

на правах рукописи

АРОНЗОН Борис Аронович

**Магнитные нанокompозиты и полупроводниковые структуры вблизи  
перехода металл – диэлектрик**

01.04.07. – физика конденсированного состояния

Автореферат

Диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико - математических наук

Москва - 2012 г.

Работа выполнена в НБИК-центре Национального исследовательского центра  
«Курчатовский институт»

Официальные оппоненты:

Доктор физико - математических наук, профессор, академик РАН  
Сурис Роберт Арнольдович

Доктор физико - математических наук, член – корреспондент РАН  
Сибельдин Николай Николаевич

Доктор физико - математических наук, профессор, член – корреспондент РАН  
Максимов Леонид Александрович

Ведущая организация: Московский государственный университет им.  
М.В. Ломоносова, (Москва)  
Физический факультет

Защита состоится «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 200\_\_ г. в \_\_\_\_\_ часов на заседании  
диссертационного совета, шифр Д 520.029.01 в НИЦ «Курчатовский институт»  
(123182, г. Москва, пл. ак. Курчатова, д.1).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке  
НИЦ «Курчатовский институт»

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 2012 г.

Ученый секретарь  
Диссертационного совета

А.В. Мерзляков

## **Общая характеристика работы**

Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию электронного транспорта, магнитных свойств и механизмов, их определяющих, в магнитных нанокompозитах и полупроводниках вблизи перехода металл – диэлектрик.

## **Актуальность темы и направленность исследования**

Диссертация содержит экспериментальные исследования магнитных нанокompозитов и полупроводников вблизи перехода металл – диэлектрик.

В настоящее время в мире идут интенсивные поиски материалов для спинтроники - новой области науки, изучающей явления и эффекты, в которых существенную роль играет не только заряд, но и спин электрона. Основным направлением полупроводниковой спинтроники являются исследования полупроводников, легированных магнитными атомами, и нанокompозитов, содержащих магнитные нановключения в твердотельной матрице. Особый интерес эти исследования получили в последние годы в связи с развитием технологии создания разбавленных магнитных полупроводников с высоким содержанием магнитных атомов (в количестве до 10 ат.%), что обеспечило увеличение температуры Кюри ( $\approx 170$  K), и развитием технологий внедрения магнитных наночастиц в различные материалы (нанокompозиты).

С фундаментальной точки зрения интерес к разбавленным магнитным полупроводникам и магнитным нанокompозитам связан с проявлением в них, наряду с обычными для полупроводниковых структур взаимодействиями, нового сильного магнитного взаимодействия между магнитными атомами и носителями заряда, которое меняет свойства таких веществ и ведет к появлению новых эффектов и их проявлений.

С практической точки зрения интерес к этим материалам связан с тем, что увеличение объемов и скорости передачи информации приближается к пределу, связанному с принципиальными физическими ограничениями на дальнейшее уменьшение размеров активных элементов. Спинтроника является одним из наиболее перспективных путей выхода из этого тупика, поскольку открывает возможность принципиально новых решений в электронике, позволяя использовать не только заряд, но и спин электрона для хранения и передачи

информации. При поиске материалов для спинтроники существенна необходимость создания этих материалов на основе полупроводников, так как только в этом случае возможны одновременное управление спиновым и зарядовым транспортом и интегрирование спинтронных устройств в технологию и схемотехнику современной электроники.

До сих пор исследования разбавленных магнитных полупроводников (РМП) и магнитных нанокompозитов в основном ограничивались изучением объемных объектов. В то же время для современной (планарной) технологии гораздо больший интерес представляют двумерные структуры. Кроме того, низкоразмерные структуры наиболее интересны и для фундаментальных исследований, так как в этом случае появляются новые эффекты, а большинство известных ранее проявляется гораздо ярче. Другим недостатком исследованных до сих пор систем является крайне низкая подвижность носителей заряда ( $< 5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ), что резко ограничивает скорость работы структур на их основе и возможность наблюдения целого ряда интересных квантовых явлений. Значения температуры Кюри в исследованных материалах существенно ниже комнатной ( $\sim 200 \text{ К}$ ), что также ограничивает практический интерес к ним.

В отличие от исследований, проводившихся ранее, в данной работе рассматриваются двумерные ферромагнитные полупроводниковые структуры с относительно высокой подвижностью ( $>2000 - 3000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ), а также ферромагнитные структуры на основе кремния и нанокompозиты с температурой Кюри более  $330 \text{ К}$ . Принципиальным отличием этих структур является пространственное разделение ферромагнитных включений и канала проводимости.

