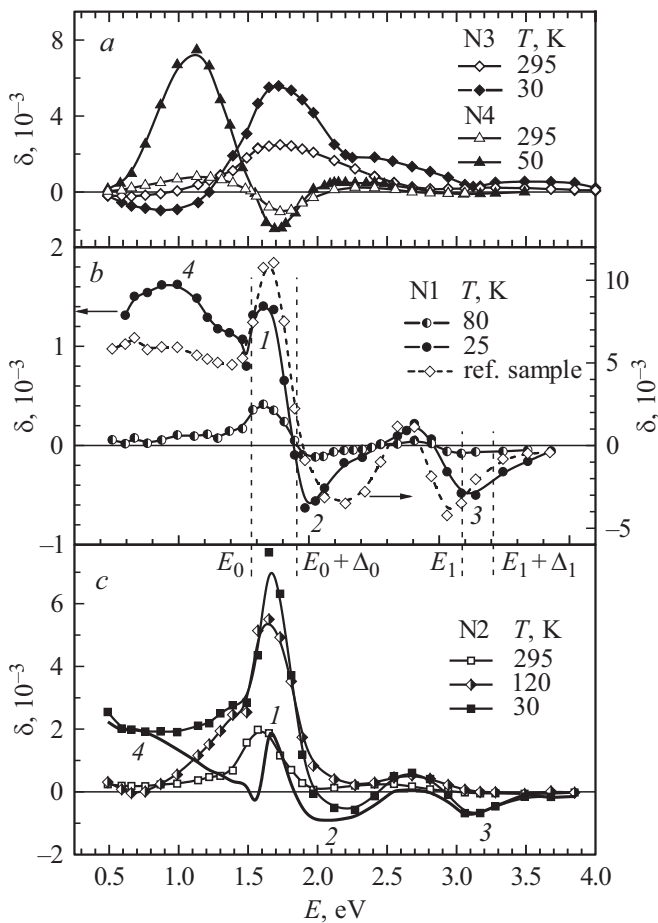


Рис. 2. (a) Спектральные зависимости ЭЭК, $\delta(E)$, для образцов № 3 и 4, измеренные при двух температурах. (b) Спектры ЭЭК образца № 1 для двух температур и образца сравнения $\text{Ga}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{As}$ при $T = 19\text{ K}$. (c) Зависимости $\delta(E)$ образца № 2 для трех температур. Кривая без символов — разностный спектр, $\delta(E) = \delta(E)_{30\text{ K}} - \delta(E)_{120\text{ K}}$.

ходного металла и могут заметно изменять энергию и интенсивность переходов вблизи точки Г, слабо влияют на переходы вблизи точки L, удаленной от центра зоны Бриллюэна. По этой причине наличие полосы 3 в спектре ЭЭК образца № 1 можно рассматривать как свидетельство сохранения в нем кристаллической структуры GaAs и собственного ферромагнетизма (Ga, Mn)As. Дополнительное подтверждение собственной природы ферромагнетизма в образце № 1 мы получаем из сопоставления низкотемпературных спектров ЭЭК этого образца и образца $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, полученного методом НТ-МЛЭ ($x = 0.06$, толщина 25 nm, $T_C \approx 130\text{ K}$). Зависимость $\delta(E)$ образца сравнения $\text{Ga}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{As}$, измеренная при $T = 19\text{ K}$, представлена на рис. 2, b. На рис. 3 показана температурная зависимость, $\delta(T)$, образца $\text{Ga}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{As}$. На рис. 2, a, b видно, что спектр ЭЭК образца № 1 сильно отличается от спектров образцов № 3 и 4, в то же время по форме и энергетическому положению особенностей он подобен спектру образ-

ца $\text{Ga}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{As}$. Следовательно, низкотемпературной магнитной фазой в образце № 1 является (Ga, Mn)As. Однако следует отметить, что сигнал ЭЭК от образца № 1 заметно меньше, чем от образца сравнения при меньшей толщине последнего.

