

# ФЕРРОМАГНИТНЫЙ ПЕРЕХОД В СТРУКТУРАХ GaAs/Mn/GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs С ДВУМЕРНЫМ ДЫРОЧНЫМ ГАЗОМ

М. А. Панков<sup>a</sup>, Б. А. Аронзон<sup>a,b\*</sup>, В. В. Рыльков<sup>a,b\*\*</sup>, А. Б. Давыдов<sup>a</sup>,  
Е. З. Мейлихов<sup>a</sup>, Р. М. Фарзетдинова<sup>a</sup>, Э. М. Пашаев<sup>a</sup>, М. А. Чуев<sup>c</sup>,  
И. А. Субботин<sup>a</sup>, И. А. Лихачев<sup>a</sup>, Б. Н. Звонков<sup>d</sup>, А. В. Лашкул<sup>e\*\*\*</sup>, Р. Лайхо<sup>f\*\*\*</sup>

<sup>a</sup> Российский научный центр «Курчатовский институт»  
123182, Москва, Россия

<sup>b</sup> Институт прикладной и теоретической электродинамики Российской академии наук  
127412, Москва, Россия

<sup>c</sup> Физико-технологический институт Российской академии наук  
117218, Москва, Россия

<sup>d</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского  
603950, Нижний Новгород, Россия

<sup>e</sup> Lappeenranta University of Technology, Lappeenranta, box 20, 5385, Finland

<sup>f</sup> Wihuri Phys. Lab., Department of Physics, Univ. of Turku, FIN-20014, Turku, Finland

Поступила в редакцию 21 января 2009 г.

Исследованы транспортные свойства структур GaAs/Mn/GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs с удаленным от квантовой ямы слоем примесей Mn в диапазоне их содержаний 4–10 ат. %, которые соответствуют повторному переходу металл–изолятор, наблюдаемому в объемном GaMnAs [17]. Подвижность дырок в исследованных объектах более, чем на два порядка, превышала известные значения для GaMnAs и магнитных гетероструктур на его основе, что позволило наблюдать осцилляции Шубникова–де Гааза, подтверждающие двумерный характер энергетического спектра дырок. Расчетная температура Кюри для гетероструктур с косвенным обменным взаимодействием через двумерный дырочный канал хорошо согласуется с положением максимума (при 25–40 К) на температурных зависимостях сопротивления канала. Это свидетельствует о существенной роли двумерных дырок в ферромагнитном упорядочении слоя Mn в этих условиях. Обнаружения отрицательного спин-зависящего магнитосопротивления и аномального эффекта Холла, величина которого хорошо коррелирует с результатами теоретических расчетов для ферромагнитных двумерных систем на основе A<sub>1-y</sub>Mn<sub>y</sub>B<sup>V</sup> также указывают на существенную роль двумерного канала в ферромагнитном упорядочении.

PACS: 75.50.Pp, 71.55.Eq, 72.20.My, 72.25.Dc

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Центральное место в изучении свойств разбавленных магнитных полупроводников (РМП) отводится в настоящее время A<sub>1-y</sub>Mn<sub>y</sub>B<sup>V</sup> материалам

(в первую очередь GaMnAs), в которых ферромагнетизм инициирован зонными носителями (дырками в зоне проводимости или примесной зоне Mn) [1]. Эти материалы обладают относительно высокими температурами Кюри  $T_C$  и позволяют создавать различного рода гетероструктуры, которые могут служить основой будущих устройств спинтроники [1, 2]. До

\*E-mail: aronzon@mail.ru

\*\*E-mail: rylkov@imp.kiae.ru

\*\*\*A. V. Lashkul, R. Laiho

сих пор, однако, основное внимание уделялось исследованиям трехмерных (пленочных) материалов  $A_{1-y}^{III}Mn_yB^V$ , хотя для создания, например, излучателей типа спиновых светодиодов или спиновых МОП-транзисторов [2, 3] необходимы исследования двумерных ферромагнитных систем на основе этих полупроводников.

Одна из проблем, характерных для подобных систем, — чрезвычайно низкая подвижность дырок (в GaMnAs  $\mu_p = 1-5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  [4]), объясняемая высокой концентрацией марганца, который является акцептором и, соответственно, центром рассеяния, и положением уровня Ферми в примесной зоне даже в образцах с металлической проводимостью [4, 5]. Низкие значения подвижности, которые формально отвечают длине свободного пробега дырок, сравнимой с расстоянием между атомами Mn [6], не позволяют экспериментально проверить предсказание теории об увеличении температуры Кюри с ростом подвижности носителей (см., например, расчеты [7]) и судить о влиянии конечного пробега носителей заряда на магнитное упорядочение в РМП [6]. Низкие значения подвижности являются также одним из основных препятствий и для создания эффективных низкоразмерных ферромагнитных систем на основе GaMnAs.

Для исследования влияния рассеяния и размерного квантования на магнитные свойства РМП естественно обратиться к гетероструктурам с модулированным (удаленным) легированием, в которых можно одновременно обеспечить и более высокую подвижность носителей, и их эффективное взаимодействие с ионами Mn. Однако авторы немногочисленных работ, посвященных исследованию низкоразмерных структур  $A_{1-y}^{III}Mn_yB^V$ , стремились для достижения максимальных значений  $T_C$  обеспечить максимально большую плотность дырок непосредственно в области нахождения ионов Mn [8, 9]. Так, в работе [8] Mn вводился однородно в квантовую яму AlGaAs/GaAs/AlGaAs, по которой осуществлялся транспорт носителей заряда, а в работе [9], где исследовалась гетероструктура GaAs/AlGaAs, марганец находился в виде  $\delta$ -слоя в дырочном канале проводимости вблизи гетерограницы.

