

# Свойства структур на основе GaAs, легированного Mn из лазерной плазмы в процессе МОС-гидридной эпитаксии

© Ю.В. Васильева, Ю.А. Данилов, Ант.А. Ершов, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова, А.Б. Давыдов\*, Б.А. Аронзон\*, С.В. Гуденко\*, В.В. Рыльков\*, А.Б. Грановский<sup>+</sup>, Е.А. Ганьшина<sup>+</sup>, Н.С. Перов<sup>+</sup>, А.Н. Виноградов<sup>+</sup>

Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>+</sup> Российский научный центр „Курчатовский институт“,  
123182 Москва, Россия

<sup>+</sup> Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,  
119899 Москва, Россия

(Получена 1 июня 2004 г. Принята к печати 16 июня 2004 г.)

Развит метод легирования GaAs марганцем с использованием лазерного испарения металлической мишени в процессе МОС-гидридной эпитаксии. Метод использован для формирования как однородно легированных слоев GaAs:Mn, так и двумерных структур, включающих  $\delta$ -легированный марганцем слой GaAs и квантовую яму  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , разделенные спейсером GaAs толщиной  $d = 3\text{--}6$  нм. Показано, что полученные структуры обладают при комнатной температуре измерений магнитооптическими и магнитными свойствами, обусловленными, вероятнее всего, наличием кластеров MnAs. В области низких температур ( $\sim 30$  К) выявлен аномальный эффект Холла, который объяснен обменным взаимодействием между ионами Mn посредством дырок 2D канала.

## 1. Введение

Арсенид галлия, легированный марганцем, является основным материалом полупроводниковой спинтроники, поскольку при некоторых условиях получения может обладать ферромагнетизмом [1]. Наиболее развита методика выращивания слоев GaAs:Mn молекулярно-лучевой эпитаксией (МЛЭ). Это связано с тем, что при низкотемпературном ( $\sim 250^\circ\text{C}$ ) процессе МЛЭ возможно получение пересыщенного твердого раствора Mn в GaAs [1]. Такие твердые растворы  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  с  $x \approx 0.05$  обладают ферромагнитными свойствами при низких температурах (температура Кюри  $T_C \approx 110$  К [2]). Отметим, что  $T_C$  может быть увеличена до 170 К в структурах на основе GaAs с  $\delta(\text{Mn})$ -легированным слоем за счет создания вблизи него двумерного (2D) дырочного канала проводимости [3]. При повышении значений  $x$  выше 0.05 в  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  и (или) проведении последующих термообработок ( $T > 550^\circ\text{C}$ ) наблюдается сегрегация твердого раствора и образование кластеров MnAs [4].

Представляет интерес выяснение возможности формирования слоев GaAs, легированных Mn, и 2D структур на их основе методом МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ), а также исследование их свойств. Ранее для легирования различными примесями эпитаксиальных слоев GaAs, выращиваемых методом МОСГЭ, мы использовали испарение вещества примеси с помощью излучения Nd:АИГ-лазера, работающего в режиме модулированной добротности [5]. В данной работе этот способ введения примеси применен для легирования марганцем.

## 2. Методика эксперимента

Выращивание эпитаксиальных структур проводили в горизонтальном кварцевом реакторе в атмосфере  $\text{H}_2$ , очищенного диффузией через Pd-мембрану. Исходными веществами являлись триметилгаллия, триметилиндия и арсин, а для лазерного распыления использовались мишени из Mn марки ОСЧ и нелегированного GaAs. Подложками служили, как правило, пластины полуизолирующего GaAs (100).

