

Аномальный эффект Холла в δ -легированных Mn GaAs/In_{0.17}Ga_{0.83}As/GaAs квантовых ямах с высокой подвижностью дырок

Б. А. Аронзон[□], В. А. Кульбачинский⁺, П. В. Гурин⁺, А. Б. Давыдов[□], В. В. Рыльков[□], А. Б. Грановский⁺,
О. В. Вихрова*, Ю. А. Данилов*, Б. Н. Звонков*, Y. Horikoshi[△], K. Onomitsu[△]

□ Государственный научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

° Институт прикладной и теоретической электродинамики РАН, 127412 Москва, Россия

+ Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

* Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета
603950 Нижний Новгород, Россия

△ School of science and engineering, Waseda University, 3-4-1, Okubo, Tokyo 169-8555, Japan

Поступила в редакцию 14 ноября 2006 г.

Исследованы магнитные и магнитотранспортные свойства квантовых ям GaAs(δ (Mn))/In_{0.17}Ga_{0.83}As/GaAs с различным содержанием Mn. Дельта-легированный марганцевый слой отделялся от квантовой ямы GaAs спейсером оптимальной толщины (3 нм), что обеспечило достаточно высокую подвижность дырок ($\geq 10^3$ см²/В·с) в квантовых ямах и эффективный их обмен с атомами Mn. Обнаружено, что в квантовых ямах с активационным характером проводимости аномальный эффект Холла (АЭХ) проявляется только в ограниченном интервале температур выше и ниже температуры Кюри, тогда как в квантовых ямах с “квазиметаллической” проводимостью АЭХ отсутствует. Таким образом, показана неэффективность использования АЭХ для исследования магнитного упорядочения в полупроводниковых системах с высокой подвижностью носителей тока. Обнаруженные особенности в поведении сопротивления, магнитосопротивления и эффекта Холла обсуждаются в терминах взаимодействия дырок с магнитными ионами Mn при учете флуктуаций их потенциала, переноса дырок по уровню протекания и прыжковой проводимости.

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

1. Центральное место в развитии современной спинтроники отводится исследованиям разбавленных магнитных полупроводников (РМП) и гибридным структурам типа ферромагнетик – полупроводник [1–3]. К числу интенсивно исследуемых РМП относятся полупроводники элементов III и V групп с высоким содержанием марганца (до 10^{21} см⁻³), в которых Mn выступает в качестве акцепторной примеси и его введение в полупроводник приводит к появлению как локальных магнитных моментов, так и свободных дырок [4]. В настоящее время накоплен уже достаточно богатый экспериментальный материал по изучению особенностей ферромагнетизма в РМП типа (III,Mn)V, в основном на примере Ga_{1-x}Mn_xAs [3, 4]. И хотя микроскопические подходы к описанию в них механизма магнитного упорядочения до сих пор развиваются и дискутируются ([4], см. также [5] и ссылки там), существует ряд общепринятых эмпирических фактов, активно используемых при анализе магнитных и транспортных свойств данных систем. Установлено, в частности, что ферромагнетизм

как в пленках типа Ga_{1-x}Mn_xAs, так и 2D структурах на основе III-V полупроводников с примесью Mn в области двумерного канала инициирован свободными зонными и/или дырками в примесной зоне. Убедительным тому доказательством являются эксперименты по увеличению температуры Кюри T_c в 3D [6, 7] и 2D [8, 9] объектах при неизменной концентрации Mn путем введения в них дополнительных немагнитных акцепторов и/или уменьшения концентрации компенсирующих донорных дефектов.

Общим свойством структур типа (Ga,Mn)As [6–9] является проявление максимума (образцы с металлической проводимостью) либо области выполаживания (образцы с активационным типом проводимости) в температурной зависимости их сопротивления в окрестности ферромагнитного перехода, что часто используется для оценки температуры Кюри [4, 6–9]. Более точное определение T_c основано на исследовании аномального эффекта Холла [4], который в отсутствие второй ферромагнитной фазы (кластеров типа MnAs или MnSb) дает то же

значение T_c , что и исследования намагниченности [3, 6, 10].

В однофазных РМП типа (III,Mn)V, как и в ферромагнитных металлах, холловское сопротивление R_{xy} подчиняется соотношению