К сожалению, такое пространственное «совмещение» магнитных примесей и носителей заряда приводит (наряду с усилением обмена) к сильному кулоновскому рассеянию на ионах Mn и, соответственно, к низкой подвижности дырок (не более  $10 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  [8, 9]). Заметим, что при таких подвижностях размытие уровней размерного квантования ( $\Delta E \approx \hbar/\tau$ ,  $\tau$  — время релаксации импульса) в квантовой яме

$p$ -GaAs достаточно велико (не менее 200 мэВ) и, фактически, превышает энергетический зазор между уровнями. Поэтому термин «двумерность канала проводимости» в случаях [8, 9] следует понимать лишь по отношению к длине фазовой когерентности дырок, которая в GaMnAs может достигать примерно 100 нм при температурах не более 100 мК [5, 10].

Таким образом, можно констатировать, что в случае РМП на основе систем  $A_{1-y}^{III}Mn_yB^V$  ферромагнитное упорядочение в условиях размерного квантования дырок практически не наблюдалось и не исследовано и именно эта задача составляет предмет настоящей статьи. Заметим, что в квантовых ямах  $A_{1-y}^{III}Mn_yB^{VI}$  ферромагнитное упорядочение с низкими значениями  $T_C \leq 1.8 \text{ К}$  все же наблюдалось, несмотря на существенный вклад антиферромагнитного обменного взаимодействия между атомами Mn в данных системах [11].

В настоящей работе на примере структур GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs с удаленным от квантовой ямы  $\delta$ -слоем атомов Mn и подвижностью дырок в канале, достигающей (при  $T = 5 \text{ К}$ ) примерно  $3000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , демонстрируется возможность ферромагнитного упорядочения в двумерных системах  $A_{1-y}^{III}Mn_yB^V$  с температурой Кюри около 40 К. Ранее нами сообщалось о наблюдении в аналогичных структурах аномального эффекта Холла [12], однако магнитотранспортные измерения были проведены лишь в диапазоне слабых магнитных полей ( $B < 3 \text{ Тл}$ ), что недостаточно для выделения аномального эффекта Холла на фоне нормального и интерпретации его механизма. Ниже представлены результаты транспортных исследований в сильных квантовых полях (до 12 Тл), позволяющих выделить аномальный эффект Холла.

Найденные значения аномальной холловской проводимости согласуются с результатами недавних теоретических расчетов для двумерных ферромагнитных систем  $A_{1-y}^{III}Mn_yB^V$  [13], в которых предсказывается доминирующая роль внутреннего (бездиссипативного) механизма формирования аномального эффекта Холла. При этом двумерный характер энергетического спектра дырок подтвержден наблюдением осцилляций Шубникова — де Гааза в поле, перпендикулярном плоскости канала, и их отсутствием в продольной геометрии. Развита недавно модель ферромагнитного упорядочения двумерных систем [14], учитывающая удаленность слоя Mn от области локализации носителей в двумерном канале и их большие длины свободного пробега, также дает значения  $T_C$ , разумно согласующиеся с результатами эксперимента.

## 2. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Выбор объектов исследований диктовался следующими соображениями. Известно, что дырочный спектр квантовых ям GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs при  $x \approx 0.2$  существенным образом определяется двухосным сжатием (вследствие рассогласования решеток GaAs и In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As), приводящим к сильному расщеплению зоны Г<sub>8</sub> легких и тяжелых дырок (до 90 мэВ) [15]. При этом эффективная масса первой подзоны размерного квантования оказывается достаточно малой ( $m^* = 0.14m_0$ ), почти в четыре раза меньшей, чем в случае квантовых ям GaAs/AlGaAs [15]. Это существенно упрощает получение двумерных каналов с высокой подвижностью дырок.

Структуры с квантовыми ямами In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As шириной  $d \approx 10$  нм в GaAs-матрице были созданы методом МОС-гидридной эпитаксии (рис. 1). Квантовая яма и окружающие ее слои GaAs (буфер, нижний и верхний спейсеры) были выращены при температуре 600°C, тогда как легирующий слой Mn и покровный слой GaAs выращивались при  $T = 450^\circ\text{C}$ . Дельта-слой Mn с концентрацией около  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>, удаленный от квантовой ямы спейсером толщиной около 3 нм, создавался лазерным испарением мишени в процессе МОС-гидридной эпитаксии<sup>1)</sup>. Кроме того, для компенсации эффектов обеднения квантовой ямы со стороны буфера был помещен акцепторный  $\delta$ -слой атомов С (толщиной около  $2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>), отделенный от ямы спейсером шириной около 10 нм.

Структурные свойства полученных объектов были подробно изучены методами рентгеновской дифрактометрии и рефлектометрии и описаны в работе [16]. Использование этих методов позволило определить основные параметры структур — содержание In в квантовых ямах и, что наиболее существенно, пространственное распределение атомов Mn и их концентрацию  $N_{\text{Mn}}$ . Результаты этих измерений для двух структур (1 и 2), различающихся в несколько раз содержанием Mn, воспроизведены в нижней части рис. 1. Видно, что слой Mn размыт, причем тем

<sup>1)</sup> Потенциальные ямы в квантово-размерных структурах с односторонним легированием (а именно таковы структуры, изучаемые в нашей работе) являются прямоугольными лишь номинально, а фактически всегда треугольны. «Перекашивающее» их электрическое поле создается за счет перехода заряда с легирующих примесей в яму и может быть оценено с помощью соотношения  $E = (4\pi/\kappa)eN_s$ , где  $N_s$  — двумерная концентрация носителей в яме (например, для образца № 2:  $N_s \approx 10^5$  В/см, что при толщине ямы 10 нм приводит к изгибу зон около 0.1 эВ, т. е. величине сопоставимой с глубиной ямы).

