

ТРАНСПОРТ И ФЕРРОМАГНЕТИЗМ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВОЙ ЯМОЙ InGaAs, ДЕЛЬТА-ЛЕГИРОВАННОЙ Mn

*П. В. Гурин**, *В. А. Кульбачинский*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119992, ГСП-2, Москва, Россия*

Ю. А. Данилов, Б. Н. Звонков

*Научно-исследовательский физико-технический институт при Нижегородском Государственном университете
603950, Нижний Новгород, Россия*

Б. А. Аронзон, А. Б. Давыдов, В. В. Рыльков

*Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Синтезированы и исследованы образцы с квантовыми ямами InGaAs p -типа проводимости, дельта-легированные Mn. В интервале температур $4.2 \text{ K} \leq T \leq 400 \text{ K}$ по измерениям магнитного момента в СКВИД-магнетометре обнаружен ферромагнетизм. При температурах примерно от 30 K до 80 K наблюдается аномальный эффект Холла, вызванный добавочной намагниченностью образца. При температуре $T = 4.2 \text{ K}$ наблюдался эффект Шубникова–де Гааза. При повышении температуры отрицательное магнитосопротивление меняло знак на положительное при $T \approx 30 \text{ K}$.

PACS: 73.63.Hs, 72.15.Gd, 73.50.Jt, 73.43.Qt, 72.25.-b

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из перспективных материалов для полупроводниковой спинтроники является арсенид галлия, легированный марганцем, который представляет собой разбавленный магнитный полупроводник и при проводимости p -типа обладает ферромагнетизмом [1, 2]. Обычно для получения структур GaAs с Mn используется метод молекулярно-лучевой эпитаксии, с помощью которого недавно получена температура Кюри T_C в гетероструктурах GaAs с Mn, равная $T_C = 250 \text{ K}$ [3]. Перспективным методом получения ферромагнитных структур на основе GaAs является метод магнитно-осаждающей гидридной эпитаксии.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В настоящей работе исследовались магнитные и гальваномагнитные свойства образцов с квантовой ямой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \approx 0.17$) шириной 10 нм, дельта-легированной (со спейсером 10 нм) с одной сторо-

ны углеродом для увеличения концентрации дырок в яме. Формирование δ -слоя марганца (со спейсером 3 нм) с другой стороны ямы проводилось лазерным напылением. Установлено, что оптимальная толщина спейсера составляет величину порядка 3–5 нм и что имеется некая оптимальная концентрация магнитной примеси, при которой наличие ферромагнетизма наиболее сильно проявляется в транспортных свойствах носителей в квантовой яме.

Поскольку марганец в GaAs является акцептором, такие структуры обладали проводимостью p -типа. Концентрация Mn контролировалась продолжительностью напыления и изменялась в диапазоне 6–24 с для разных образцов № 17–21. Такое время напыления приводило к формированию слоя марганца толщиной меньше одного монослоя. Сверху структуры закрывались покровным слоем GaAs толщиной 50 нм. Буферный слой и спейсеры растились при $T = 600^\circ\text{C}$, в то время как осаждение Mn осуществлялось при $T = 450^\circ\text{C}$.

Для измерения сопротивления, магнитосопротивления и эффекта Холла были сформированы двойные холловские мостики. Некоторые парамет-

*E-mail: gurin@sdsys.ru

Параметры структур: холловские подвижности μ и концентрации дырок p , сопротивление на квадрат R_s при разных температурах

№	Доля Mn, 10^{14} см^{-2}	$T = 300 \text{ К}$			$T = 4.2 \text{ К}, T = 77 \text{ К}, T = 16 \text{ К}$		
		μ , $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	p , 10^{12} см^{-2}	R_s , Ом/□	μ , $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	p , 10^{12} см^{-2}	R_s , Ом/□
15	0	300	1.85	11300	Не измеримо (77 К)	Не измеримо (77 К)	Не измеримо (77 К)
17	10	160	6.8	5880	1920 (77 К)	1.4 (77 К)	2320 (77 К)
19	3.4	450	3.4	4070	4670 (4.2 К)	0.35 (4.2 К)	3820 (4.2 К)
20	6.6	190	5.7	5780	1930 (77 К)	1.2 (77 К)	2670 (77 К)
21	13	150	7.9	5290	100 (16 К)	0.58 (16 К)	112240 (16 К)

ры исследованных образцов приведены в таблице.