$$R_{xy} = \frac{R_0}{d} B + \frac{R_a}{d} \mu_0 M, \quad (1)$$

где d – толщина слоя РМП, R_0 – константа нормального эффекта Холла, обусловленного силой Лоренца, пропорциональной магнитной индукции B , а R_a – константа аномального эффекта Холла (АЭХ), определяемого влиянием спин-орбитального взаимодействия, пропорционального намагниченности M , на перенос носителей тока, μ_0 – магнитная постоянная. Важно отметить, что АЭХ чувствителен к взаимодействию носителей тока с магнитной подсистемой, причем его вклад оказывается в (III,Mn)V системах доминирующим (то есть $R_{xy} \propto R_a \cdot M$) до температур, превышающих T_c в 2–3 раза. Поэтому возможно определение T_c из данных по АЭХ двояким образом: 1) в ферромагнитной области температур из измерений температурной зависимости холловского сопротивления $R_{xy}(T)$, пропорционального намагниченности M и 2) из измерений магнитной восприимчивости $\chi \propto (dR_{xy}/dB)_{B=0}$ в парамагнитной области и использования закона Кюри–Вейса: $(1/\chi) \propto (T - T_c)$ [3, 6, 10]. Отметим, что в случае 2D систем [8, 11] АЭХ выступал в качестве единственного метода для изучения в них магнитного упорядочения в силу большого влияния диамагнетизма подложек и трудностей измерения в этих условиях намагниченности. Заметим также, что АЭХ весьма эффективно может быть использован для исследований магнитного состояния двухфазных систем типа GaMnSb с высокой концентрацией дырок ($> 10^{20} \text{ см}^{-3}$), содержащих ферромагнитные MnSb нанокластеры [12]. В этом случае, однако, измеренные с использованием АЭХ значения T_c (превосходящих комнатную температуру) отражают температуру перехода кластеров из ферромагнитного в суперпарамагнитное состояние [12].

Несмотря на важность исследований АЭХ в материалах (III,Mn)V, вопрос о его природе до сих пор обсуждается [4, 13]. Считается, что АЭХ в ферромагнитных материалах включает вклады, связанные с асимметричным рассеянием (“skew scattering”), боковым смещением (“side jump”), фазой Берри. Последний вклад связан с влиянием спин-орбитального взаимодействия на матричные элементы оператора скорости, и поэтому его называют иногда внутренним АЭХ или бездиссипативным. Следует отметить,

что этот вклад был получен Карплусом и Латтинджером в 1954 г. и является составной частью вклада бокового смещения. В случае асимметричного рассеяния константа АЭХ $R_a \propto \alpha \rho_{xx} + b \rho_{xx}^2$, где ρ_{xx} – удельное сопротивление и второй член меньше первого, тогда как в случае внутреннего АЭХ и бокового смещения $R_a \propto \rho_{xx}^2$. Имеющиеся теоретические расчеты и их сравнение с экспериментом свидетельствуют в пользу того, что в (III,Mn)V полупроводниках доминирует внутренний АЭХ [4, 13, 14]. По-видимому, это связано с большой величиной спин-орбитального взаимодействия в этих системах и наличием вырождения вблизи уровня Ферми. Заметим, однако, что исследованные до сих пор ферромагнитные полупроводники и 2D системы на их основе относились к объектам с очень малой подвижностью носителей заряда (не превышающей $10 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$; см., например, [6, 8]). В этих условиях при рассеянии на ионизованных примесях или короткодействующем потенциале, действительно, как показывают расчеты, холловская проводимость σ_a ($\propto \rho_{xy}/\rho_{xx}^2$) для внутреннего АЭХ может более чем на порядок превышать σ_a для асимметричного рассеяния [4, 15].

В данной работе исследованы магнитные и магнитотранспортные свойства GaAs(δ (Mn))/In_{0.17}Ga_{0.83}As/GaAs квантовых ям с высокой подвижностью ($\mu \approx 2000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) дырок. Высокая подвижность обусловлена тем, что δ (Mn)-легирование осуществлено не внутри двумерного канала, а через GaAs спейсер. Основное внимание уделяется исследованию и анализу АЭХ, который проявляет необычное поведение – отсутствует в системах с “квазиметаллической” проводимостью и существует в ограниченном интервале температур при активационном переносе заряда.

2. GaAs(δ (Mn))/In_{0.17}Ga_{0.83}As/GaAs квантовые ямы шириной 10 нм были выращены на подложках полуизолирующего GaAs (100) с использованием лазерного испарения Мп мишени в процессе металлорганической гидридной эпитаксии [16] (рис.1). Буферный слой GaAs имел толщину 0.5 мкм. Для создания дополнительной проводимости квантовой ямы p -типа было произведено ее δ -легирование углеродом через спейсер 10 нм (см. рис.1). С другой стороны квантовой ямы создавался дельта-слой Мп с помощью лазерного испарения Мп мишени, который отделялся от квантовой ямы спейсером шириной 3 нм. Затем наносился покровный слой GaAs толщиной 300 нм. Буферный слой и спейсеры растились при 600°C , в то время как осаждение Мп и нанесение покровного слоя осуществлялось при $T = 450^\circ\text{C}$. Количество испаренного Мп зависит от времени испа-

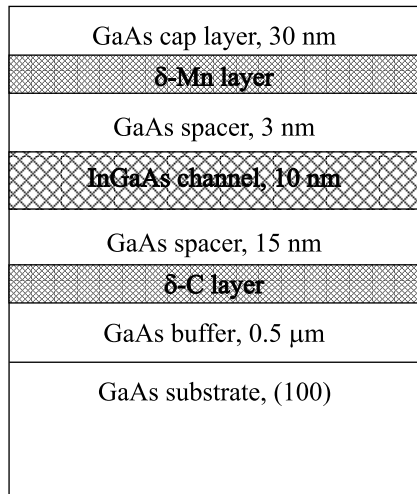


Рис.1. Структура с квантовой ямой GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs ($x = 0.17$) и δ (Mn)-легированным слоем в GaAs

рения и в настоящей работе обозначается толщиной d_{Mn} осажденного слоя Mn.