Оказалось, что скорость нанесения распыляемого лазером вещества на подложку сильно зависит от давления газа в реакторе. Требуемое давление в реакторе устанавливалось с помощью клапана, регулирующего скорость откачки при постоянном потоке водорода 2.7 л/мин. При давлении 50 Торр скорость нанесения Mn составляла около 0.03 нм/с, при 150 Торр — около 0.015–0.02 нм/с. Распыление Mn при атмосферном давлении в течение часа не давало сколько-нибудь заметного покрытия на кварцевой подложке. Принципиальным недостатком лазерного распыления является высокая скорость испаряемых частиц, что может приводить к образованию дефектов в растущей структуре. Поэтому для уменьшения скорости частиц, поступающих на подложку, было выбрано давление в реакторе при лазерном распылении 150 Торр. Слои низкотемпературного арсенида галлия наносились с помощью лазерного распыления пластины GaAs. Чтобы скомпенсировать потери мышьяка при распылении, процесс проводился в атмосфере арсина. Предполагалось, что арсин разлагается в лазерной плазме, и атомарный As поступает на подложку. Для полу-

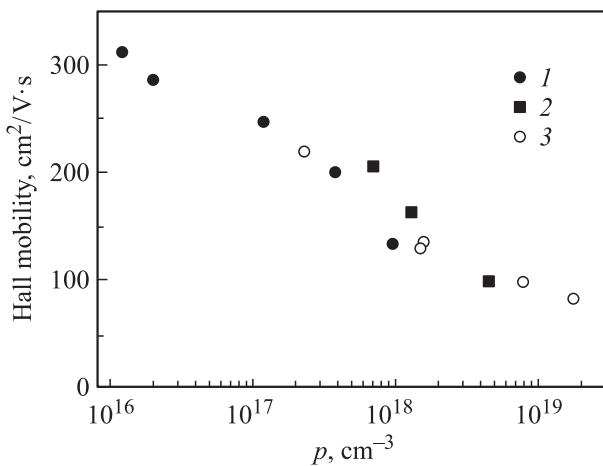
чения низкотемпературных твердых растворов GaMnAs использовалась составная мишень из GaAs и Mn. Луч лазера перемещался с одной мишени на другую с периодом 8 с. Состав твердого раствора можно было задавать, изменяя отношение времен облучения каждой мишени.

Спектры фотолюминесценции структур были измерены при температуре 77 К при возбуждении He-Ne-лазером с мощностью 40 мВт.

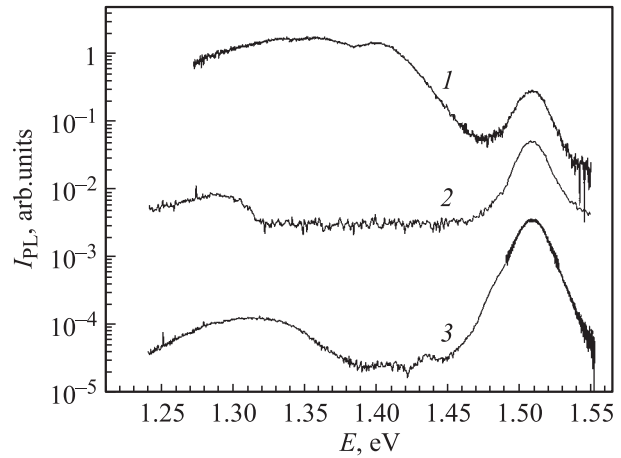
Магнитные свойства структур исследовались с помощью измерений намагничивания (при комнатной температуре на вибрационном магнитометре-анизометре с чувствительностью  $10^{-8}$  эрг/Гс [6]) и магнитооптического эффекта Керра. Магнитооптические исследования выполнялись в двух вариантах: 1) с помощью магнитооптического магнитометра Керра при фиксированной длине волны света (0.63 мкм) в температурном интервале от 40 до 300 К и 2) при комнатной температуре на спектральной магнитооптической установке в диапазоне энергий от 0.5 до 4.0 эВ в геометрии экваториального эффекта Керра при угле падения света  $60^\circ$ .

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведено соотношение между холловской подвижностью и концентрацией дырок, измеренными при комнатной температуре в слоях GaAs:Mn. Данные получены для образцов трех типов: 1 — слой GaAs:Mn толщиной 0.6 мкм, выращенные при  $620^\circ\text{C}$  и атмосферном давлении в реакторе; 2 — слой GaAs:Mn толщиной 0.2 мкм, выращенные при  $300^\circ\text{C}$ , пониженном давлении в реакторе и нанесении GaAs и Mn лазерным распылением с отношением времени распыления GaAs ко времени распыления Mn от 5 до 1; 3 — эпитак-



**Рис. 1.** Соотношение между холловской подвижностью и концентрацией дырок в однородно легированных слоях GaAs  $p$ -типа. Экспериментальные точки соответствуют образцам типа 1 (1) и 2 (2) со слоями, легированными Mn, и типа 3 (3) — см. текст.