Характерной особенностью данных материалов является высокое содержание магнитных примесей или нановключений, необходимое для реализации высоких значений температуры Кюри. Эти примеси и нановключения распределены в пространстве неоднородно, приводя к разупорядоченности, которая, в свою очередь, является причиной перехода из металлического в диэлектрическое состояние (перехода металл – диэлектрик) под действием внешних воздействий или при изменении состава материала. Описание свойств РМП структур и магнитных нанокompозитов невозможно без понимания особенностей свойств разупорядоченных полупроводников вблизи перехода металл – диэлектрик.

Поэтому, а также в силу постоянного научного интереса к переходу металл – диэлектрик в полупроводниках и связанным с ним явлениям (мезоскопика, квантовые поправки к проводимости и т.д.), заметная часть диссертации посвящена этим явлениям в структурах с крупномасштабным флуктуационным потенциалом.

**Целью работы** является выяснение природы электронного транспорта, магнитных свойств и механизмов, их определяющих, в системах, близких к переходу металл – диэлектрик, при наличии магнитных примесей и включений или внешнего магнитного поля.

**Наиболее существенные результаты и их новизна.**

Представленный в диссертации цикл работ относится в основном к периоду 1988 – 2011 гг. и содержит следующие основные результаты.

1. На основе серии подробных исследований индуцированного магнитным полем перехода в сильнолегированных, компенсированных полупроводниках показано, что в этих системах фазовая диаграмма состояния электронной системы в координатах «беспорядок – магнитное поле» модифицируется (появляются промежуточные фазы), а квантовые поправки к проводимости перенормируются и наблюдается необычное «двухямное» отрицательное магнетосопротивление («double-dip»).
2. Зафиксированы эффекты квантования кондактанса и мезоскопические флуктуации холловского напряжения (в зависимости от затворного напряжения) в макроскопических образцах структур металл-оксид-полупроводник с перколяционной проводимостью.
3. Показано, что за ферромагнитное упорядочение в разбавленных магнитных полупроводниках на основе соединений  $A^{III}B^V$  ответственны акцепторные состояния Mn, с повышением концентрации которых происходит переход металл – диэлектрик, связанный с локализацией носителей в крупномасштабном флуктуационном потенциале.
4. Исследованы 2D структуры типа квантовая яма с пространственно отдаленным от нее слоем магнитных примесей, и показано, что в них наблюдаются ферромагнитное упорядочение и спиновая поляризация носителей заряда в квантовой яме, которые проявляются в электронном транспорте.

5. Установлены зависимости температуры Кюри в наноструктурах квантовая яма (GaAs/InGaAs/GaAs) с отдаленным от нее слоем магнитных примесей (Mn) от: а) глубины квантовой ямы; б) концентрации носителей заряда в ней; в) толщины спейсера, отделяющего ее от слоя Mn; г) концентрации ионов Mn; и д) степени неоднородности структуры. Выявлены основные механизмы ферромагнитного упорядочения и спиновой поляризации дырок в таких структурах.

6. Обнаружено, что соединения на основе кремния с высоким содержанием марганца ( $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ,  $x \approx 0.35$ ), являются ферромагнетиками с температурой Кюри  $T_c \geq 350$  К и перспективны в качестве спиновых инжекторов. Показано, что природа высокотемпературного ферромагнетизма в этих соединениях связана с наличием ферромагнитных включений атомарных размеров (молекулярные кластеры типа  $\text{MnSi}_y$ , с локализованным магнитным моментом), обменное взаимодействие между которыми происходит через флуктуации спиновой плотности - парамагноны.

7. Показано, что в полупроводниках с металлическими ферромагнитными нанокластерами единая ферромагнитная система с крупномасштабным параметром порядка образуется лишь при высокой концентрации дырок, когда толщина барьеров Шоттки, окружающих ферромагнитные нанокластеры, сравнивается с длиной волны дырок.

8. Обнаружен и исследован новый тип перехода металл – диэлектрик в гранулированных металлах (нанокомпозитах): квантоворазмерный перколяционный переход металл – диэлектрик, происходящий при изменении температуры, природа которого связана с размерным квантованием энергии электронов в наногранулах.