Магнитный момент образцов измерялся СКВИД-магнетометром Quantum Design Co. Ltd. в интервале температур 4.2–400 К в магнитном поле до 7 Тл, приложенном параллельно поверхности образца.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Во всем исследованном интервале температур наблюдались петли гистерезиса, характерные для ферромагнетика (рис. 1а). Ферромагнетизм при низких температурах, $T < 50 \text{ К}$, характерен для твердых растворов $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, в которых он индуцируется дырками проводимости [1, 2]. В интервале температур 50–300 К намагниченность определяется в основном кластерами MnAs ($T_C \approx 315 \text{ К}$) и кластерами $\text{Mn}_y\text{Ga}_{1-y}$.

Наконец, наличие петли гистерезиса при $T > 315 \text{ К}$ указывает на существование ферромагнитных кластеров $\text{Mn}_y\text{Ga}_{1-y}$. Отметим, что температура Кюри в $\text{Mn}_y\text{Ga}_{1-y}$ увеличивается с ростом содержания Mn и, например, при $y = 0.56$ составляет уже 600 К, а стабильная ферромагнитная фаза в $\text{Mn}_x\text{Ga}_{1-x}$ наблюдается только при $x = 0.54\text{--}0.60$ [4].

В исследованных неоднородных образцах имеет место как индуцированный дырками дальний

магнитный порядок магнитных моментов Mn в $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, так и ферромагнетизм кластеров MnAs и $\text{Mn}_y\text{Ga}_{1-y}$. Как следует из температурной зависимости намагниченности, индуцированный дырками ферромагнитный порядок в твердых растворах $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ подавляется при $T_C \approx 50 \text{ К}$, т. е. при значении T_C типичном для однородного магнетизма в пленках $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, полученных методом лазерной абляции или распылением. Наличие петли гистерезиса при $T > 315 \text{ К}$ однозначно указывает на образование ферромагнитных кластеров $\text{Mn}_y\text{Ga}_{1-y}$.

Все образцы имели p -тип проводимости. В интервале температур от 300 К до 77 К все легированные марганцем образцы проявляют металлический характер температурной зависимости сопротивления (рис. 1б). При $T < 77 \text{ К}$ вид температурной зависимости сопротивления определяется концентрацией Mn. Образец 21 с самой высокой концентрацией Mn демонстрировал активационный тип зависимости, сопротивления образцов с относительно низким содержанием марганца ниже из-за высокой подвижности дырок. При $T \approx 30 \text{ К}$ на всех кривых наблюдается характерный для ферромагнитного перехода излом (отмечен стрелками на рис. 1б), который связан с исчезновением рассеяния с переворотом спина при $T < T_C$, что приводит к росту подвижности и, как следствие, к уменьшению сопротивления в об-