Зависимость приведенной величины ЭЭК от магнитного поля, $\delta(H)/\delta_{H_s}$, для образца № 1 при $T = 25\text{ K}$ показана на вставке рис. 3. Здесь δ_{H_s} — сигнал ЭЭК в магнитном поле $H = 2800\text{ Oe}$ близком к полю насыщения, H_s . Зависимость $\delta(H)/\delta_{H_s}$ эквивалентна полевой зависимости относительной намагниченности $M(H)/M_s$ (M_s — намагниченность насыщения). Как следует из рис. 3, зависимости $\delta(T)$ и $\delta(H)/\delta_{H_s}$ образца № 1 демонстрируют ферромагнитное поведение с $T_C \approx 80\text{ K}$.

Сигнал ЭЭК от образца № 1 заметно усиливается в диапазоне 80–25 K, в то же время сигнал от образца № 3 остается почти неизменным. Следовательно, при $T = 25\text{ K}$ вклад остаточных „объемных“ включений MnAs в спектр $\delta(E)$ образца № 1 незначителен. Поскольку плазменная полоса ($E_{\text{max}} \approx 1.15\text{ eV}$) не наблюдается в спектрах ЭЭК при $T = 295$ и 80 K , можно не учитывать и возможный плазмонный вклад от нано-

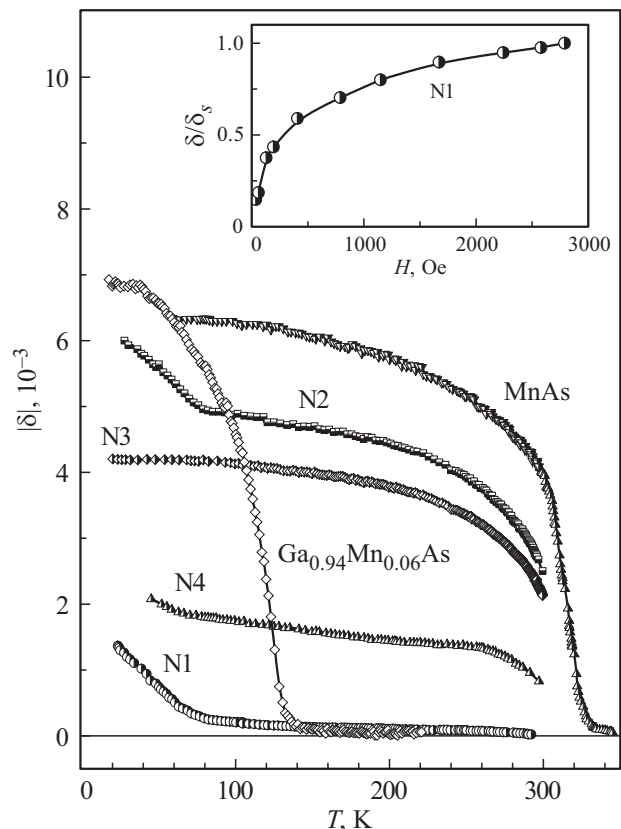


Рис. 3. Температурные зависимости ЭЭК, $\delta(T)$, для образцов GaMnAs № 1–4 и образцов сравнения MnAs и $\text{Ga}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{As}$, измеренные при фиксированных энергиях, E , eV: № 1 — 1.73, № 2 — 1.65, № 3 — 1.97, № 4 — 1.73; MnAs — 3.49, $\text{Ga}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{As}$ — 3.06. На вставке — зависимость приведенной величины ЭЭК, δ/δ_{H_s} , от амплитуды магнитного поля для образца № 1 при $T = 25\text{ K}$ и $E = 1.65\text{ eV}$.

кластеров MnAs. Таким образом, спектр $\delta(E)$ образца № 1 при $T = 25$ К мы можем связать с оптическими переходами в ферромагнитном (Ga, Mn)As. Единственная полоса ($E_{\max 1} \approx 1.65$ eV), хорошо выраженная в спектре $\delta(E)$ при $T = 80$ К, по-видимому, является суперпозицией слабых вкладов от (Ga, Mn)As и следов MnAs.