Результаты данных исследований вносят вклад в создание физической основы для элементной базы спинтроники и стимулировали возникновение новых направлений в физике магнитных полупроводников: исследования структур с пространственно разделенными слоями двумерных носителей заряда (квантовой ямой) и магнитных примесей и исследования магнитных полупроводников на основе кремния с высоким содержанием магнитных атомов. По результатам этих работ нами были получены патенты Российской Федерации «Элемент памяти на планарном эффекте Холла» и «Способ получения ферромагнитного кремния для изделий спинтроники».

### Положения выносимые на защиту

1. В системах с крупномасштабным флуктуационным потенциалом переход металл – диэлектрик происходит через промежуточное состояние - среду с фазовым расслоением на металлические и диэлектрические области. В силу перколяционного характера перехода это приводит к перенормировке квантовых поправок к проводимости и немонотонной (двухямной) полевой зависимости магнетосопротивления.

2. В структурах металл-оксид-полупроводник с крупномасштабным флуктуационным потенциалом и перколяционным типом проводимости имеют место эффекты квантования кондактанса и мезоскопические флуктуации холловского напряжения, проявляющиеся даже в образцах макроскопического размера.

3. В двумерных структурах GaAs/InGaAs/GaAs с квантовой ямой и удаленным слоем магнитных примесей (Mn) при понижении температуры происходит ферромагнитный переход, сопровождающийся спиновой поляризацией носителей заряда в квантовой яме. Температура Кюри в этих наноструктурах определяется: (i) глубиной квантовой ямы, (ii) концентрацией носителей заряда в ней, (iii) толщиной спейсера, отделяющего ее от слоя Mn, (iv) концентрацией Mn и (v) степенью разупорядоченности структуры, связанной с неоднородным распределением ионов Mn.

4. Крупномасштабный флуктуационный потенциал в таких структурах приводит к фазовому расслоению – разбиению системы на ферромагнитные (металлические) и парамагнитные (диэлектрические) области – и появлению двух характерных температур ферромагнитного упорядочения: локального (в ферромагнитных областях) и глобального (во всем образце). В свою очередь, фазовое расслоение приводит к необычной «веслообразной» форме магнитного гистерезиса.

5. Ферромагнитное упорядочение и спиновая поляризация носителей заряда в этих структурах определяются двумя, дополняющими друг друга механизмами: обменным взаимодействием между магнитными ионами через носители заряда в квантовой яме (за счет провисания их волновых функций за пределы ямы) и зонным механизмом ферромагнитного упорядочения в слое магнитных примесей.

6. Кремниевые структуры  $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$  ( $x \approx 0.35$ ) с высоким содержанием марганца ферромагнитны при комнатной температуре. Природа высокотемпературного ферромагнетизма в этих соединениях связана с наличием ферромагнитных наноразмерных включений (молекулярные кластеры типа  $\text{MnSi}_y$  с локализованным магнитным моментом, встроенные в матрицу слабого зонного ферромагнетика типа  $\text{MnSi}_{2-x}$  ( $x \approx 0.25$ ) с делокализованной спиновой плотностью), обменное взаимодействие между которыми происходит через флуктуации спиновой плотности («стонеровское усиление» обменного взаимодействия).

7. В гранулированных металлах (нанокомпозитах) при понижении температуры происходит «квантоворазмерный» перколяционный переход металл – диэлектрик нового типа. Переход происходит при температуре меньшей величины энергетических барьеров на пути протекания, образованных вследствие размерного квантования энергии электронов в слабых звеньях перколяционного кластера (отдельные гранулы нанометрового размера).

**Практическая значимость диссертации заключается в том, что:**

полученные в настоящей работе результаты доказывают перспективность использования исследованных ферромагнитных полупроводниковых структур и нанокомпозитов для устройств спинтроники.

**Конкретное личное участие автора в получении научных результатов** состоит в постановке задачи и организации всех исследований, участии в создании экспериментальных установок, разработке методик и участии в проведении измерений, обработке данных, интерпретации и изложении результатов.

**Степень обоснованности научных положений, рекомендаций и выводов, полученных соискателем** высока. Она обусловлена прецизионностью выполненных экспериментов, широким набором использованных экспериментальных методик, включающих в себя измерения электронного транспорта, спектра электрических шумов, мезоскопических эффектов, квантования кондактанса и магнитных параметров вещества в широкой области температур и магнитных полей, а также рентгеновские и электронномикроскопические исследования структуры. Обоснованность научных выводов подтверждается также согласием результатов, полученных различными



экспериментальными методиками. Эти результаты получили подтверждение в работах других авторов и согласуются с теоретическими расчетами.