Наличие оптимальной толщины спейсера (3 нм) связано с размытием δ (Mn)-слоя. Наши эксперименты [16], в которых свойства подобных структур изучались в зависимости от толщины спейсера, показали, что при толщине спейсера менее 3 нм происходит проникновение атомов Mn в объем квантовой ямы. Предварительные исследования транспортных свойств структур методом эффекта Холла в геометрии Ван-дер-Пау при $T = 77$ К показали также, что подвижность дырок при изменении содержания Mn в диапазоне $d_{Mn} = 0.06-0.12$ нм (соответствует изменению концентрации дырок $p = (0.9-1.4) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) варьируется от $\mu = 2800$ до $\mu = 2400 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, что хорошо коррелирует с данными по подвижности для обычных GaAs/In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs квантовых ям с невысокой концентрацией дырок ($\mu \propto 1/p \approx 5000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $p \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $T = 76$ К [17]).

Методика структурных исследований полученных образцов описана в [16]. Основные исследования магнитотранспортных свойств были проведены на образцах, выполненных в виде двойного холловского моста (ширина проводящего канала $W = 0.3$ мм, расстояние между потенциальными зондами $L = 1.5$ мм). Измерения проводились в диапазоне температур 4.2–80 К в магнитных полях до 6 Тл. Магнитные свойства структур исследовались с помощью SQUID – магнитометра.

3. На рис.2 приведены температурные зависимости сопротивления канала (R_{xx}) для образцов с различным содержанием Mn ($d_{Mn} = 0.08-0.16$ нм). Для

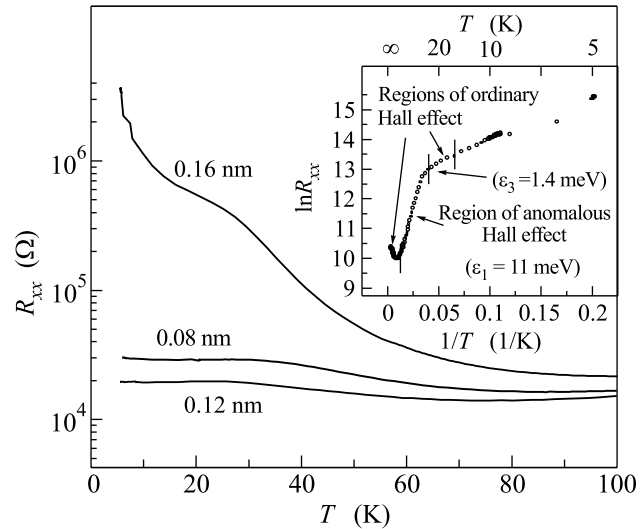


Рис.2. Температурные зависимости сопротивления образцов с различным содержанием Mn. На вставке показаны области температур наблюдения АЭХ и активационное поведение сопротивления для образца типа Б. Стрелками отмечены температуры Кюри. Около кривых указана величина d_{Mn}

образцов с $d_{Mn} \leq 0.12$ нм (в дальнейшем эти образцы будем относить к типу А) зависимость $R_{xx}(T)$ подобна той, что наблюдается в 3D и 2D полупроводниковых ферромагнитных системах [6–10] в условиях “квазиметаллической” (не активационной) проводимости. В этом случае в окрестности ферромагнитного перехода со стороны высоких температур сопротивление R_{xx} растет с уменьшением T , достигая при температуре Кюри пологого максимума, что связывается с усилением роли рассеяния носителей на спиновых флуктуациях при приближении к ферромагнитному переходу, расщеплением спиновых подзон дырок, особенностями экранирования в этих условиях кулоновского потенциала и др. факторами [3, 4, 7]. В образце с большим содержанием Mn $d_{Mn} = 0.16$ нм (образец типа Б) поведение $R_{xx}(T)$ кардинально изменяется. В этом случае зависимость носит активационный характер (см. вставку к рис.2), причем наблюдаются две области с заметно отличными энергиями активации проводимости: при $T \geq 25$ К с энергией $\varepsilon_1 = 11$ мэВ, а при $T < 25$ К с $\varepsilon_3 = 1.4$ мэВ. При этом в линейном масштабе на кривой $R_{xx}(T)$ для данного образца проявляется область выполаживания, которая незначительно сдвинута в область низких температур (относительно образца типа А с $d_{Mn} = 0.08$ нм приблизительно на 5 К). В принципе такое поведение температурной зависимости проводимости не удивительно и неоднократно наблюдалось в пленках Ga_{1-x}Mn_xAs, в которых содержание