Спектры $\delta(E)$ образца № 2, измеренные при трех температурах, показаны на рис. 2, с. Из сравнения кривых на рис. 2, а, с следует, что в формировании спектров $\delta(E)$ образца № 2 при $T = 295$ и 120 К участвуют оптические переходы в „объемных“ включениях MnAs, а также плазмоны в нанокластерах MnAs (особенность в области 1.0–1.5 eV). При $T = 30$ К несколько новых особенностей появляется в спектре $\delta(E)$ в диапазонах $E < 1.2$ и $E > 2.0$ eV. Поскольку сигналы ЭЭК, связанные с переходами в „объемных“ включениях MnAs, а также с плазмонами в нанокластерах MnAs, слабо меняются при низких температурах (рис. 3, кривые для образцов № 3 и 4), вклад низкотемпературной магнитной фазы в спектр образца № 2 можно получить, вычитая значения ЭЭК при $T = 120$ К ($\delta_{120\text{К}}$) из суммарного спектра ЭЭК при $T = 30$ К ($\delta_{30\text{К}}$). Вычисленный спектр, $\delta(E) = \delta(E)_{30\text{К}} - \delta(E)_{120\text{К}}$, показан кривой без символов на рис. 2, с. Видно, что полученный спектр подобен спектру ЭЭК образца (Ga, Mn)As при $T = 25$ К. Полосы 1–4, рассмотренные выше, присутствуют на разностной кривой, и их спектральное положение близко к положению соответствующих полос в спектре образца № 1. Сигналы ЭЭК от фазы (Ga, Mn)As образцов № 1 и 2 примерно одинаковы, но в спектрах образца № 2 преобладает вклад MnAs. Магнитометрия обнаружила очень незначительное содержание MnAs в образце № 2, и большой вклад в ЭЭК от фазы MnAs, по-видимому, связан с локализацией „объемных“ включений MnAs вблизи поверхности образца № 2.

Спектры эллипсометрических параметров, $\tan \Psi(E)$ и $\cos \Delta(E)$, образцов № 1, 2 и 4 аналогичны и отличаются от спектров образца № 3. Вклад металлической фазы MnAs [24] доминирует в эллипсометрических спектрах, а также в вычисленных спектрах псевдодielekтрической функции образца № 3. Спектры образцов № 1, 2 и 4 формируются в основном интерференцией в них. Широкие интерференционные полосы маскируют спектральные особенности вблизи критических точек зонной структуры GaAs. Наиболее ярко интерференция проявляется в области $E < 3$ eV, где оптическое поглощение в GaAs и (Ga, Mn)As [25] резко уменьшается. Большая интерференционная составляющая не позволила построить модели и вычислить оптические характеристики исследуемых слоев. Данные эллипсометрии указывают лишь на незначительное содержание MnAs в образцах № 1, 2 и 4, что согласуется с результатами измерений намагниченности.

3.3. Обсуждение. Совокупность данных показывает, что содержание фазы MnAs в образцах № 1, 2 и 4 незначительно, но оно пренебрежимо мало только в образце № 1. Ферромагнитное поведение образца № 1, об-

наруженное с помощью магнитооптики, можно связать с ферромагнитным упорядочением матрицы (Ga, Mn)As при температурах ниже 80 К. Однако этот образец имеет очень высокое удельное сопротивление, рис. 1, б, и низкую концентрацию дырок (из холловских измерений $p \sim 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ при $T = 295$ К). Такую совокупность магнитооптических и электрических свойств можно объяснить в предположении, что в образце № 1 имеет место „химическое фазовое разделение“ [26], т.е. распределение Mn в нем существенно неоднородно, и в относительно слабо легированной (или сильно компенсированной) парамагнитной матрице имеются локальные ферромагнитные области (Ga, Mn)As с повышенной концентрацией Mn и дырок. В этом случае ЭЭК зондирует ферромагнитные области (Ga, Mn)As, а из транспортных измерений мы получаем характеристики парамагнитной матрицы образца № 1. Меньшая величина сигналов ЭЭК от образца № 1 по сравнению с откликом образца сравнения $\text{Ga}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{As}$ согласуется с предположением о селективном магнитооптическом отклике. Отметим, что из сопоставления спектров оптического поглощения и магнитного кругового дихроизма авторы [27] также сделали вывод, что их образцы $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x = 0.03$), полученные методом НТ-МЛЭ, представляют собой немагнитную матрицу с локальными ферромагнитными областями (Ga, Mn)As. Что касается образца № 2, то наличие низкотемпературной компоненты в его спектре ЭЭК согласуется с аномальным эффектом Холла, наблюдаемым при $T < 70$ К. По-видимому, в этом образце ферромагнитные области (Ga, Mn)As перекрываются, образуя пути протекания тока.