**Апробация работы:** Результаты диссертации апробированы на международных и российских конференциях, ввиду их большого количества приведем лишь доклады, имевшие статус приглашенных, сделанные на: VII и X Всероссийских конференциях по физике полупроводников (Звенигород 2005, Н. Новгород 2011), 24 Международной конференции по физике полупроводников (Иерусалим 1999), 2, 4, 6 Российско-Французских семинарах по нанофизике и нанотехнологиям (Париж 2003 и 2010, Лилль 2005), III и IV Евро-азиатских симпозиумах по магнетизму (Казань 2008, Екатеринбург 2010), VIII – XVIII Уральских международных зимних школах по физике полупроводников (Екатеринбург, с 1990 по 2010 каждые 2 года), Международной зимней школе по физике полупроводников (С. Петербург 2006), Международных конференциях по прыжковой проводимости и связанным явлениям (Шефаим, Израиль 2001, Будапешт 1997), 12 Международной конференции «Транспорт во взаимодействующих разупорядоченных системах» (Марбург 2007), Московских международных симпозиумах по магнетизму (Москва 2007, 2009, 2011), Международной конференции «Физика на пороге 21 века» (С. Петербург 1998), Совещаниях по коррелированным электронам в сильных магнитных полях (Эйн-Геди, Израиль 2004, Дрезден 2008), совещании НАТО по передовым исследованиям «Квантовый транспорт в наноструктурах» (С. Петербург 2002), Международной конференции «Нано и Гига вызов в микроэлектронике» (Москва 2002), XI и XIV Международных симпозиумах «Нанофизика и Нанoeлектроника» (Н. Новгород 2007, 2010), Российско – Финском совещании по нанотехнологиям (Турку 2005).

Основные результаты диссертации опубликованы в трудах конференций и 55 статьях, список которых приведен в конце автореферата.

### **Структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, 5 глав и заключения.

## Содержание работы

Введение включает в себя постановку задачи, обоснование актуальности данных исследований и ряд вспомогательных сведений. Обзор литературы по каждой конкретной задаче исследований приводится в соответствующей главе.

**В главе 1** «Индукцированный магнитным полем переход металл-диэлектрик в полупроводниках с крупномасштабным флуктуационным потенциалом» обсуждаются свойства полупроводников с крупномасштабным флуктуационным потенциалом (ФП), вызываемым наличием компенсации примесей  $K=N_D/N_A$ , где  $N_D$  и  $N_A$  – концентрации доноров и акцепторов, соответственно, и индуцированный магнитным полем переход металл – диэлектрик за счет локализации электронов в этом потенциале. Согласно теории Шкловского и Эфроса при наличии ФП локализация электронов происходит не на отдельные примеси, а в ямы этого ФП. Различаются два случая: число электронов локализующихся в яме ФП ограничено а) зарядом ямы (классический ФП) или б) числом квантовых состояний в яме (квантовый ФП). В начальных разделах этой главы сообщаются основные результаты теории Шкловского и Эфроса [1]. Дополнительно в разделах 1.1.3 и 1.2.3 приведены выполненные нами расчеты электронной теплоемкости, которая оказывается заметно больше теплоемкости свободных электронов и равна для невырожденных электронов  $C_e = \frac{7}{2} k_B$  в случае классического, и  $C_e = 2k_B$  в случае

квантового ФП, а для вырожденных электронов  $C_e = \frac{7}{6} \pi^2 k_B \left( \frac{k_B T}{\varepsilon_{F0}} \right)$  и

$C_e = \frac{2}{3} \pi^2 k_B T \left( \frac{k_B T}{\varepsilon_{F0}} \right)$ , соответственно.