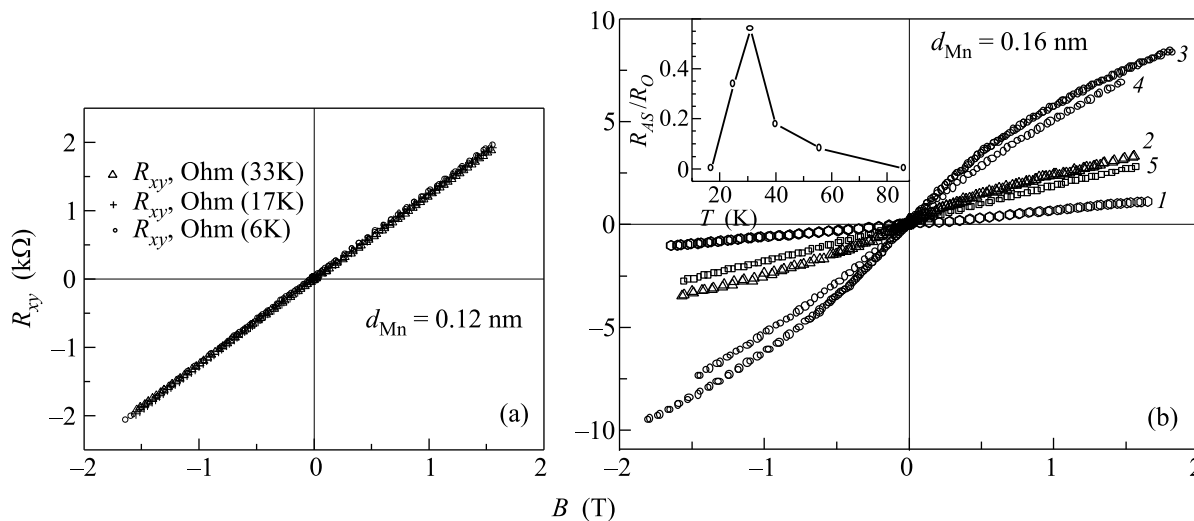


Рис. 3. Зависимости холловского сопротивления от магнитного поля для образца с $d_{Mn} = 0.12$ нм (а) и $d_{Mn} = 0.16$ нм (б). Температуры T , К: 1 – 16,7; 2 – 25; 3 – 31; 4 – 39,4; 5 – 56,9. На вставке – относительная величина аномального эффекта Холла от температуры

Mn начинает превышать некоторое критическое значение $x = x_c \approx 0.05-0.06$ [3, 10, 18]. В этих условиях концентрация дырок в образцах уменьшается, металлический характер поведения структур сменяется диэлектрическим и температура Кюри падает. В настоящее время установлено [4], что такое поведение связано с особенностями атомов Mn, которые при пересыщении ими GaAs начинают занимать междузельные положения, где они уже выступают в качестве двойных метастабильных доноров, приводя к компенсации акцепторных примесей замещения Mn. Установлено также, что низкотемпературный отжиг таких дефектов приводит к обратному переходу из диэлектрика в металл [6]. Заметим, однако, что в пленках $Ga_{1-x}Mn_xAs$ как при значении x меньшем, так и большем x_c наблюдается достаточно сильный АЭХ, причем анализ его температурного поведения позволяет определять температуру Кюри [3]. В нашем случае ситуация иная.

4. На рис.3а и б представлены магнитополевые зависимости холловского сопротивления R_{xy} для образцов типа А ($d_{Mn} = 0.12$ нм) и Б ($d_{Mn} = 0.16$ нм), полученные при различных температурах в окрестности T_c . Для образца А зависимости $R_{xy}(B)$ имеют линейный вид, что указывает на доминирующий характер в этом случае обычного эффекта Холла, обусловленного силой Лоренца. Между тем для образца Б наблюдается явный вклад от АЭХ. Для оценки относительного вклада компоненты АЭХ мы экстраполировали кривые $R_{xy}(B)$ при $B \geq 1$ Тл линейной зависимостью, выделив таким образом вклад обычного эффекта Холла, и затем вычли ее из кривой $R_{xy}(B)$, получив ком-

поненту АЭХ в условиях квазинасыщения R_{AS} (при $B \geq 1$ Тл). Температурная зависимость отношения R_{AS} к сопротивлению обычного эффекта Холла R_O при $B = 1.2$ Тл приведена на вставке к рис.3б. Для пленок $Ga_{1-x}Mn_xAs$ отношение R_{AS}/R_O при уменьшении температуры, полученное подобным образом, возрастало бы до температуры Кюри (максимума на температурной зависимости R_{xx} , см. [3, 10]), стремясь затем к насыщению. В нашем же случае вклад АЭХ в ферромагнитной области при $T \leq 30$ К резко падает; при $T \approx 17$ К эффект Холла является уже линейным по полю, причем холловское сопротивление в поле $B \approx 1.5$ Тл ($R_{xy} \approx 1.2 \cdot 10^3$ Ом) оказывается приблизительно таким же, как и для образца типа А ($R_{xy} \approx 1.9 \cdot 10^3$ Ом).

Кажущееся отсутствие проявлений ферромагнетизма в образцах типа А по данным измерений эффекта Холла и необычное для магнитоупорядоченных систем поведение АЭХ в образцах типа Б находится в противоречии с данными по электросопротивлению (см. рис.2), исследованию в образцах магнитосопротивления и измерений намагниченности на СКВИД-магнитометре, демонстрирующих в них магнитное упорядочение при низких температурах.