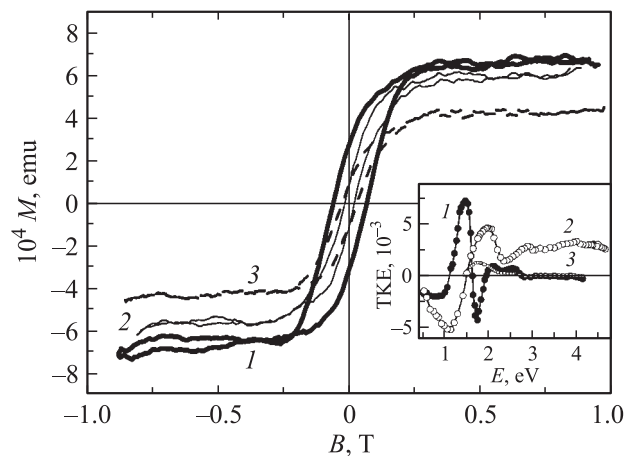


**Рис. 2.** Спектры фотолюминесценции: 1 — образец со слоем GaAs, однородно легированным Mn (типа 1); 2 — структура с  $\delta$ (Mn)-легированным слоем и квантовой ямой; 3 — структура с квантовой ямой. Для наглядности кривые разнесены по оси интенсивности.

сиальные слои  $p$ -GaAs, легированные обычно используемыми неглубокими акцепторными примесями цинка или углерода. Экспериментальные точки для слоев, полученных в различных режимах, лежат вблизи одной кривой, из чего можно заключить, что кристаллическое качество слоев, полученных лазерным распылением, достаточно хорошее. Максимальная достигнутая концентрация электрически активного акцепторного марганца  $N_{\text{Mn}} = 4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  соответствует значениям в слоях, выращенных методом жидкофазной эпитаксии [7].

Спектр фотолюминесценции (ФЛ) образца с однородно легированным марганцем слоем (образец типа 1) приведен на рис. 2 (кривая 1). Кроме фундаментальной полосы ФЛ при 1.507 эВ, наблюдаются две полосы с энергиями 1.403 и  $\sim 1.36$  эВ. Если первая из этих полос обычно для слоев GaAs, легированных Mn [8], и считается связанной с переходами носителей из зоны проводимости на акцепторный уровень Mn, то происхождение второй очень широкой полосы не ясно. Для глубины акцепторного уровня Mn получена величина 0.104 эВ, неплохо совпадающая с данными работы [9].

Для последующих измерений использованы структуры, содержащие  $\delta$ (Mn)-легированный слой и расположенную под ним квантовую яму (КЯ)  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x \approx 0.2$ ) шириной  $\sim 12$  нм, разделенные спейсерным слоем GaAs. Буферный слой, КЯ и спейсер выращивались при  $620^\circ\text{C}$ , а нанесение  $\delta$ -легированного слоя и покровного слоя GaAs было выполнено при  $300^\circ\text{C}$ . Таким образом были изготовлены структуры 3979, 3988 и 3980, различающиеся между собой временем нанесения Mn при формировании  $\delta$ -слоя (20, 10 и 5 мин, соответственно, для структур 3979, 3988 и 3980). Эффективная концентрация дырок в структурах вследствие легирования марганцем составляет  $(1-1.4) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Толщина спейсера  $d$  составляла 3 нм



**Рис. 3.** Кривые намагниченности для структур с  $\delta(\text{Mn})$ -легированным слоем и квантовой ямой: 1 — 3979, 2 — 3988, 3 — 3980. На вставке — спектральные кривые эффекта Керра для тех же структур.