В последующих разделах этой главы приведены экспериментальные данные подтверждающие выводы теории локализации электронов в ямах крупномасштабного ФП в случае, когда переход металл – диэлектрик индуцируется магнитным полем. К ним относятся: экспериментальные зависимости магнитного поля индуцирующего переход металл – диэлектрик от концентрации электронов и степени компенсации; температурные и магнитополевые зависимости компонент тензора проводимости, результаты изучения распространения ультразвука и СВЧ волн в неупорядоченных полупроводниках. Эти результаты полностью согласуются с выводами,

вытекающими из модели локализации электронов в ФП, рассматривающей материал как металлические капли в диэлектрической матрице. В зависимости от напряженности магнитного поля можно выделить ряд областей, различающихся поведением компонент тензора сопротивления при изменении температуры  $T$  и магнитного поля  $B$ . В слабых магнитных полях  $\rho_{xx}$ ,  $\rho_{zz}$  и постоянная Холла  $R_H = \rho_{xy}/B$  очень слабо зависят от  $B$  и  $T$ . В области более сильных магнитных полей как  $\rho_{xx}$ , так и  $\rho_{zz}$  являются экспоненциально растущими функциями обратной температуры и магнитного поля (с энергией активации  $\varepsilon_0$ ), тогда как  $R_H$  слабо зависит от  $B$  и  $T$  (см. рис. 1). Наконец, в области еще более сильных магнитных полей  $R_H$  также растет с ростом  $B$  и  $1/T$ . Эти три области соответствуют металлической проводимости, локализации электронов в крупномасштабном ФП и магнитному вымораживанию на отдельные примеси, которые сменяют друг друга с ростом  $B$ .

В области локализации электронов в крупномасштабном ФП вещество представляет собой металлические капли (ямы флуктуационного потенциала, заполненные электронами) в диэлектрической матрице. В силу крупномасштабности ФП внутри этих капель проводимость может быть описана классическими выражениями. Случай квантового ФП характеризуется наличием холловского провала - минимум на зависимости  $R_H(B)$  (см. рис. 1), - природа которого проанализирована в диссертации. Также, в этом случае, соотношение между предэкспоненциальными множителями компонент тензора проводимости имеет вид  $\sigma_{0xx}(T) \propto \sigma_{0zz}^{-1/3}(T)$ . Экспериментальные исследования электронной теплоемкости  $C_e$  продемонстрировали ее слабую зависимость от  $B$  и соответствующие расчетным ее значения, что свидетельствует в пользу локализации электронов в ямах крупномасштабного ФП, как механизма перехода металл – диэлектрик.

Дальнейшие разделы (1.6.1 и 1.6.2) этой главы посвящены описанию низкотемпературного поведения проводимости в неупорядоченных полупроводниках с крупномасштабным флуктуационным потенциалом. Как известно, при низких температурах проводимость металлического типа определяется квантовыми поправками к формуле Друде, возникающими вследствие интерференции рассеянных электронных волн (слабая локализация) и

перенормировки электрон - электронного взаимодействия. Температурная и магнитополевая зависимости проводимости при этом определяются соотношениями  $\sigma(T) = \sigma_0 + a\sqrt{T}$  и  $\sigma(T) = \sigma_0 + b\sqrt{B}$ .

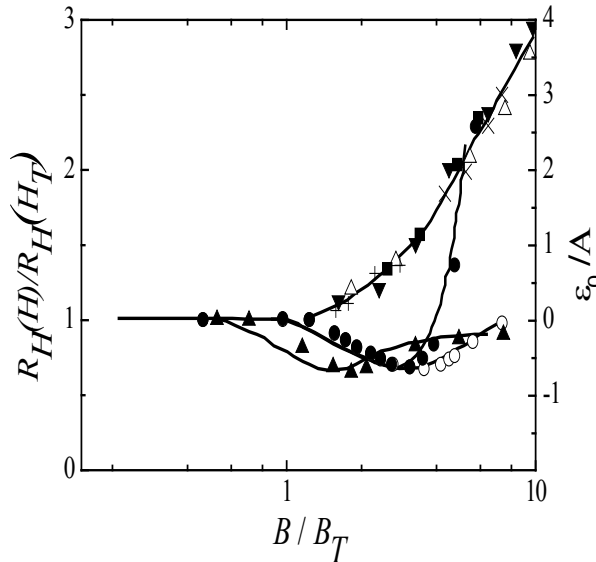


Рис.1. Магнитополевые зависимости энергии активации проводимости (+,  $\Delta$ ,  $\nabla$ ,  $\blacksquare$ ,  $\times$ ) и коэффициента Холла  $R_B$  ( $\bullet$ ,  $\circ$ ,  $\blacktriangle$ ) для n-InSb ( $n = 5,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $K \approx 0,8$ ) ( $\bullet$ ,  $\circ$ ,  $\blacksquare$ ) –  $A = 0,9$  мэВ и нескольких образцов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $\nabla$ ) –  $A = 0,23$  мэВ; ( $\times$ ) –  $A = 0,25$  мэВ; (+) –  $A = 0,125$  мэВ; ( $\Delta$ ) –  $A = 0,125$  мэВ. Измерения выполнены при  $T$ , К: ( $\bullet$ ) – 0,35; ( $\circ$ ) – 4,2; ( $\blacktriangle$ ) – 2,2.