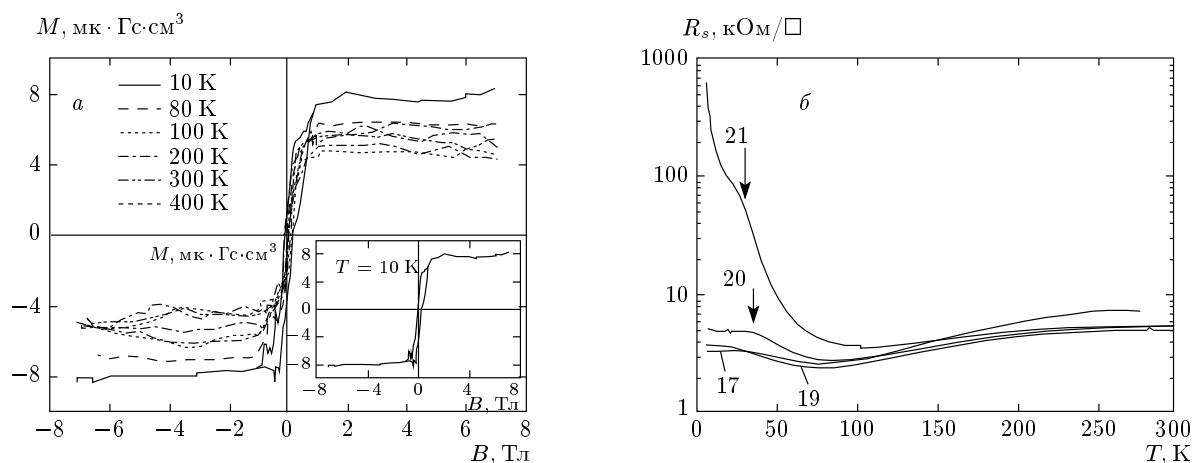


Рис. 1. а) Зависимости намагниченности M от магнитного поля при разных температурах образца 19, на вставке: петля гистерезиса при 10 К. б) Температурные зависимости сопротивления образцов

ласти фазового перехода [5].

Большой интерес представляет немонотонный характер изменения температурной зависимости проводимости при повышении концентрации Mn (см. рис. 1б). В отсутствие Mn образец диэлектризуется при температурах ниже 77 К. В образцах с малой концентрацией Mn зависимости сопротивления от температуры характерны для плохого ферромагнитного металла. Однако при дальнейшем относительно небольшом увеличении содержания Mn температурная зависимость сопротивления заметно изменяется, демонстрируя при низких температурах активационный характер поведения. Мы связываем подобное поведение с наличием крупномасштабного флуктуационного потенциала. Дело в том, что Mn в GaAs является не только магнитной примесью, но и акцептором, т. е. заряженной примесью. Последнее обстоятельство при учете неоднородности в распределении ионов Mn по плоскости дельта-легирования приводит к наличию крупномасштабного флуктуационного кулоновского потенциала. Действительно, согласно классическому результату [6], амплитуда флуктуаций потенциала

$$\gamma = \frac{e^2}{\kappa} N^{1/2} \ln^{1/2} \frac{N^{3/2}}{na^{1/2}},$$

где N и n — поверхностные плотности соответственно встроенных зарядов и свободных носителей тока в канале, a — боровский радиус. Этот потенциал формируется флуктуациями встроенного заряда (в нашем случае заряженными акцепторами Mn) с масштабом R в интервале $d-R_c$. Здесь d — расстояние от канала проводимости до плоскости встроенных

зарядов, в данном случае d — толщина спейсера, а $R_c = N^{1/2}/n$ — максимальный размер неэкранируемых электронами флуктуаций. Физический смысл границ интервала возможных значений R очевиден: флуктуации, размер которых меньше расстояния до встроенных зарядов, не существуют; плотность заряда во флуктуациях размером большим R_c равна $N^{1/2}/R < n$ и они будут эффективно экранироваться свободными носителями заряда. Таким образом, амплитуда флуктуационного потенциала растет с ростом концентрации Mn, и наиболее сильно он должен проявляться в образце 21 с наибольшей толщиной дельта-слоя Mn, а масштаб этих флуктуаций заключен в интервале 5–20 нм.

Одним из методов обнаружения спин-поляризованных носителей является аномальный эффект Холла. В исследованных образцах аномальный эффект Холла наблюдается на образцах с активационным типом температурной зависимости сопротивления в температурной области выше ферромагнитного перехода в $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ (рис. 2а) и заключается в появлении дополнительного вклада в сопротивление R_{Hall} . При $T > 80$ К аномальный эффект Холла уже не наблюдается, хотя ферромагнитное состояние остается до 400 К.

На рис. 2б показано магнитосопротивление образца 19 при нескольких температурах. Большая величина отрицательного магнитосопротивления скорее всего связана с наличием в образце ферромагнитных кластеров, как это наблюдается в гранулированных магнитных материалах [7]. При температуре около 30 К знак магнитосопротивления изменяется с отрицательного на положительный. Поло-