Как хорошо известно, в ферромагнитных РМП $Ga_{1-x}Mn_xAs$ и $In_{1-x}Mn_xAs$ при приближении к ферромагнитному переходу начинает проявляться отрицательное магнетосопротивление (МС), обусловленное магнитным беспорядком и спин-зависимыми эффектами в рассеянии носителей [4]. Величина отрицательного МС резко возрастает в непосредственной окрестности максимума на температурной зависи-

мости R_{xx} [10] и, в зависимости от степени компенсации образца (его однородности), либо падает [10], либо продолжает нарастать с уменьшением температуры, достигая при гелиевых температурах гигантских величин, $\sim 100\%$ [18, 19].

5. На рис.4 представлены данные по МС структуры типа А и Б (на вставке) в непосредственной

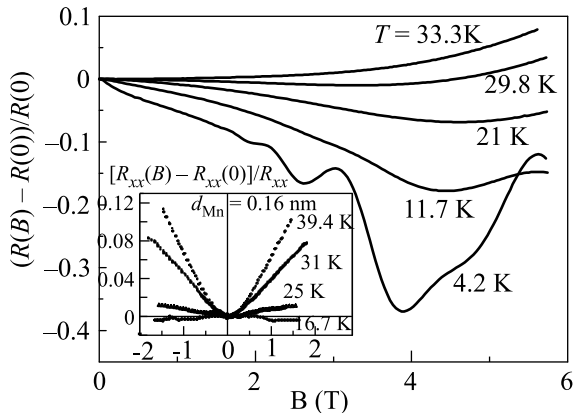


Рис.4. Магнетосопротивление образца с $d_{Mn} = 0.12$ нм и на вставке – с $d_{Mn} = 0.16$ нм при разных температурах

окрестности особенности в температурной зависимости R_{xx} , то есть в области $T \sim 30$ К. Для структуры А с вырожденным дырочным газом при $T = 33.3$ К доминирует положительное классическое МС, обусловленное высоким значением подвижности дырок (для данной структуры в полях ≥ 4 Тл величина $\mu_h \cdot B \geq 1$). Однако полевое поведение R_{xx} не описывается классическим законом $(\Delta R_{xx}/R_{xx}) \propto B^2$, что указывает на существенную роль в данных условиях вклада спин-зависящего отрицательного МС. Ниже 30 К данный вклад оказывается уже доминирующим, причем область перехода к положительному МС сдвигается в область больших полей. Если полагать вклады отрицательного и положительного МС аддитивными и вычесть из кривой $\Delta R_{xx}(B)/R_{xx}(0)$ при $T = 21$ К зависимость МС при $T = 33.3$ К, то получим вид кривой $\Delta R_{xx}(B)/R_{xx}(0)$, типичный для спин-зависящего МС в данных системах в окрестности ферромагнитного перехода [3, 10, 18]. При понижении температуры на фоне отрицательного МС проявляются осцилляции Шубникова – де Гааза (см. рис.4). В осцилляциях наблюдается одна частота от одной заполненной зоны размерного квантования в квантовой яме. Из этой частоты концентрация двумерных электронов составляет $3.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что хорошо согласуется с данными по эффекту Холла.

Заметим, что отрицательное МС, обусловленное эффектами слабой локализации, в системах типа

$\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ обычно не рассматривается в силу существенной роли спин-зависящих эффектов в рассеянии дырок из-за сильного в них магнитного беспорядка и спин-орбитального взаимодействия. Насколько нам известно, для пленок $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ данный вклад отрицательного МС обсуждался лишь в условиях достаточно низких температур ($T \approx 2$ К), когда поля насыщения АЭХ не превышали 0.1 Тл [20]. Обратим внимание также на то, что и в структуре типа Б (см. вставку на рис.4) наблюдается явный кроссовер при $T \leq 30$ К от положительного МС к отрицательному. Однако положительное МС проявляется в этом случае в меньших полях и сильнее. Такого типа МС мы связываем с существенной ролью в этом случае прыжковой проводимости с постоянной энергией активации ε_3 (см. рис.2), в условиях которой может наблюдаться достаточно сильное положительное МС [21], и особенности перехода к которой мы рассмотрим ниже.

6. Измерения намагниченности с помощью СКВИД-магнитометра также свидетельствуют о магнитном упорядочении во всех исследованных образцах при низких температурах (рис.5). Намагниченность насыщения выше (более чем на

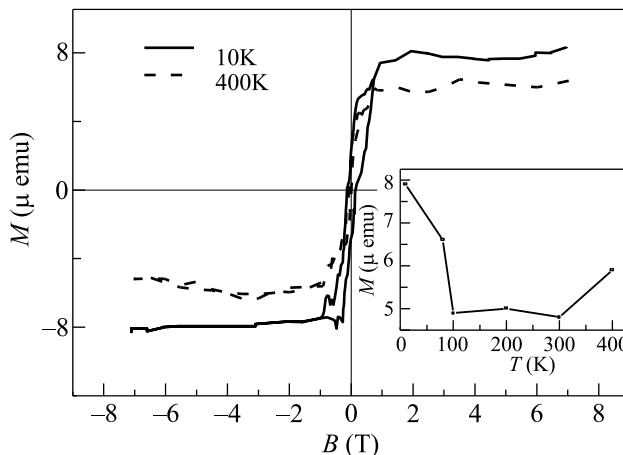


Рис.5. Полевые зависимости намагниченности при разных температурах. На вставке – намагниченность насыщения в зависимости от температуры

10%) при $T = 10$ К, чем при $T \geq 80$ К, что, возможно, связано с ферромагнитным упорядочением ионов Mn с участием дырок 2D канала, возникающим при низких температурах $T \leq 30$ К. Следует отметить, что данные магнитных измерений не исключают наличие второй ферромагнитной фазы за счет кластеров MnAs ($T_c = 315$ К) и кластеров типа $\text{Mn}_x\text{Ga}_{1-x}$, термодинамически стабильная ферромагнитная фаза которых соответствует $x = 0.54-0.60$ с тем-

пературой Кюри превышающей 600 К [22]. Однако наличие ферромагнитных или суперпарамагнитных кластеров МпAs и МпGa должно было привести к увеличению АЭХ, а не к его исчезновению.