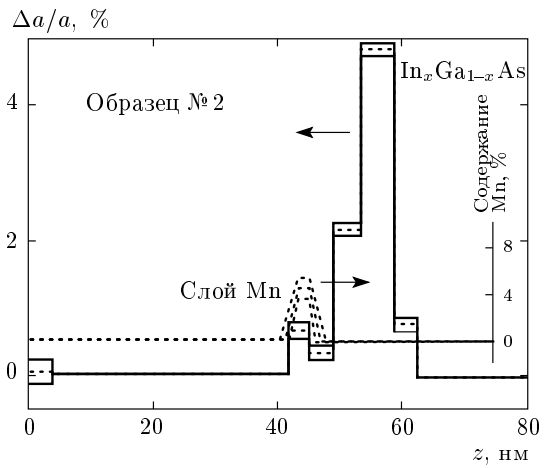
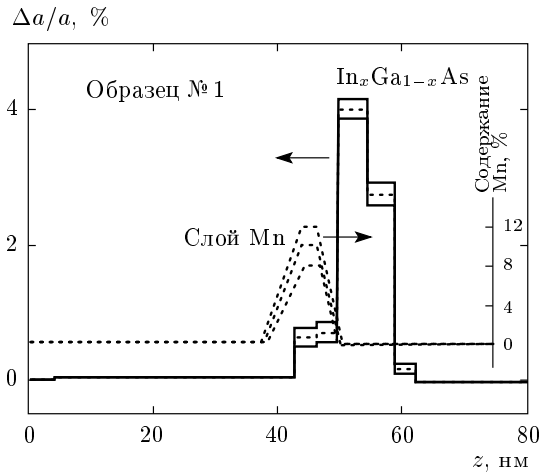


Рис. 1. Гетероструктура GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs с удаленным от квантовой ямы  $\delta$ -слоем Mn. В нижней части рисунка — распределения Mn и In в образцах № 1, 2 по данным рентгеновских измерений относительного рассогласования решеток  $\Delta a/a$  в направлении роста структуры ( $a$  — постоянная решетки GaAs)

сильнее, чем выше содержание Mn, и его правильнее рассматривать как слой Ga<sub>1-y</sub>Mn<sub>y</sub>As. Именно в единицах  $y$  представлено распределение содержания атомов Mn на рис. 1. Заметим, что несмотря на высокое содержание Mn в структуре 1 ( $y \approx 0.1$ , что соответствует  $N_{\text{Mn}} \approx 1.2$  моносл.  $\sim 10^{14}$  см<sup>-2</sup>), его проникновение в квантовую яму достаточно мало. Если взять концентрацию Mn для структуры 1 в качестве опорной, то для остальных структур (с меньшими значениями концентрации Mn) ее можно найти, исходя из надежно контролируемых в технологическом процессе времени и интенсивности испарения Mn. Результаты рентгеновской дифрактомет-

рии и рефлектометрии совместно с данными холловских измерений подвижности  $\mu_p$  дырок и их концентрации  $p$  при  $T = 77$  К и  $T = 5$  К приведены в таблице. Там же приведены параметры образца № 4, в котором вместо слоя Mn присутствовал акцепторный  $\delta$ -слой С (толщиной около  $2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>). Содержание Mn указано в эффективном количестве монослоев:  $N_{Mn} = y(L/a)$ , где  $L$  — ширина слоя Mn,  $a$  — постоянная решетки ( $5.66 \text{ \AA}$  для GaAs).

Исследования транспортных свойств квантовых ям были проведены в диапазоне температур 5–100 К и магнитных полях до 12 Тл на мезоструктурах, выполненных в виде двойного холловского креста (ширина проводящего канала  $W = 0.3$  мм, расстояние между потенциальными зондами  $L = 1.5$  мм).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 приведены температурные зависимости сопротивления  $R_{xx}(T)$  образцов № 1–4. Прежде всего отметим, что согласно данным, приведенным на этом рисунке, образец № 1 обладает активационным типом проводимости: с уменьшением температуры

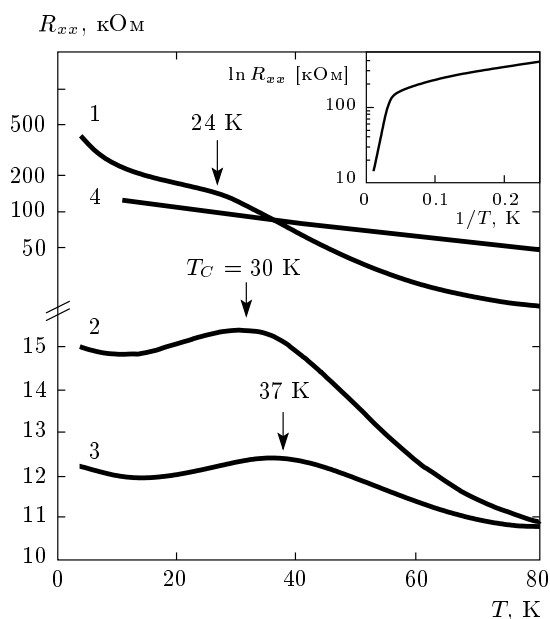


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления исследованных структур (номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице). На вставке — температурная зависимость сопротивления образца № 1 в активационных координатах