В нашем случае для образцов близких к перколяционному переходу металл – диэлектрик характер температурной и магнитополевой зависимостей соответствует предсказаниям теории, однако значения коэффициентов  $a$  и  $b$  с ними не совпадают. Обнаруженное отличие расчетных и экспериментальных значений коэффициентов  $a$  и  $b$  объясняется тем, что перколяционный кластер, по которому осуществляется проводимость, занимает лишь часть объема образца. В силу этого локальные значения проводимости и концентрации электронов в канале протекания отличаются от эффективных, рассчитанных в предположении об однородности среды. Учет локальных значений параметров полупроводника приводит к значениям коэффициентов  $a$  и  $b$ , согласующимся с теоретическими расчетами.

В разделе 1.6.2 приведены результаты наблюдения необычного отрицательного магнетосопротивления (ОМС), которое в отличие от обычного ОМС имеет сразу 2 минимума или 2 максимума проводимости, как показано на рис.2.

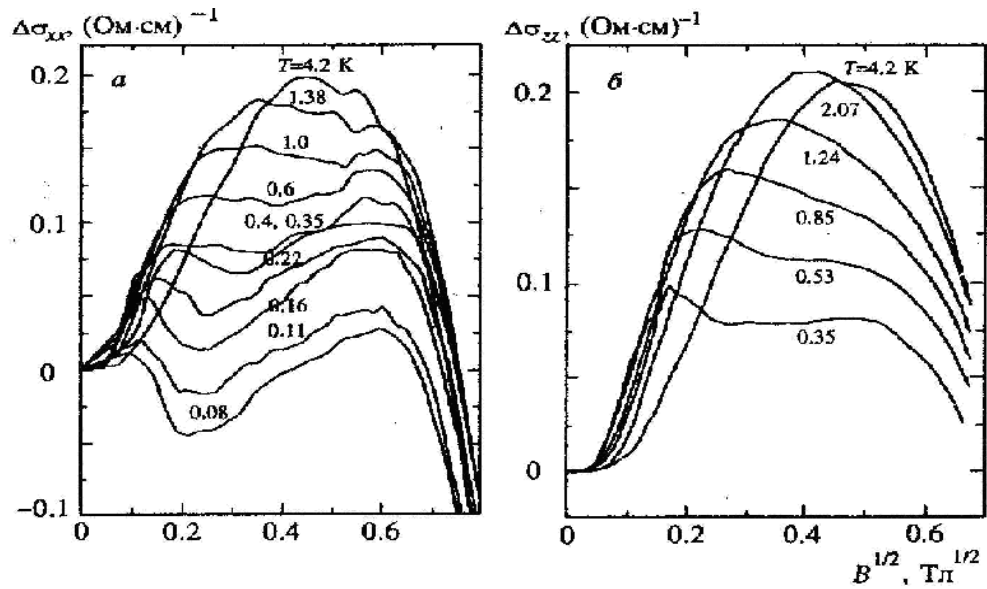


Рис.2. Зависимости изменения поперечной  $\Delta\sigma_{xx}$  и продольной  $\Delta\sigma_{zz}$  составляющих проводимости от магнитного поля для одного из образцов сильнолегированного и компенсированного InSb ( $n = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $K = 0.95$ ).

Второй максимум проводимости связан с расщеплением спиновых подзон. В системах с малым временем релаксации электронного импульса  $\tau$  и большим временем спиновой релаксации  $\tau_{s0}$ , когда  $\omega_c \tau \ll 1$ , а  $\omega_c \tau_{s0} \gg 1$ , уровни Ландау не расщеплены, а спиновые подзоны расщепляются на величину  $g^* \mu_B B$ . Это приводит к увеличению энергии Ферми в магнитном поле и, тем самым, к уменьшению сопротивления.