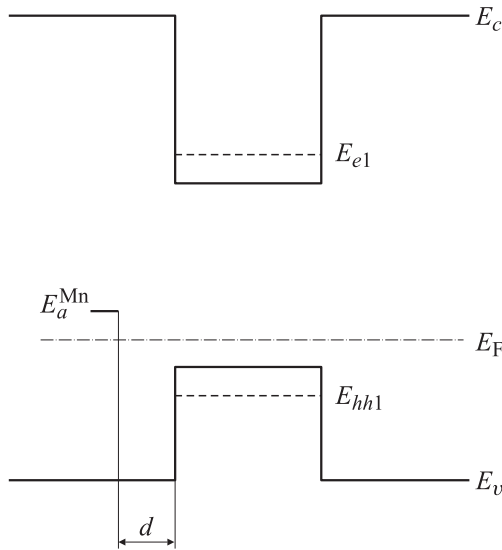
в структуре 3979, 4 нм — в структуре 3988 и 6 нм — в 3980. Спектр ФЛ структуры с  $d = 3$  нм приведен на рис. 2 (кривая 2). Пик ФЛ аналогичной структуры с КЯ, но без легирования Mn, расположен при энергии кванта 1.315 эВ (рис. 2, кривая 3). При толщине спейсера, отделяющего слой Mn от квантовой ямы, равной  $d = 6$  нм, положение пика сигнала ФЛ от квантовой ямы соответствует его положению в структурах, нелегированных Mn. Однако, как видно из данных, представленных кривой 2 на рис. 2, при уменьшении толщины спейсера до 3 нм этот пик смещается в область меньших энергий квантов на величину 26 мэВ. Это может быть связано либо с диффузией Mn в объем КЯ и образованием акцепторного уровня над ее потолком, либо с процессом излучательной рекомбинации с участием туннельно-близкого к яме уровня марганца.

Результаты измерений намагниченности как функции приложенного магнитного поля при комнатной температуре с помощью магнитометра для указанных структур представлены на рис. 3. Петля гистерезиса указывает на наличие в образцах ферромагнитной фазы. Величина коэрцитивной силы  $H_c$  варьируется от 27 до 65 мТл. Зависимости выходят на насыщение в магнитном поле  $\sim 0.25\text{--}0.3$  Тл. Из приведенных на рис. 3 кривых можно отметить, что увеличение количества нанесенного Mn приводит к росту намагниченности насыщения.

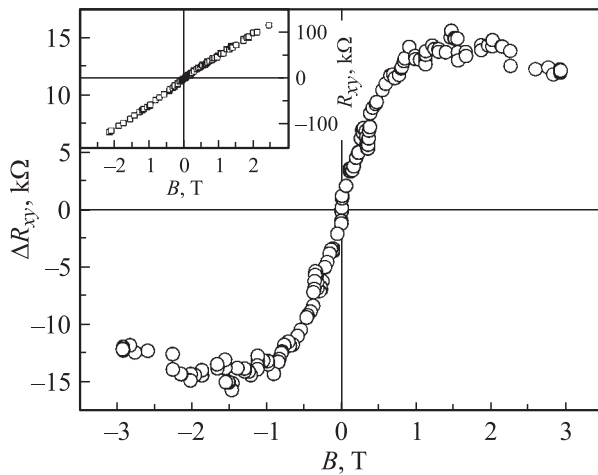
Величина и вид полевых и спектральных зависимостей магнитооптического экваториального эффекта Керра (ЭЭК) изменялись при варьировании условий изготовления  $\delta(\text{Mn})$ -легированного слоя. В первом варианте измерений ЭЭК (при фиксированной длине волны света, температуре измерений 40–300 К) полученные кривые намагничивания в целом согласуются с приведенными на рис. 3 зависимостями, и при этом в исследованном температурном интервале на выявлено магнитных фазовых переходов. Во втором варианте измерений ЭЭК