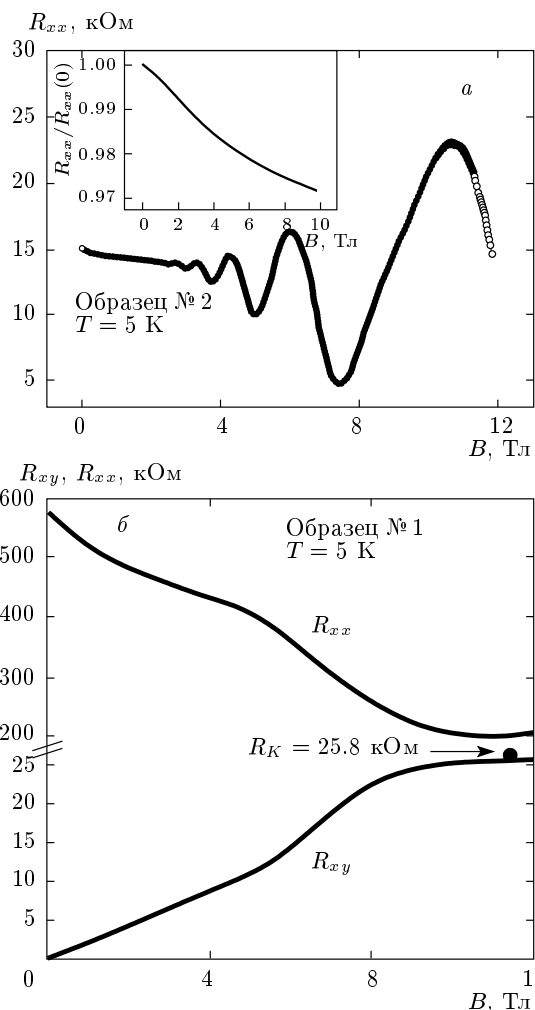


Рис. 3. а) Магнитолевая зависимость диагональной компоненты  $R_{xx}$  тензора сопротивления для образца № 2 с металлическим типом проводимости в поле, перпендикулярном плоскости двумерного канала. На вставке — та же зависимость в поле, параллельном плоскости двумерного канала. б) Магнитолевые зависимости диагональной  $R_{xx}$  и недиагональной  $R_{xy}$  компонент тензора сопротивления для образца № 1 с активационным типом проводимости в поле, перпендикулярном плоскости двумерного канала ( $R_K$  — сопротивление Клитцинга)

его сопротивление сильно возрастает, демонстрируя активационный характер проводимости (см. вставку к рис. 2). В то же время для образцов № 2, 3 сопротивление с уменьшением температуры меняется слабо, соответствуя квазиметаллическому поведению, которое подтверждается наличием ярко выраженных осцилляций Шубникова–де Газа, показанных на рис. 3а.

Таблица. Параметры квантовых ям GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs

Образец	$x^*)$	$N_{Mn}$ , моносл.	$T = 77$ К		$T = 5$ К	
			$\mu_p$ , см <sup>2</sup> /В·с	$p$ , 10 <sup>12</sup> см <sup>-2</sup>	$\mu_p$ , см <sup>2</sup> /В·с	$p$ , 10 <sup>12</sup> см <sup>-2</sup>
№ 1 (4834)	0.16	1.2	1350	1.8	180	0.3
№ 2 (4831)	0.21	0.51	1860	2	2950	0.71
№ 3 (4843)	0.23	0.4	1930	1.8	3240	0.79
№ 4 (4847)	0.18	0	1600	0.5		

\*) По результатам рентгеновских измерений.

Главная особенность приведенных на рис. 2 зависимостей  $R_{xx}(T)$  — наблюдающиеся для образцов № 2, 3 максимумы и перегиб для образца № 1 при  $T = 25-40$  К, а также отсутствие подобных особенностей для образца № 4, который легирован углеродом вместо марганца и в котором, таким образом, Mn отсутствует. Рост сопротивления с уменьшением температуры (до  $T \approx T_C$ ) и наличие максимума в зависимости  $R_{xx}(T)$  обусловлены ферромагнитным переходом и являются общим свойством систем  $A_{1-y}^{III}Mn_yB^V$  [1], включая гетероэпитаксиальные [8, 9]. Эта особенность часто используется для определения температуры Кюри, в том числе в образцах с диэлектрическим характером проводимости [1, 6, 8, 9]. В нашем случае таким типом проводимости обладает образец № 1 с наибольшим содержанием Mn, тогда как образцы № 2, 3 являются квазиметаллическими: при  $T < T_C$  сопротивление в них с уменьшением температуры изменяется в пределах 1%. Соответствующие значения температур Кюри для этих образцов, найденные по максимуму сопротивления (или перегибу зависимости  $R_{xx}(T)$  в случае образца № 1), составляют 24, 30, 37 К соответственно для образцов № 1, 2, 3, т.е. уменьшаются с увеличением содержания Mn. Заметим, однако, что при этом в области гелиевых температур уменьшается и концентрация свободных дырок. Именно такая ситуация возникает и в случае ферромагнитных пленок  $Ga_{1-y}Mn_yAs$  вблизи повторного (reentrant) перехода металл-изолятор, наблюдаемого при увеличении содержания атомов Mn в диапазоне  $y = 0.04-0.07$  [17, 18]. Такое поведение объясняется сильным увеличением степени компенсации в  $Ga_{1-y}Mn_yAs$  (при  $y \geq 0.05$ ), вследствие того, что в этих условиях атомы Mn занимают позиции

преимущественно в междоузлиях, где они выступают в качестве двойных доноров [1, 19]. Эта особенность  $Ga_{1-y}Mn_yAs$  играет важную роль и в гетероструктурах GaAs/AlGaAs, легированных Mn [9] и, по-видимому, в наших образцах. В нашем случае, однако, уменьшение  $T_C$  с увеличением содержания Mn заметно меньше, чем в пленках  $Ga_{1-y}Mn_yAs$  [17, 18]. Причина такого поведения объясняется увеличением размытия пространственного распределения атомов Mn при увеличении их содержания и, соответственно, приближением границы слоя Mn к квантовой яме.

Действительно, согласно недавним расчетам [14], температура Кюри в гетероструктурах с косвенным обменным взаимодействием магнитных примесей через двумерный канал при высокой подвижности дырок ( $k_F l \gg 1$ ,  $k_F$  — импульс Ферми,  $l$  — длина свободного пробега дырок) определяется следующим выражением:

$$\frac{\kappa T_C}{I_0 n_\mu a^3} \approx 2\beta \frac{\lambda}{a} \gamma^2 \exp\left(-\frac{4\Delta}{\lambda}\right), \quad (1)$$

где  $I_0$  — характерная энергия обменного взаимодействия, составляющая примерно 0.1 эВ [14],  $n_\mu a^3 \approx y$  — эффективное содержание примесей в слое Mn,  $\beta = \langle \psi^2 \rangle / \psi_{max}^2 \approx 0.7$  и  $\gamma = \psi^2(0) / \psi_{max}^2$  — коэффициенты, характеризующие изменение волновой функции дырок в направлении их поперечного квантования,  $\lambda$  — характерная длина убывания волновой функции за пределами квантовой ямы, которая тем больше, чем выше концентрация дырок в квантовой яме и, соответственно, электрическое поле, прижимающее дырки к гетерогранице со стороны слоя Mn,  $\Delta$  — ширина GaAs-спейсера между