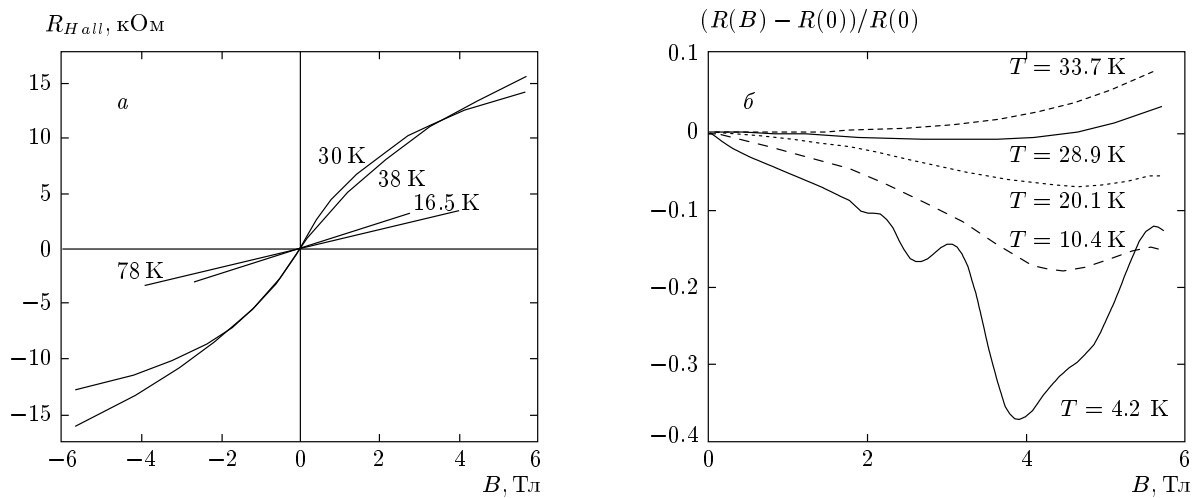


Рис. 2. Эффект Холла в образце 21 (а) и относительное магнитосопротивление образца 19 (б) при разных температурах

жительное магнитосопротивление связано с геометрическим эффектом в неоднородных полупроводниках [8].

Отметим, что при низких температурах в образцах наблюдается отчетливый эффект Шубникова–де Гааза (см. рис. 2б, $T = 4.2$ К). Это связано с тем, что нами применено дельта-легирование квантовой ямы со спейсером, что существенно повысило подвижности дырок по сравнению с обычными структурами (см. таблицу). В осцилляциях наблюдается одна частота от одной заполненной зоны размерного квантования в квантовой яме. Концентрация двумерных электронов, рассчитанная из частоты осцилляций магнитосопротивления при $T = 4.2$ К, составляет $3.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что хорошо согласуется с данными, полученными из эффекта Холла ($p_H = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В структурах с квантовой ямой InGaAs проводимости p -типа, дельта-легированных Mn, обнаружен ферромагнетизм, наблюдающийся во всем исследованном диапазоне температур от 4.2 К до 400 К (приборное ограничение СКВИД-магнетометра). Ферромагнетизм проявляется в температурной зависимости сопротивления образцов, о нем также свидетельствует аномальный эффект Холла. Ферромагнетизм индуцируется дырками проводимости в твердом растворе $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, а обусловлен наличием ферромагнитных кластеров MnAs и $\text{Mn}_y\text{Ga}_{1-y}$. При низких температурах наблюдается

переход от положительного магнитосопротивления к отрицательному. В образцах с высокой подвижностью носителей заряда обнаружен эффект Шубникова–де Гааза.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 05.02.17029а, 05.02.17021а).

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Žutić, Ya. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
2. В. А. Иванов, Т. Г. Аминов, В. М. Новотворцев, В. Т. Калинин, Изв. АН, сер. хим., № 11, 2255 (2004).
3. A. M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 017201 (2005).
4. M. Tanaka, J. P. Harbison, J. DeBoeck, T. Sands, B. Philips, T. L. Cheeks, and V. G. Keramidas, Appl. Phys. Lett. **62**, 1565 (1993).
5. F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen, and Y. Sugawara, Phys. Rev. B **57**, 2037 (1998).
6. В. А. Гергель, Р. А. Сурис, ЖЭТФ **75**, 191 (1978).
7. S. A. Solin, T. Thio, D. R. Hines, M. Kawano, N. Oda, and M. Sano, J. Appl. Phys. **85**, 5789 (1999).
8. D. Serrate, J. M. De Teresa, P. A. Algarabel et al., Phys. Rev. B **71**, 104409 (2005).