по динамической методике измерялся параметр экваториального (поперечного) эффекта Керра, обозначаемый как ТКЕ, т.е. относительное измерение интенсивности  $p$ -поляризованного света при намагничивании образцов. Дисперсионные спектральные кривые эффекта Керра для изучаемых структур (вставка на рис. 3) выявили значительные изменения величины ТКЕ в диапазоне энергий квантов света от 1 до 2 эВ. В частности, для структуры 3979 (кривая 1) отрицательные значения ТКЕ  $\approx -2 \cdot 10^{-3}$  наблюдались в диапазоне 0.5–1.0 эВ, затем при повышении энергии квантов  $E$  следовало резкое увеличение ТКЕ до  $\sim +7.5 \cdot 10^{-3}$  при  $\sim 1.5$  эВ. Изменение знака ТКЕ наблюдалось в узком спектральном диапазоне 1.5–1.7 эВ. Минимальное значение ТКЕ  $\approx -4.5 \cdot 10^{-3}$  было получено для  $E \approx 1.75$  эВ. Далее величина ТКЕ снова увеличивалась и в области 2.0–4.0 эВ не превышала  $10^{-3}$ . Подобные изменения спектров ТКЕ наблюдались и для структур 3988 и 3980 (вставка на рис. 3, кривые 2 и 3), причем размах изменений ТКЕ уменьшался при снижении количества Mn, осажденного в  $\delta$ -легированном слое. Подобное поведение спектров ЭЭК ранее [10] отмечалось для образцов GaAs, включающих кластеры MnAs. Такое сходство делает разумным предположение о наличии фазы MnAs в исследуемых структурах, легированных марганцем. Формирование фазы MnAs может быть вызвано сегрегацией Mn из твердого раствора в GaAs вследствие превышения предела растворимости ( $\sim 8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  [11]) и образования соединения его с As при температуре выращивания покровного слоя GaAs.

На структурах, содержащих  $\delta(\text{Mn})$ -легированный слой и квантовую яму InGaAs, проводились измерения проводимости и эффекта Холла в магнитных полях до 3 Тл в диапазоне температур 30–300 К. Температурные зависимости проводимости и эффекта Холла носят активационный характер. При этом при температурах ниже 30 К сопротивление структур достигает нескольких ГОм, делая результаты измерений ненадежными. Величина энергии активации проводимости в образце 3980 ( $d = 6$  нм) приблизительно постоянна и составляет 12 мэВ. Данная величина соответствует энергии активации носителей с акцепторных уровней Mn, расположенных в GaAs, в первую подзону КЯ, тем самым свидетельствуя, что проводимость осуществляется по КЯ находящимися в ней дырками, а не по  $\delta(\text{Mn})$ -слою. Это можно понять из рассмотрения зонной диаграммы для рассматриваемых структур (рис. 4). Как следует из приведенных выше результатов исследований ФЛ, энергия ионизации Mn относительно потолка валентной зоны в GaAs  $E_a^{\text{Mn}} - E_v$  составляет 104 мэВ. Расчет значений энергий в структуре с напряженной КЯ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  в GaAs шириной 12 нм при  $x \approx 0.2$  согласован с положением пика ФЛ (рис. 2, кривая 3) при 1.315 эВ. Это значение соответствует величине  $E_{e1} - E_{hh1}$ . Согласно расчету, величина разрыва валентной зоны на границе квантовой ямы равна  $E_v^{\text{QW}} - E_v = 86$  мэВ, а уровень размерного



**Рис. 4.** Зонная диаграмма структуры с квантовой ямой и  $\delta(\text{Mn})$ -легированным слоем.



**Рис. 5.** Аномальная составляющая эффекта Холла  $\Delta R_{xy}$  для образца 3980 при  $T = 30$  К. На вставке — зависимость от магнитного поля полного холловского сопротивления  $R_{xy}$ , включающего нормальную и аномальную составляющие.

квантования дырок  $E_v^{\text{QW}} - E_{hh1}$  в яме отстоит от ее потолка на 5 мэВ. Далее, если учесть, что уровень Ферми в структуре  $E_F$  при низких температурах расположен ниже уровней изолированных акцепторов по энергии на величину  $\Delta = E_a^{\text{Mn}} - E_F$ , определяемую кулоновской энергией (при малой компенсации акцепторов и их концентрации  $N_{\text{Mn}} \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$  согласно [12]  $\Delta \approx 10$  мэВ), то для энергии активации проводимости получим величину  $E_F - E_{hh1} = (E_a^{\text{Mn}} - E_v) - \Delta - (E_v^{\text{QW}} - E_v) + (E_v^{\text{QW}} - E_{hh1}) = 13$  мэВ, неплохо совпадающую с экспериментально найденным ее значением. В образце 3979 с меньшей величиной  $d = 3$  нм энергия активации заметно больше (22 мэВ), причем уменьшается с понижением температуры