квантовой ямой и размытым слоем атомов Mn<sup>2+</sup>. Доминирующим фактором в определении величины  $T_C$  является экспоненциальный множитель в формуле (1). Увеличение содержания Mn в наших образцах приводит к уменьшению концентрации дырок в канале вследствие сильного увеличения степени компенсации (см. таблицу и обсуждение рис. 2) и соответствующему убыванию величины  $\lambda$ . Однако, как следует из результатов рентгеновских измерений (см. рис. 1), это убывание компенсируется уменьшением эффективной толщины  $\Delta$  спейсера вследствие большего размытия слоя Mn. Если при содержании Mn, равном примерно 0.5 моносл. (образец № 2), квантовая яма и слой Mn пространственно разделены четко определенным спейсером шириной  $\Delta \approx 10 \text{ \AA}$ , то в случае образца № 1 (1.2 моносл.) такой спейсер отсутствует (рис. 1). Изменение размытия Mn-слоя с увеличением его содержания и является, на наш взгляд, основной причиной слабой зависимости  $T_C$  от  $N_{\text{Mn}}$  в области reentrant-перехода металл–изолятор в исследуемых образцах.

Выражение (1) позволяет оценить температуру Кюри для образца № 2 ( $p = 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ), в котором  $k_{Fl} \approx 10$ . Перед этим, однако, следует сделать следующее замечание. Эффективное содержание Mn в слое определяется его шириной  $L$ , которая согласно данным рентгеновской рефлектометрии равна примерно  $60 \text{ \AA} \approx 10$  моносл., середина Mn-слоя удалена от квантовой ямы примерно на  $40 \text{ \AA}$ , а зазор между краем слоя Mn и квантовой ямы  $\Delta \approx 10 \text{ \AA}$  (см. рис. 1). При этом технологически заданная удаленность середины Mn-слоя составляет около  $30 \text{ \AA}$ , что (при  $\Delta \approx 10 \text{ \AA}$ ) соответствует  $L \approx 40 \text{ \AA} \approx 7$  моносл. Возможные причины расхождения связаны с необходимостью использования для рентгеновской рефлектометрии достаточно длинных (около 15 мм) образ-

цов, неоднородность которых может влиять на результат измерений. Таким образом, для образца № 2 имеем  $y \approx 0.5$  моносл./ $(7-10)$  моносл.  $\approx 0.05-0.07$ , в согласии с данными рентгеновских измерений, приведенных на рис. 1.

Далее, воспользовавшись результатами работы [14], найдем значения  $\lambda \approx 26 \text{ \AA}$  и  $\gamma \approx 0.5$ , зависящие от разрыва  $\Delta E_v$  валентной зоны на гетерогранице и эффективной массы носителей (в нашем случае при  $x \approx 0.2$  имеем  $\Delta E_v \approx 100 \text{ мэВ}$  [20],  $m^* \approx 0.14m_0$ ). Тогда согласно соотношению (1),  $T_C \approx 20-28 \text{ К}$ , что совпадает с экспериментально найденной величиной  $T_C \approx 30 \text{ К}$  для данного образца и, тем самым, свидетельствует о существенной роли дырок квантовой ямы в ферромагнитном упорядочении.

Дополнительными аргументами в пользу этого утверждения являются результаты исследования магнитосопротивления и эффекта Холла. Как известно, в случае GaMnAs при приближении к ферромагнитному переходу начинает проявляться отрицательное магнитосопротивление (ОМС), обусловленное магнитным беспорядком и спин-зависящими эффектами в рассеянии носителей [1]. ОМС проявляется в непосредственной окрестности ферромагнитного перехода [1, 17, 18] и, в зависимости от типа проводимости образца с уменьшением температуры либо уменьшается (образцы с металлическим типом проводимости), либо продолжает увеличиваться, достигая гигантской величины [18, 21].

На рис. 3 представлены результаты измерения продольного сопротивления  $R_{xx}$  в зависимости от магнитного поля для образцов с металлическим (рис. 3а) и активационным (рис. 3б) типами проводимости. Для металлического образца № 2 при ориентации магнитного поля перпендикулярно плоскости структуры наблюдаются ярко выраженные осцилляции Шубникова–де Гааза. Однако в поле, параллельном плоскости структуры (см. вставку к рис. 3а), эти осцилляции отсутствуют, доказывая двумерный характер спектра дырок.

В соответствии с отмеченными выше результатами [1, 17, 18, 21] для обоих образцов, представленных на рис. 3, наблюдается ОМС и его величина для образцов с активационным типом проводимости гораздо больше, чем в случае металлической проводимости. При этом величина ОМС в образце с металлической проводимостью составляет примерно 3%, что в случае ориентации магнитного поля в плоскости структуры характерно для ферромагнитных металлических пленок GaMnAs при гелиевой температуре и обычно связывается со спин-зависящим ОМС [18].

<sup>2)</sup> В работе [14] предполагается, что заселен только нижний энергетический уровень треугольной квантовой ямы. Уровни энергии в такой яме могут быть рассчитаны с помощью приближенного (но достаточно точного) соотношения  $\varepsilon_n \approx \varepsilon_0(4n/3 + 1)^{2/3}$  ( $n = 0, 1, \dots$ ), из которого следует, что  $\varepsilon_1 \approx 2\varepsilon_0$ , т.е. расстояние между первым ( $n = 0$ ) и вторым ( $n = 1$ ) уровнями примерно равно энергии  $\varepsilon_0$  основного уровня. Например, для образца № 2:  $\varepsilon_0 \approx 50 \text{ мэВ} \approx 500 \text{ К}$ , что существенно превышает характерную температуру эксперимента (около 50 К). Другое предположение — прямоугольное распределение магнитных примесей. В наших структурах оно, скорее, колоколообразное. Это, в принципе, легко учитывается в рамках модели [14] и приводит всего лишь к появлению дополнительного численного множителя близкого к единице в выражении для температуры Кюри. Это и понятно, так как последняя определяется в основном теми примесями, которые расположены наиболее близко к каналу проводимости (см. уравнение (1)).