Изложенные факты свидетельствуют в пользу того, что отличия в магнитотранспортных свойствах структур А и Б обусловлены в первую очередь существенно различной степенью их беспорядка, связанного с неоднородным распределением атомов Мп и их возможностью выступать в качестве акцепторных примесей в GaAs, а при содержании Мп выше некоторого критического – преимущественно в качестве двойных доноров [4, 6]. Последние могут приводить к заметному уменьшению концентрации дырок по сравнению с суммарной концентрацией акцепторов и доноров, $N_t = N_A + N_D$, и к генерации крупномасштабного флуктуационного потенциала (ФП), способствующего локализации носителей в его минимумах [21]. В этих условиях возможен локальный ферромагнитный переход в местах скопления дырок, что в свою очередь усиливает степень их локализации вследствие флуктуаций обменного взаимодействия [23]. Для двумерных немагнитных систем эволюция ФП хорошо изучена в отсутствие туннельного обмена 2D носителей с расположенными вблизи канала заряженными центрами, в том числе при достаточно больших их концентрациях $N_t \gg a^{-2}$, когда они находятся на малом расстоянии от канала $\lambda \leq a$ (a – борковский радиус) [24]. В нашем случае эти условия хорошо выполняются, поскольку $a \approx 6$ нм, а содержание Мп для структуры Б приблизительно 0.5 ML, что соответствует поверхностной концентрации центров $N_t \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ [8]. Необходимо, однако, иметь в виду, что энергия связи дырки с акцептором Мп в GaAs (≈ 110 мэВ [4]) велика по сравнению с глубиной исследуемых квантовых ям (≈ 90 мэВ [16]), а следовательно, часть дырок может находиться в $\delta(\text{Mn})$ -слое и принимать участие в экранировании ФП. С учетом этого обстоятельства амплитуда флуктуационного потенциала $\delta\varphi$ определяется выражением [24]

$$\begin{aligned} \delta\varphi &= \frac{e^2}{\kappa} N_t^{1/2} \ln^{1/2} \frac{N_t^{3/4}}{p_{\Sigma} a^{1/2}} = \\ &= \frac{e^2}{\kappa} N_t^{1/2} \frac{(1+K)^{3/4}}{(1-K)} \left(\frac{r_a}{a}\right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где e – заряд электрона, κ – диэлектрическая постоянная, p_{Σ} – суммарная концентрация дырок в канале (свободных и локализованных) и в $\delta(\text{Mn})$ -слое, $K = N_D/N_A$ – степень компенсации, $r_a = N_A^{-1/2}$.

Из (2) вытекает, что в нашем случае, в отличие от трехмерной ситуации, существует некоторая критическая величина степени компенсации K_c , выше

которой генерируется крупномасштабный ФП, а ниже – существенно экранируется. В частности, при $N_A \approx N_t \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ величина K_c составляет ≈ 0.6 . Заметим также, что в условиях, когда дополнительно введенные атомы Мп начинают выступать в качестве двойных доноров, степень компенсации резко возрастает. Так, при содержании Мп $x = 0.5$ и степени компенсации $K = 0.3$ (за счет антиструктурных дефектов [3]) дополнительно введенные атомы Мп (двойные доноры) с концентрацией $\delta x = 0.1$ приведут к увеличению степени компенсации до $K = 0.7$, то есть более чем в 2 раза при увеличении содержания Мп на 20%.