Гранулированные слои GaMnAs, в полупроводниковой матрице которых содержатся обогащенные Mn ферромагнитные нанокристаллы, создаются в основном высокотемпературным послеростовым отжигом однофазных НТ-МЛЭ слоев (Ga, Mn)As [4–9]. Установлено, что размеры, состав и кристаллическая структура включений зависят от температуры отжига и от качества НТ-МЛЭ слоев (количества дефектов, концентрации замещающего и междоузельного Mn). Отжиг при температурах $T_a = 400\text{--}560^\circ\text{C}$ приводит к образованию обогащенных Mn кубических нанокристаллов (Ga, Mn)As, размеры которых с ростом T_a увеличиваются от 2 до 15 nm. При дальнейшем повышении T_a в слоях формируются как кубические, так и гексагональные (Mn, Ga)₂As нанокристаллы, а также гексагональные нанокристаллы MnAs.

Метод лазерного осаждения, используемый нами, по-видимому, способствует образованию обогащенных Mn областей при относительно низких температурах роста. Как уже упоминалось, полоса 3, хорошо выраженная в спектрах ЭЭК образцов № 1 ($Y_{\text{Mn}} = 0.13$, $T_g = 300^\circ\text{C}$) и № 2 ($Y_{\text{Mn}} = 0.13$, $T_g = 330^\circ\text{C}$), показывает, что низкотемпературные ферромагнитные области сохраняют кубическую кристаллическую структуру GaAs. В образцах № 2 и 4 ($Y_{\text{Mn}} = 0.23$, $T_g = 300^\circ\text{C}$) присутствуют также металлические гексагональные нанообласти MnAs, которые ответственны за плазмонную полосу в

магнитооптических спектрах. Кроме того, вблизи или на поверхности образца № 2 имеются „объемные“ гексагональные образования MnAs. Такие образования определяют магнитные и магнитооптические свойства образца № 3 ($Y_{\text{Mn}} = 0.23$, $T_g = 350^\circ\text{C}$).

Наиболее распространенным методом изучения электронной структуры $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$ является спектроскопия магнитного кругового дихроизма (МКД), позволяющая сопоставлять особенности в спектрах МКД с переходами между состояниями электронного спектра, расщепленными по спину [28]. Так как все магнитооптические эффекты связаны с одними и теми недиагональными компонентами тензора диэлектрической проницаемости, особенности, присутствующие в спектрах МКД, наблюдаются при близких энергиях и в спектрах других МО эффектов. Спектр ЭЭК нашего образца № 1 в области собственного поглощения по форме и чередованию полярности полос подобен спектрам МКД образцов $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x = 0.004-0.03$), опубликованным в [27,29]. Полосы МКД, аналогичные полосам 1 и 2 на рис. 2, b, наблюдались около 1.5 и 1.8 eV соответственно, т.е. в области переходов E_0 , $E_0 + \Delta_0$, и были отнесены авторами к переходам из полностью заполненной валентной зоны в зону проводимости. Голубой сдвиг полосы 1 в спектре $\delta(E)$ образца № 1 ($E_{\text{max}1} = 1.65 \text{ eV}$) относительно перехода E_0 и аналогичной полосы МКД в [27,29] может быть связан с небольшим смещением уровня Ферми вглубь валентной зоны, не меняющим последовательность межзонных переходов в циркулярно поляризованном свете. В этом случае значительная величина голубого сдвига может быть следствием сильной дисперсии зоны проводимости. Однако это объяснение не отвечает на вопрос, какие переходы ответственны за полосу 2 ($E_{\text{max}2} = 2.02 \text{ eV}$), которая заметно смещена относительно перехода $E_0 + \Delta_0$ (1.85 eV). Возможно, полоса 2 связана с переходами в локальных областях с более высоким содержанием Mn и большей концентрацией дырок. В этих областях вблизи точки Γ верхние зеемановские подзоны валентной зоны могут быть не заполнены (сдвиг Бурштейна–Мосса). Меньшими по энергии будут переходы из нижних подзон, что изменит энергию и последовательность циркулярно поляризованных переходов. Такой измененный характер магнитооптических спектров наблюдался в НТ-МЛЭ образцах $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ с металлической проводимостью [30–33].