Для образца № 1 с активационным типом проводимости доминирует гигантское ОМС, обусловленное спин-зависящими эффектами — с ростом поля сопротивление падает в 3 раза.

Неожиданным оказалось, что и в образце с активационным типом проводимости на фоне ОМС проявляются особенности, связанные с осцилляциями Шубникова–де Гааза. О квантовой природе этих осцилляций свидетельствует выход холловского сопротивления на плато  $R_{xy} \approx R_K = h/e^2$ , где  $R_K$  — сопротивление Клитцинга, отвечающее единственному заполненному уровню Ландау, т. е. ультраквантовому пределу (см. рис. 3б). При концентрации дырок  $p = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  переход к этому пределу должен наблюдаться в поле  $B \geq p(h/e) \approx 12 \text{ Тл}$ , что разумно согласуется с результатами эксперимента.

Одновременное наблюдение квантовых эффектов, присущих высококачественным двумерным объектам, а, с другой стороны, активационной проводимости и гигантского спин-зависящего ОМС, обусловленного магнитным беспорядком, свидетельствует о двух вкладах в проводимость образца и фазовом расслоении двумерной системы (см. работу [22] и ссылки там). В нашем случае это — расслоение образца на содержащие вырожденный двумерный дырочный газ большие мезоскопические области (с размером  $D_m$ , существенно превышающим длину  $l$  свободного пробега дырок), которые разделены узкими парамагнитными (диэлектрическими) слоями с характерной толщиной  $D_d$ . Такая картина подтверждается приведенными ниже оценками величин  $l$  и  $D_d$ .

Величину  $D_d$  оценим, исходя из температурной зависимости сопротивления  $R_{xx}(T)$  образца № 1 (см. вставку к рис. 2) и анализа возможных механизмов транспорта дырок в диэлектрических областях. Зависимость  $R_{xx}(T)$  в данном случае носит активационный характер, причем ниже температуры Кюри энергия активации проводимости существенно убывает. В области высоких температур ( $T > T_C \approx 24 \text{ К}$ ) доминирует перенос дырок за счет их термического заброса через барьеры, разделяющие металлические области с вырожденными дырками. Высота  $\Delta\varepsilon$  этих барьеров совпадает с энергией активации проводимости и составляет в нашем случае  $\Delta\varepsilon = 10.5 \text{ мэВ}$ . При понижении температуры ( $T < T_C$ ) происходит переход к туннельному транспорту дырок (аналогичная ситуация наблюдается и в диэлектрических пленках GaMnAs [21]). Этот переход, по-видимому, обусловлен уменьшением размеров диэлектрических прослоек за счет увеличения размеров металлических

областей и/или увеличением высоты барьеров за счет усиления локализации носителей в условиях локального ферромагнитного перехода [21, 23]<sup>3)</sup>. При  $T = T_C$  вероятность  $w_a \sim \exp(-\Delta\varepsilon/kT)$  теплового надбарьерного переброса дырок сравнивается с вероятностью  $w_t \sim \exp(-2D_d/\lambda)$  их туннелирования между металлическими областями (здесь  $\lambda = \hbar/(2m^*\Delta\varepsilon)^{1/2}$  — длина затухания волновой функции под барьером высотой  $\Delta\varepsilon$ ). Для  $T_C \approx 24 \text{ К}$  получаем  $D_d \approx (\hbar/2k_B T_C) \sqrt{\Delta\varepsilon/2m^*} \approx 13 \text{ нм}$ .

Оценим теперь длину  $l$  свободного пробега дырок в вырожденных областях при  $T = 5 \text{ К}$ , полагая, что при высоких температурах ( $T = 77 \text{ К}$ ;  $kT \sim \Delta\varepsilon$ ) подвижность дырок, найденная по эффекту Холла, близка к микроскопической подвижности дырок в вырожденных областях (в действительности, она даже выше из-за шунтирующего влияния проводимости по слою атомов Mn). Кроме того, естественно предположить, что с понижением температуры в образце № 1 подвижность дырок в вырожденных областях увеличивается так же, как и в металлических образцах № 2, 3 (в 1.6 раза при уменьшении  $T$  от 77 К до 5 К). Таким образом, для образца № 1 при  $T = 5 \text{ К}$  получаем микроскопическую подвижность около  $2200 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , что дает  $l = 20 \text{ нм}$ .

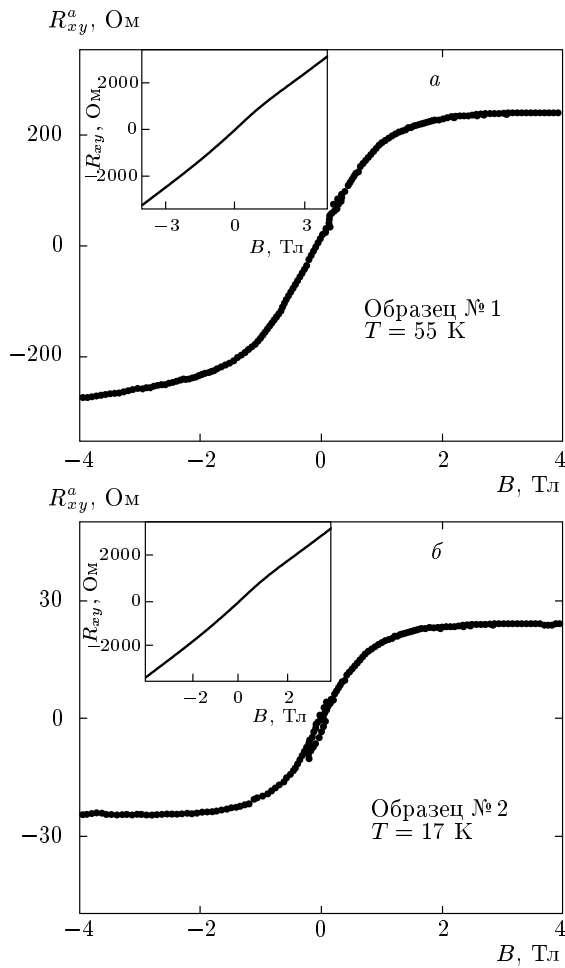
Таким образом, из наших оценок следует, что в диэлектрическом образце размер мезоскопических областей с вырожденным двумерным дырочным газом составляет  $D_m \geq 100 \text{ нм}$ , тогда как размер разделяющих их диэлектрических прослоек  $D_d \sim 10 \text{ нм}$ .