Приведенные соображения указывают на то, что в структурах типа А степень компенсации меньше K_c , тогда как в структурах Б она выше, и в этих условиях существенную роль в транспорте дырок должен играть крупномасштабный ФП, приводящий к сильно неоднородному их распределению вдоль канала [24]. Отметим также, что структуры А характеризуются существенно более высоким качеством гетерограниц, о чем свидетельствует наблюдение в этом случае в спектрах фотoluminesценции фоновых 2LO сателлитов и их отсутствие для структур типа Б. Поэтому анализ АЭХ в структурах типа А следует проводить в рамках однородного распределения вырожденного дырочного газа. Недавно выполненные расчеты АЭХ для 2D структур с учетом рассеяния носителей в окрестности энергии Ферми показывают [25], что в этом случае проводимость АЭХ определяется преимущественно внутренним механизмом, связанным с особенностями топологии поверхности Ферми в условиях спин-орбитального взаимодействия. При этом представленные в [25] численные расчеты дают предельные величины $\sigma_{AH} \sim 0.1 \cdot (e^2/h)$. Для структуры типа А с $d_{\text{Mn}} = 0.12$ нм продольное сопротивление $\rho_{xx} = 3900 \text{ Ом}/\square$ при $T = 17$ К, что для $\sigma_{AH} = 0.1 \cdot (e^2/h)$ дает величину сопротивления АЭХ $R_{AS} = \sigma_{AH} \cdot (\rho_{xx})^2 = 60 \text{ Ом}$. Между тем сопротивление обычного эффекта Холла для этого образца при $B = 1$ Тл составляет 1250 Ом. То есть для того, чтобы вклад внутреннего АЭХ являлся в этом случае доминирующим, необходимо уменьшить подвижность дырок на порядок. По-видимому, не случайно в [8] при исследовании ферромагнитного перехода в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с использованием АЭХ дельта-слой Мп вводился непосредственно в область двумерного канала. Однако и в этом случае при подвижности дырок $\mu_h \leq 10 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ сопротивления АЭХ и обычного эффекта Холла имели одинаковый порядок величины. Таким образом, отсутствие АЭХ в образцах типа А с квазиметаллической проводимос-

тью является следствием слабого рассеяния дырок в квантовой яме.

7. Рассмотрим теперь особенности транспорта для структур типа Б. Проводимость носителей тока, находящихся в случайном потенциальном поле, достаточно хорошо исследована и, как известно, определяется двумя конкурирующими механизмами – активацией носителей на уровень протекания и туннельным их просачиванием между минимумами ФП [21, 24]. Поэтому очевидно, что в нашем случае $\varepsilon_1 = 11$ мэВ соответствует энергии активации дырок на уровень протекания, а $\varepsilon_3 = 1.4$ мэВ – энергии активации прыжковой проводимости между дырочными каплями, формируемыми в минимумах потенциального рельефа. Размеры капель и туннельное расстояние между ними, согласно [24], определяются характерным масштабом флуктуационного потенциала R_c . Для оценки R_c сравним вероятность активации дырки на уровень протекания, $w_a \sim \exp(-\delta\varphi/kT) = \exp(-\varepsilon_1/kT)$, с вероятностью ее туннелирования между дырочными каплями, $w_t \sim \exp(-2R_c/d)$, где $d = \hbar/(2m^*\delta\varphi)^{1/2}$ – глубина спада волновой функции под барьером, высота которого задается положением уровня протекания E_p (средней энергии седловых точек) относительно уровня Ферми [24]. Приравнивая показатели экспонент и учитывая, что переход от ε_1 к ε_3 проводимости происходит в нашем случае при температуре $T_0 \approx 25$ К (см. рис.2), получим $R_c \approx 20$ нм, то есть величину даже большую, чем ожидаемая длина свободного пробега дырок l_h (при $\mu \approx 10^3$ см²/В·с и $T \approx 30$ К величина $l_h \approx 6$ нм). В этих условиях в области ε_3 прыжковой проводимости эффект Холла разумно описывать с позиции двухкомпонентных металл-диэлектрических систем (диэлектрик – плохой проводник) [26]. В нашем случае металл – это дырочные капли, а диэлектрик – туннельные промежутки между ними. Согласно [26]:

$$R_{xy} \approx R_m + R_t \frac{\sigma_t^2}{\sigma^2}, \quad (3)$$

где R_m , R_t – холловские сопротивления в каплях и диэлектрических зазорах, а σ , σ_t – эффективная проводимость среды и диэлектрических прослоек, соответственно. В случае прыжковой проводимости величина $R_t \approx 0$ (см. [27] и ссылки там) и, следовательно, измеряемое холловское сопротивление полностью определяется каплями с повышенной концентрацией дырок. Поэтому не случайно холловское сопротивление в поле $B \approx 1.5$ Тл при $T \approx 17$ К для структуры Б ($R_{xy} \approx 1.2 \cdot 10^3$ Ом) оказывается приблизительно таким же, как и для образца типа А ($R_{xy} \approx 1.9 \cdot 10^3$ Ом;

см рис.3). При этом в структурах типа Б по тем же причинам, что и в структурах типа А, аномальный эффект Холла не проявляется из-за его малости по сравнению с обычным эффектом Холла, несмотря на существование локальных ферромагнитных областей, определяющих данный эффект.

При температурах $T \geq 25$ К начинает, однако, играть существенную роль транспорт спин-поляризованных дырок, термически активированных на уровень протекания. Существенно, что дырки при этом имеют энергию, заметно отличную от kT , и эффективно могут рассеиваться на шероховатостях поверхности [28], на существование которых указывает отсутствие $2LO$ спателлитов в спектрах ФЛ (эффективная подвижность дырок для структуры Б при $T = 31$ К $\mu_h \approx 6 \cdot 10^2$ см²/В·с и почти в 6 раз меньше, чем для структур типа А). В то же время, хорошо известно, что в ферромагнитных пленках рассеяние на границах зерен и поверхности может на несколько порядков увеличивать АЭХ [29, 30]. С этим обстоятельством мы и связываем возможность проявления АЭХ в структурах типа Б, который, однако, при дальнейшем увеличении температуры подавляется вследствие перехода ферромагнитных областей в парамагнитное состояние. Заметим, что отсутствие гистерезиса на кривых холловского сопротивления $R_H(B)$ при $T \leq 30$ К (см. рис.3) может быть связано с направлением магнитной анизотропии вдоль плоскости канала. В то же время, температуру, при которой отсутствует гистерезис в АЭХ, в случае ферромагнитных гранулированных сплавов интерпретируют как температуру блокирования [30], при которой происходит переход к суперпарамагнитному пределу. Оценки показывают, что ферромагнитные области размером $\approx 20 \times 20 \times 2$ нм обеспечивают температуру блокирования около 3 К, что явно недостаточно для проявления в нашем случае гистерезисного характера в АЭХ (при оценках мы полагали намагниченность насыщения ≈ 100 Гс [3] и учли только энергию магнитной анизотропии, связанную с формой капель [31]).