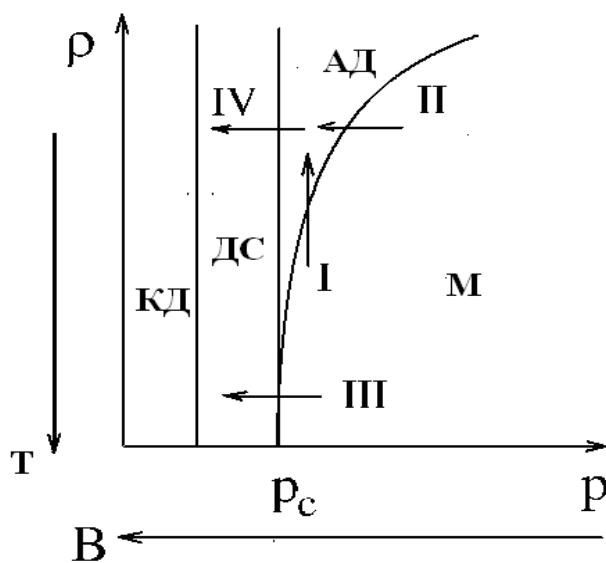


Рис.3. Фазовая диаграмма электронной системы в протекательной среде в магнитном поле,  $p_c$  – концентрация, соответствующая перколяционному переходу; М – металл; АД – андерсоновский диэлектрик; ДС – двухфазная среда, возникающая после перколяционного перехода металл – диэлектрик; КД – классический диэлектрик, электроны локализованы на примесях. Стрелками обозначены переходы, зафиксированные экспериментально.

На основе полученных результатов нами построена фазовая диаграмма перехода металл – диэлектрик, показанная на рис. 3, описание которой приведено в параграфе 1.6.3.

**В главе 2** «Некогерентная мезоскопика и квантование кондактанса в МДП структурах с крупномасштабным флуктуационным потенциалом» рассмотрены особенности мезоскопических эффектов в условиях перколяционной проводимости. Обычно мезоскопические эффекты присущи объектам, размеры которых соизмеримы с характерными масштабами их электрической неоднородности. Для некогерентных мезоскопических явлений в системах с перколяционной проводимостью это соответствует условию  $L \ll L_c$ , где  $L$  - длина канала, а  $L_c$  - радиус корреляции перколяционного кластера. В первом параграфе главы 2 описаны результаты наблюдения мезоскопических флуктуаций поперечного напряжения между холловскими зондами, которые возникают при изменении потенциала полевого электрода  $V_g$ , в макроскопических образцах (с размерами  $L \gg L_c$ ) МОП структур транзисторного типа на основе Si:B со встроенным  $p$ -каналом. Длина и ширина канала составляли 150 и 50 мкм, соответственно.

Физическая картина наблюдаемого явления представляется следующей. При положительных значениях  $V_g$  вблизи интерфейса полупроводник – оксид формируется квази-2D канал прыжковой проводимости, определяемый прыжками носителей заряда между ближайшими акцепторами, образующими случайную сетку [2, 3]. Средний размер ячеек такой сетки, характеризующий пространственный масштаб электрической неоднородности объекта, определяется корреляционной длиной перколяционного кластера  $L_c$ . С возрастанием  $V_g$  квази-2D канал прыжковой проводимости смещается вглубь слоя  $p$ -Si по нормали к поверхности, что сопровождается изменением конфигурации перколяционной сетки и, соответственно, вариацией локального потенциала в пределах  $\sim 2E_x \times L_c$ . По этой причине потенциал холловских зондов при изменении  $V_g$  испытывает флуктуации амплитудой  $2E_x \times L_c$ , проявляющиеся в зависимости  $V_y(V_g)$  (см. рис. 4), что можно использовать для измерения  $L_c$  и использовано в главе 5.