Перейдем теперь к обсуждению результатов исследования эффекта Холла, которому в случае систем  $A_{1-y}^{III}Mn_yB^V$  обычно уделяется большое внимание [1, 24]. Это связано с тем, что в данных материалах имеется значительный аномальный вклад  $R_{xy}^a$  в эффект Холла:

$$R_{xy} = \frac{\rho_{xy}}{d} = R_{xy}^n + R_{xy}^a = \frac{R_0}{d}B + \frac{R_s}{d}M, \quad (2)$$

где  $d$  — толщина проводящего канала (в нашем случае — канала квантовой ямы),  $R_{xy}^n$  и  $R_{xy}^a$  — нормальная и аномальная компоненты холловского сопротивления,  $R_0$  — постоянная нормального эффекта Холла,  $R_s$  — константа аномального эффекта Холла, обусловленного спин-орбитальным взаимодействием дырок и их спиновой поляризацией, пропорциональной намагниченности  $M$ . Аномальный эффект Холла целиком определяется взаимодействием между

<sup>3)</sup> Несмотря на большое количество экспериментальных данных, в которых данный переход наблюдался, модель для его описания пока отсутствует.



**Рис. 4.** Магнитополевые зависимости аномальной компоненты холловского сопротивления для диэлектрического образца № 1 (а) и металлического образца № 2 (б). На верхних вставках — магнитополевые зависимости полного холловского сопротивления для этих образцов, включающие компоненту нормального эффекта Холла

носителями заряда и магнитной подсистемой и в РМП типа GaMnAs заметно проявляется вплоть до температур равных примерно  $(2-3)T_C$  [17, 24]. При исследовании гетероструктур с  $\delta$ -слоем Mn [9] аномальный эффект Холла, по сути, являлся единственным методом изучения магнитного упорядочения, поскольку выделить малую величину намагниченности  $M$  при магнитных измерениях чрезвычайно сложно в силу сильного диамагнетизма объемных подложек.

Результаты исследования эффекта Холла в наших структурах в слабых полях ( $\omega_c \tau < 1$ ,

$\omega_c = eB/m^*c$  — циклотронная частота) приведены на рис. 4. Видно, что в наших образцах наблюдается аномальный эффект Холла, это указывает на наличие спиновой поляризации дырок в канале. Наличие спиновой поляризации дырок наблюдалось и в аналогичных структурах при исследовании поляризации люминесценции [25]. Наличие спиновой поляризации, связанной с намагниченностью, а не с внешним полем, говорит в пользу взаимодействия дырок с атомами Mn и, тем самым, в пользу их участия в обменном взаимодействии атомов Mn и формировании ферромагнитного упорядочения.

Как следует из экспериментальных данных, нормальная компонента  $R_{xy}^n$  значительно больше аномальной (на 1, 2 порядка соответственно для образцов № 1, 2), и потому для выделения  $R_{xy}^a$  мы использовали специальную методику, суть которой состоит в следующем. Величину  $R_0$ , определяющую обычный эффект Холла, можно достаточно точно найти из зависимости  $R_{xy}(B)$  в сильных магнитных полях, если учесть, что  $R_{xy}^n$  в этих условиях линейно изменяется с полем, а аномальный вклад  $R_{xy}^a$  насыщается, вслед за насыщением намагниченности  $M$  (см. формулу (2)). После этого сопротивление определяется путем вычитания зависимостей  $R_{xy}(B)$  и  $R_{xy}^n(B)$ . На рис. 4 приведены полученные таким образом данные для диэлектрического образца № 1 при  $T = 55$  К и для металлического образца № 2 при  $T = 17$  К (при более высоких температурах отношение  $R_{xy}^a/R_{xy}^n = \rho_{xy}^a/\rho_{xy}^n$  оказывается достаточно малым и находится за пределами погрешности измерений).

Покажем, что в нашем случае малость отношения  $\rho_{xy}^a/\rho_{xy}^n$  определяется не малостью аномальной холловской компоненты  $\sigma_{xy}^a$  проводимости, а большой величиной нормальной холловской компоненты  $\sigma_{xy}^n$ . Действительно, из соотношений  $\sigma_{xy}^a = \rho_{xy}^a/\rho_{xx}^2$  и  $\sigma_{xy}^n = \rho_{xy}^n/\rho_{xx}^2$  следует, что в не очень сильных магнитных полях

$$\sigma_{xy}^n = \frac{pe^2}{m^*} \omega_c \left( \frac{\tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right) \propto \tau^2$$

при выполняющемся в нашем случае условии  $\omega_c \tau < 1$ . С другой стороны, недавние теоретические результаты [13] показывают, что основной вклад в аномальный эффект Холла в магнитных двумерных структурах на основе РМП вносит так называемый «собственный» или бездиссипативный механизм, при котором  $\sigma_{xy}^a$  не зависит от времени релаксации импульса. Таким образом,  $\rho_{xy}^a/\rho_{xy}^n = \sigma_{xy}^a/\sigma_{xy}^n \propto \tau^{-2}$ , т.е. относительный вклад аномальной составляющей тем меньше, чем



больше подвижность носителей. Не удивительно поэтому, что до настоящего момента аномальный эффект Холла наблюдался только в магнитных гетероструктурах с очень низкой подвижностью носителей заряда (менее  $10 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ) [9].