(до 15 мэВ). Это соответствует тому, что центры Mn, эффективно определяющие электроперенос в данном образце, приближены к границе КЯ настолько, что волновые функции акцепторных состояний могут проникать в КЯ, в силу чего происходит их заглужение. На основании вышеизложенного можно заключить, что именно акцепторы Mn в GaAs определяют проводимость КЯ в данных структурах.

В отличие от приведенных выше данных магнитных измерений влияния ферромагнитной фазы на эффект Холла при комнатной температуре обнаружить не удалось. Напряжение на холловских контактах изменяется линейно с магнитным полем во всем диапазоне его изменения. С понижением температуры вплоть до  $T = 30$  К зависимость холловского напряжения от магнитного поля  $B$  в целом остается линейной. Однако для образца 3980 вычитанием из экспериментальных данных прямой линии, соответствующей вкладу нормального эффекта Холла, удалось выделить сигнал, зависящий нелинейно от  $B$ . Нечетная по магнитному полю составляющая этого сигнала соответствует аномальному эффекту Холла (АЭХ) и представлена на рис. 5. Известно [13], что в магнитных материалах полное сопротивление Холла  $R_{xy}$  состоит из двух компонент:

$$R_{xy} = R_0 B + R_s \mu_0 M,$$

где  $R_0$  — коэффициент нормального эффекта Холла, обусловленного действием силы Лоренца,  $B$  — магнитная индукция,  $M$  — намагниченность,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума,  $R_s$  — коэффициент АЭХ, связанный с анизотропным рассеянием спин-поляризованных носителей тока в условиях их спин-орбитального взаимодействия.

Приведенная на рис. 5 зависимость аналогична зависимости АЭХ в Mn-содержащих структурах на основе GaSb и GaAs [14,15], в которых наблюдается вклад от АЭХ, преобладающий над нормальной составляющей. Заметим, однако, что в [14,15] исследовались объекты, в которых концентрация марганца существенно превышала критическую величину  $N_c$ , отвечающую переходу металл–изолятор. В нашем случае ситуация другая: АЭХ проявляется в ситуации, когда изменение концентрации носителей с понижением температуры измерений носит активационный (диэлектрический) характер. Отметим также, что знак нормального эффекта Холла (положительный) и знак АЭХ совпадают, как и в случае сильно легированных марганцем образцов GaAs [15].

## 4. Заключение

Экспериментальные данные по исследованию магнитных и электрических свойств изготовленных структур можно объяснить, если предположить, что легированный марганцем слой представляет собой гибридную структуру, состоящую из твердого раствора  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  и

кластеров MnAs. Присутствие кластеров MnAs обуславливает ферромагнетизм, наблюдаемый вплоть до комнатной температуры исследования. Однако вклад от кластеров MnAs в аномальный эффект Холла, наблюдаемый при низких температурах измерений ( $\sim 30$  K), не должен быть существенным вследствие того, что носители в квантовой яме (2D канал) не втекают в кластеры, а магнитный обмен между ними является слабым. Образованием барьеров Шоттки вокруг металлических кластеров можно объяснить отсутствие их влияния на перенос носителей в слое аналогично [16]. Очевидно, что только ионы Mn, входящие в твердый раствор GaMnAs и распределенные в нем достаточно однородно, могут заметно обмениваться с носителями в квантовой яме, приводя к их спиновой поляризации и, следовательно, к аномальному эффекту Холла.

Таким образом, показана принципиальная возможность формирования МОС-гидридной эпитаксией структур на основе GaAs, легированного марганцем, обладающих характерными для этого материала электрическими и магнитными свойствами.

Авторы выражают благодарность Ю.Н. Дроздову за помощь в расчете зонной диаграммы структур с квантовыми ямами.