Таким образом, представленный анализ качественно позволяет объяснить основные особенности магнитотранспортных свойств $\text{GaAs}(\delta\text{Mn})/\text{In}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{As}/\text{GaAs}$ квантовых ям с высокой подвижностью дырок при отсутствии или необычном проявлении (в ограниченном диапазоне температур) аномального эффекта Холла. Приведенные данные впервые демонстрируют неэффективность использования аномального эффекта Холла для определения магнитного упорядочения и

температуры Кюри в полупроводниковых системах с высокой подвижностью носителей заряда.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований: # 05-02-17029, # 06-02-16313, # 06-02-16604, # 05-02-17021 и МНТЦ (G-1335).

1. I. Žutić, O. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
2. Б. П. Захарченя, В. Л. Коренев, *УФН* **175**, 629 (2005).
3. H. Ohno, *Science* **291**, 840 (2001); H. Ohno and F. Matsukura, *Sol. State Commun.* **117**, 179 (2001).
4. T. Jungwirth, Jairo Sinova, J. Masek et al., *Rev. Mod. Phys.* **78**, 809 (2006).
5. P. M. Krstajić, F. M. Peeters, V. A. Ivanov et al., *Phys. Rev. B* **70**, 195215 (2004).
6. K. W. Edmonds, K. Y. Wang, R. P. Campion et al., *Appl. Phys. Lett.* **81**, 3010 (2003).
7. Sh. U. Yuldashev, H. Im, V. Sh. Yalishev et al., *Appl. Phys. Lett.* **82**, 1206 (2003).
8. A. M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 017201 (2005).
9. T. Wojtowicz, W. L. Lim, X. Liu et al., *Appl. Phys. Lett.* **83**, 4220 (2003).
10. F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen, and Y. Sugawara, *Phys. Rev. B* **57**, 2037R (1998).
11. H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura et al., *Nature* **408**, 944 (2000).
12. В. В. Рыльков, Б. А. Аронзон, К. И. Маслаков и др., *ЖЭТФ* **127**, 838 (2005).
13. T. Jungwirth, Q. Niu, and A. H. McDonald, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 207208 (2002).
14. T. Jungwirth, J. Sinova, K. Y. Wang et al., *Appl. Phys. Lett.* **83**, 320 (2003).
15. T. Dietl, F. Matsukura, H. Ohno et al., *cond-mat/0306484* (2003).
16. Ю. В. Васильева, Ю. Н. Данилов, А. А. Ершов и др., *ФТП* **39**, 87 (2005); Б. А. Аронзон, А. Б. Грановский, А. Б. Давыдов и др., *ФТТ* **49**, 165 (2007).
17. I. J. Fritz, T. J. Drummond, G. C. Osbourn et al., *Appl. Phys. Lett.* **48**, 1678 (1986).
18. A. Van Esch, L. Van Bockstal, J. De Boeck et al., *Phys. Rev. B* **56**, 13103 (1997).
19. H. Ohno, H. Munekata, T. Penney et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2664 (1992).
20. F. Matsukura, M. Sawicki, T. Dietl et al., *Physica E* **21**, 1032 (2004).
21. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
22. M. Tanaka, J. P. Harbison, J. DeBoeck et al., *Appl. Phys. Lett.* **62**, 1565 (1993).
23. C. Timm, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R1865 (2003).
24. В. А. Гергель, Р. А. Сурис, *ЖЭТФ* **75**, 191 (1978).
25. S. Y. Liu and X. L. Lei, *Phys. Rev. B* **72**, 195329 (2005).
26. Б. И. Шкловский, *ЖЭТФ* **72**, 288 (1977).
27. Б. А. Аронзон, Д. Ю. Ковалев, А. Н. Лагарьков и др., *Письма в ЖЭТФ* **70**, 87 (1999).
28. В. Н. Добровольский, В. Г. Литовченко, *Перенос электронов и дырок у поверхности полупроводников*, Киев: Наукова думка, 1995.
29. А. В. Ведяев, А. Б. Грановский, О. А. Котельникова, *Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах*, М.: Изд-во МГУ, 1992.
30. A. Gerber, A. Milner, M. Karpovsky et al., *Phys. Rev. B* **69**, 134422 (2004).
31. В. В. Рыльков, Б. А. Аронзон, А. Б. Давыдов и др., *ЖЭТФ* **121**, 908 (2002).