Причиной голубого сдвига в спектре ЭЭК может быть также размерное квантование в ферромагнитных нанобластях $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$. При достаточно высокой концентрации дырок уровень Ферми, E_F , в $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ находится заметно ниже потолка валентной зоны (при $p \sim 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ смещение $\Delta E_F \sim 250 \text{ meV}$) [34]. Высота энергетического барьера на границе между ферромагнитными кластерами и парамагнитной матрицей зависит от соотношения концентраций дырок в них. Потенциальная яма, образованная таким барьером, может представлять собой квантовую яму для дырок (квантовую точку) с дискретными энергетическими уровнями.

Оптические переходы в квантовой точке будут начинаться при более высоких энергиях, чем в „объемном“ материале, что приведет к голубому сдвигу связанных с ними полос в магнитооптических спектрах. Отметим, что большой голубой сдвиг в спектрах МКД, вызванный размерным квантованием, наблюдался на гетероструктуре $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}/\text{AlAs}$ при толщине слоя $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ 2 nm [35].

4. Заключение

Исследованы магнитооптические, оптические, магнитные и электрические свойства слоев GaMnAs, выращенных импульсным лазерным осаждением. Образцы, полученные при низких значениях технологических параметров ($Y_{\text{Mn}} = 0.13$, $T_g = 300^\circ\text{C}$), демонстрируют ферромагнитное поведение ниже 80 K и содержат пренебрежимо малое (нерегистрируемое магнитометрией) количество фазы MnAs. Эти образцы являются магнитно неоднородными, состоящими из слабо легированной парамагнитной матрицы, которая определяет их транспортные свойства, и локальных ферромагнитных областей $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$, формирующих магнитооптический сигнал. Голубой сдвиг полос в спектре ЭЭК этих образцов может быть объяснен смещением уровня Ферми вглубь валентной зоны и квантовым размерным эффектом в ферромагнитных нанобластях, т.е. на основе „VB-hole“ модели ферромагнетизма.

Увеличение ростовых параметров (Y_{Mn} и/или T_g) приводит к присутствию в матрице как кубических $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$, так и гексагональных, MnAs или $(\text{Mn}, \text{Ga})\text{As}$, нанобластей, затем — к образованию частиц MnAs, сохраняющих свойства объемного материала.

Импульсное лазерное осаждение может использоваться для легирования марганцем слоев GaAs, а также как альтернатива высокотемпературному отжигу НТ-МЛЭ $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$, обычно используемому для получения гранулированных систем GaMnAs.

Список литературы

- [1] T. Dietl, H. Ohno. Rev. Mod. Phys. **86**, 187 (2014).
- [2] T. Jungwirth, J. Wunderlich, V. Novák, K. Olejník, B.L. Gallagher, R.P. Campion, K.W. Edmonds, A.W. Rushforth, A.J. Ferguson, P. Němec. Rev. Mod. Phys. **86**, 855 (2014).
- [3] M. Tanaka, S. Ohya, P. Nam Hai. Appl. Phys. Rev. **1**, 011102 (2014).
- [4] M. Moreno, A. Trampert, B. Jenichen, L. Däweritz, K.H. Ploog. J. Appl. Phys. **92**, 4672 (2002).
- [5] V.F. Sapega, A. Trampert, K.H. Ploog. Phys. Rev. B **77**, 245301 (2008).
- [6] J. Sadowski, J.Z. Domagala, R. Mathieu, A. Kovacs, T. Kasama, R.E. Dunin-Borkowski, T. Dietl. Phys. Rev. B **84**, 245306 (2011).