Работа выполнена при поддержке программы РАН „Спин-зависимые эффекты в твердых телах и спинтроника“ и грантов РФФИ № 04-02-16158 и № 03-02-16777.

## Список литературы

- [1] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, Y. Iye. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 363 (1996).
- [2] H. Ohno, F. Matsukura. *Sol. St. Comm.*, **117**, 179 (2001).
- [3] A.M. Nazmul, S. Sugahara, M. Tanaka. *Phys. Rev. B*, **67**, 241 308 (2003).
- [4] H. Shimizu, M. Miyamura, M. Tanaka. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **18**, 2063 (2000).
- [5] Б.Н. Звонков, В.В. Подольский, В.П. Лесников, С.А. Ахлестина, Л.М. Батукова, Е.Р. Демидова, Ю.Н. Дроздов, И.Г. Малкина, Д.О. Филатов, Т.Н. Янькова. *Высококачественные вещества*, № 4, 114 (1993).
- [6] N. Perov, A. Radkovskaya. *Proc. 1&2 Dimensional Magnetic Measurements and testing, Austria, Bad-Gastain, 20-21 September, 2000* (Vienna Magnetic Group report, 2001) p. 104.
- [7] К.С. Журавлев, Т.С. Шамирзаев, Н.А. Якушева. *ФТП*, **32**, 791 (1998).
- [8] M. Hegems, R. Dingle, L.W. Rupp. *J. Appl. Phys.*, **46**, 3059 (1975).
- [9] D.A. Woodbury, J.S. Blakemore. *Bull. Am. Phys. Soc.*, **18**, 381 (1973).
- [10] H. Akinaga, M. Mizuguchi, T. Manado, E. Ganshina, A. Granovsky, I. Rodin, A. Vinogradov, A. Yurasov. *J. Magn. Magn. Mater.*, **242–245**, 470 (2002).
- [11] С.К. Кузнецова. *Изв. АН. Неорг. матер.*, **11**, 950 (1975).
- [12] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [13] H. Munekata. *Mater. Sci. Eng. B*, **31**, 151 (1995).

- [14] X. Chen, M. Na, M. Cheon, S. Wang, H. Luo, B.D. McCombe, X. Liu, Y. Sasaki, T. Wojtowicz, J.K. Furdyna, S.J. Potashnik, P. Schiffer. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 511 (2002).
- [15] K.W. Edmonds, R.P. Campion, K.-Y. Wang, A.C. Neumann, B.L. Gallagher, C.T. Foxon, P.C. Main. *J. Appl. Phys.*, **93**, 6787 (2003).
- [16] N. Otsuka, Y. Tesaki, T. Yamada, A. Suda, M.R. Melloch. *J. Appl. Phys.*, **88**, 6016 (2000).

Редактор Т.А. Полянская

## Features of GaAs layers doped by Mn from laser plasma in MOC-hydride epitaxy process

*Yu.V. Vasilieva, Yu.A. Danilov, Ant.A. Ershov, B.N. Zvonkov, E.A. Uskova, A.B. Davydov\*, B.A. Aronzon\*, S.V. Gudenko\*, V.V. Rylkov\*, A.B. Granovsky<sup>+</sup>, E.A. Ganshina<sup>+</sup>, N.S. Perov<sup>+</sup>, A.N. Vinogradov<sup>+</sup>*

Physicotechnical Research Institute,  
N.I. Lobachevsky Nizhny Novgorod State University,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

\* Russian Research Center „Kurchatov Institute“,  
123182 Moscow, Russia

<sup>+</sup> Physics Faculty  
of M.V. Lomonosov Moscow State University,  
119899 Moscow, Russia

**Abstract** A technique for manganese doping of GaAs structures from laser plasma during MOC-hydride epitaxy was developed. This technique was used for formation uniformly doped GaAs:Mn layers and two-dimensional structures including  $\delta$ (Mn)-doped layer and  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  quantum well separated by GaAs spacer with thickness of 3–6 nm. It was shown that the structures exhibit magneto-optical and magnetic properties caused apparently by formation of MnAs clusters. The 30 K measurements show anomalous Hall effect due to exchange interaction between Mn ions by means free carriers (holes) of 2D channel.