Наконец, из рис. 4 следует, что  $\sigma_{xy}^a \approx 0.17e^2/h$  для образца № 1 и  $\sigma_{xy}^a \approx 0.07e^2/h$  для образца № 2, что хорошо согласуется с результатами теоретических расчетов аномального эффекта Холла в двумерных структурах [13], согласно которым величина  $\sigma_{xy}^a$  по порядку составляет  $0.1e^2/h$  и определяется, в основном, «собственным» механизмом. Разница величин  $\sigma_{xy}^a$  для образцов № 1, 2 связана, по-видимому, с различной степенью спиновой поляризации дырок в этих образцах в силу различия содержания Mn в них (см. таблицу) и глубиной проникновения атомов Mn в спейсер (рис. 1). Таким образом, экспериментальные результаты подтверждают теоретические предсказания [13] о том, что «собственный» механизм играет главную роль в формировании аномального эффекта Холла в двумерных структурах.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные данные свидетельствуют о возможности ферромагнитного упорядочения удаленных от квантовой ямы атомов Mn в структурах GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs с двумерным дырочным каналом. Это подтверждается наблюдением максимумов на температурных зависимостях сопротивления, положение которых согласуется с недавними расчетами [14] температуры ферромагнитного перехода в гетероструктурах с косвенным обменным взаимодействием магнитных примесей через двумерный дырочный канал. О том же свидетельствуют отрицательное спин-зависящее магнитосопротивление и аномальный эффект Холла, величина которого коррелирует с результатами теоретических расчетов для двумерных ферромагнитных систем  $A_{1-y}^{III}Mn_yB^V$  и указывает на доминирующую роль собственного механизма формирования аномального эффекта Холла в наших объектах. Мы полагаем, что наблюдаемые при низких температурах в структурах с активационным типом проводимости особенности магнитосопротивления и аномального эффекта Холла свидетельствуют о фазовом расслоении — разбиении образца на мезоскопические ферромагнитные области, отделенные друг от друга туннельно прозрачными парамагнитными прослойками.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 09-02-00579, 08-02-00719, 08-02-01462, 07-02-00927).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. T. Jungwirth, Jairo Sinova, J. Mašek et al., *Rev. Mod. Phys.* **78**, 809 (2006).
2. *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*, ed. by D. D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth, Springer (2002).
3. S. Sugahara and M. Tanaka, *J. Appl. Phys.* **97**, 10D503 (2005).
4. K. S. Burch, D. B. Shrekenhamer, E. J. Singley et al., *Phys. Rev. Lett.* **97**, 087208 (2006).
5. L. P. Rokhinson, Y. Lyanda-Geller, Z. Ge et al., *Phys. Rev. B* **76**, 161201(R) (2007).
6. K. W. Edmonds, K. Y. Wang, R. P. Campion et al., *Appl. Phys. Lett.* **81**, 3010 (2002).
7. D. J. Priour, Jr., E. H. Hwang, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 117201 (2004).
8. T. Wojtowicz, W. L. Lim, X. Liu et al., *Appl. Phys. Lett.* **83**, 4220 (2003).
9. A. M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 017201 (2005); A. M. Nazmul, S. Sugahara, and M. Tanaka, *Phys. Rev. B* **67**, 241308 (2003).
10. D. Neumaier, K. Wagner, S. Geißler et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 116803 (2007).
11. T. Dietl, A. Haury, and Y. Merle d'Aubigne, *Phys. Rev. B* **55**, 3347(R) (1997); A. Haury, A. Wasiela, A. Arnoult et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 511 (1997).
12. Б. А. Аронзон, В. А. Кульбачинский, В. Г. Гурин и др., Письма в ЖЭТФ **85**, 32 (2007).
13. S. Y. Liu and X. L. Lei, *Phys. Rev. B* **72**, 195329 (2005); V. K. Dugaev, P. Bruno, M. Taillefumier et al., *Phys. Rev. B* **71**, 224423 (2005).
14. Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова, Письма в ЖЭТФ **87**, 568 (2008).
15. J. E. Schiber, I. J. Fritz, and L. R. Dawson, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 187 (1985); G. M. Minkov, A. A. Sherstobitov, A. V. Germanenko et al., *Phys. Rev. B* **71**, 165312 (2005).
16. М. А. Чувев, Б. А. Аронзон, Э. М. Пашаев, И. А. Суботин, В. В. Рыльков, М. В. Ковальчук, В. В. Квардаков, П. Г. Медведев, *Микроэлектроника* **37**, 83 (2008).

17. F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen, and Y. Sugawara, *Phys. Rev. B* **57**, 2037R (1998).
18. A. Oiwa, S. Katsumoto, A. Endo et al., *Sol. St. Comm.* **103**, 209 (1997); A. Oiwa, S. Katsumoto, A. Endo et al., *Physica B* **249–251**, 775 (1998).
19. K. W. Edmonds, P. Boguslavski, K. Y. Wang et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 037201 (2004).
20. Ю. В. Васильева, Ю. Н. Данилов, А. А. Ершов и др., *ФТП* **39**, 87 (2005).
21. A. Van Esch, L. Van Bockstal, J. De Boeck et al., *Phys. Rev. B* **56**, 13103 (1997).
22. J. Jaroszynski, T. Andrearczyk, G. Karczewski et al., *Phys. Rev. B* **76**, 045322 (2007).
23. S. Caprara, V. V. Tugushev, and N. Chumakov, *ЖЭТФ* **128**, 351 (2005); S. Caprara, N. K. Chumakov, S. Gudenko, and V. Tugushev, *Phys. Rev. B* **74**, 104204 (2006).
24. H. Ohno, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 110 (1999); H. Ohno and F. Matsukura, *Sol. St. Comm.* **117**, 179 (2001).
25. M. V. Dorokhin, Yu. A. Danilov, P. B. Demina et al., *J. Phys. D* **41**, 245110 (2008).