- [7] K. Lavniczak-Jablonska, J. Libera, A. Wolska, M.T. Klepka, P. Dłuzewski, J. Sadowski, D. Wasik, A. Twardowski, A. Kwiatkowski, K. Sato. *Phys. Status Solidi RRL* **5**, 62 (2011).
- [8] K. Lavniczak-Jablonska, J. Libera, A. Wolska, M.T. Klepka, P. Dłuzewski, J. Bak-Misiuk, E. Dynowska, P. Romanowski, J.Z. Domagala, J. Sadowski, A. Barcz, D. Wasik, A. Twardowski. *Phys. Status Solidi B* **248**, 1609 (2011).
- [9] A. Kovacs, J. Sadowski, T. Kasama, M. Duchamp, R.E. Dunin-Borkowski. *J. Phys. D* **46**, 145309 (2013).
- [10] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, H. Iye. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 363 (1996).
- [11] H. Ohno. *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 110 (1999).
- [12] P.T. Chiu, B.W. Wessels. *Phys. Rev. B* **76**, 165201 (2007).
- [13] S. Zhou. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 263001 (2015).
- [14] M. Khalid, E. Weschke, W. Skorupa, M. Helm, S. Zhou. *Phys. Rev. B* **89**, R121301 (2014).
- [15] Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, Ю.Н. Дроздов, В.В. Подольский, М.В. Сапожников. *Опт. журн.* **75**, 6, 56 (2008).
- [16] E.A. Gan'shina, L.L. Golik, V.I. Kovalev, Z.E. Kun'kova, B.N. Zvonkov, A.N. Vinogradov. *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 829 (2009).
- [17] E.A. Gan'shina, L.L. Golik, V.I. Kovalev, Z.E. Kun'kova, A.G. Temiryazev, Yu.A. 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).
- [18] E.A. Gan'shina, L.L. Golik, V.I. Kovalev, Z.E. Kun'kova, A.G. Temiryazev, Yu.A. Danilov, O.V. Vikhrova, B.N. Zvonkov, A.D. Rubacheva, P.N. Tcherbak, A.N. Vinogradov. *Solid State Phenom.* **168–169**, 35 (2011).
- [19] E.A. Gan'shina, L.L. Golik, V.I. Kovalev, Z.E. Kun'kova, M.P. Temiryazeva, Yu.A. Danilov, O.V. Vikhrova, B.N. Zvonkov, A.I. Novikov, A.N. Vinogradov. *Solid State Phenom.* **190**, 562 (2012).
- [20] E.A. Gan'shina, L.L. Golik, Z.E. Kun'kova, V.I. Kovalev, Yu.V. Markin, A.I. Novikov, G.S. Zykov, Yu.A. Danilov, A.V. Kudrin, O.V. Vikhrova, B.N. Zvonkov. *Solid State Phenom.* **233–234**, 101 (2015).
- [21] Г.С. Криччик. *Физика магнитных явлений*. Издательство МГУ, М. (1985), 336 с.
- [22] В.И. Ковалев, А.И. Руковишников, С.В. Ковалев, В.В. Ковалев. *Приборы и техника эксперимента* **5**, 99 (2014).
- [23] P. Lautenschlager, M. Garriga, S. Logothetidis, M. Cardona. *Phys. Rev. B* **35**, 9174 (1987).
- [24] D. Gallas, J. Rivory, H. Arwin, F. Vidal, V.H. Etgens. *Phys. Status Solidi A* **205**, 859 (2008).
- [25] K.S. Burch, J. Stephens, R.K. Kawakami, D.D. Awschalom, D.N. Basov. *Phys. Rev. B* **70**, 205208 (2004).
- [26] 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).
- [27] H. Tanaka, W.M. Jadwisieniczak, H. Saito, V. Zayets, S. Yuasa, K. Ando. *J. Phys. D* **47**, 355001 (2014).
- [28] K. Ando. In: *Magneto–Optics* / Ed. S. Sugano, N. Kojima. Springer Series in Solid State Science **128**. Springer, Berlin (2000), 211 p.
- [29] K. Ando, H. Saito, K.C. Agarwal, M.C. Debnath, V. Zayets. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 067204 (2008).
- [30] 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).
- [31] J. Szczytko, W. Bardyszewski, A. Twardowski. *Phys. Rev. B* **64**, 075306 (2001).
- [32] T. Komori, T. Ishikawa, T. Kuroda, J. Yoshino, F. Minami, S. Koshihara. *Phys. Rev. B* **67**, 115203 (2003).
- [33] C. Sun, J. Kono, Y.-H. Cho, A.K. Wojcik, A. Belyanin, H. Munekata. *Phys. Rev. B* **83**, 125206 (2011).
- [34] Y. Zhang, S. Das Sarma. *Phys. Rev. B* **72**, 125303 (2005).
- [35] H. Shimizu, M. Tanaka. *J. Appl. Phys.* **91**, 7487 (2002).