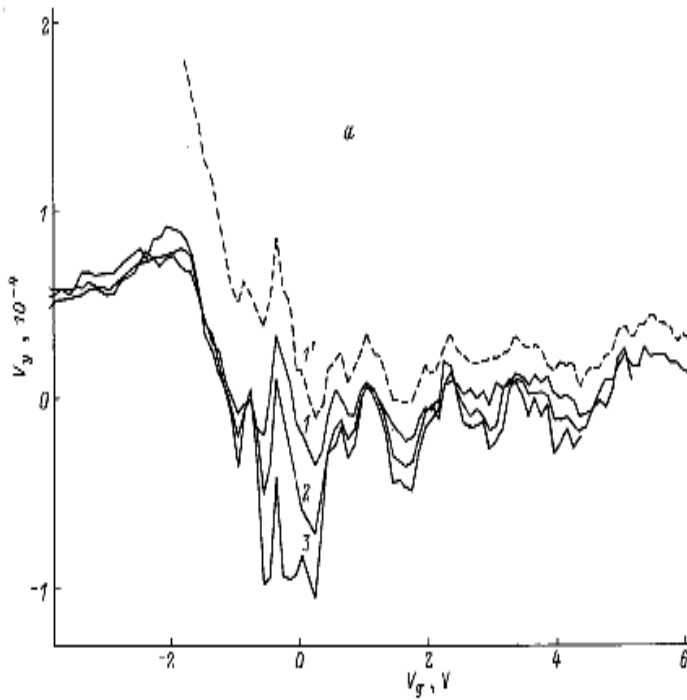


Рис. 4. Зависимость напряжения между холловскими зондами  $V_y$  от затворного напряжения  $V_g$  для кремниевой МОП структуры со встроенным каналом при  $V_x = 0.125$  В при различных температурах, К: 1, 1' - 23.6; 2 - 20.5; 3 - 18.1; кривая 1' получена в магнитном поле 0.7 Тл, остальные - в отсутствии магнитного поля.

В случае короткоканальных структур  $L \ll L_c$  на длине канала помещается лишь одна ячейка перколяционного кластера и сопротивление всей короткой, но широкой структуры определяется одной седловой точкой на пути протекания, причем минимальной из всех параллельно соединенных ячеек, расположенных вдоль широкой оси структуры. Этот случай рассмотрен в разделе 2.2, где показано, что в этих условиях структура проявляет квантование кондактанса на всем образце (см. рис 5). Это связано с предсказанным Бьютикером квантованием кондактанса [4] точечного контакта, однако, в нашем случае это наблюдается не в микроскопическом, а в мезоскопическом образце.

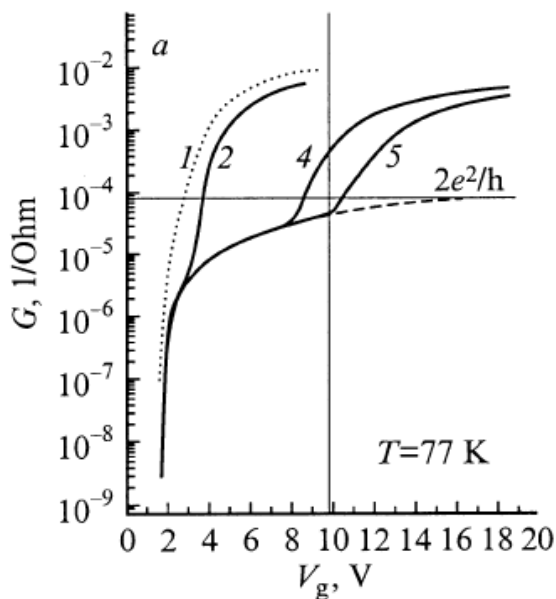


Рис. 5. Кривые эффекта поля для кремниевых транзисторных МНОП (металл-нитрид-оксид-полупроводник) структур с длинным ( $L_c \ll L$ , пунктир) и коротким каналом ( $L \ll L_c$ , сплошные линии) при  $T = 77$  К и различных значениях концентрации заряженных центров, создающих флуктуационный потенциал:  $2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (1, 2),  $4.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (3),  $5.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (4),  $6.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (5).

**Глава 3** «Свойства структур на основе разбавленных магнитных полупроводников» состоит из нескольких разделов. В первом из них 3.1 «Свойства и позиции, занимаемые атомами Mn в GaAs» приводятся литературные данные об основных свойствах Mn в GaAs.

В следующем разделе 3.2 приведены результаты ЭПР измерений свойств CdGeAs<sub>2</sub>:Mn. Валентность Cd – II, а Ge – IV, их средняя валентность равна III и, поэтому, этот материал сходен с GaMnAs. Однако в данном соединении Mn может замещать как Cd, так и Ge, но только Mn<sub>Ge</sub> является акцептором. В итоге показано, что лишь акцепторные состояния Mn ответственны за ферромагнитное упорядочение в РМП.

Раздел 3.3 «Двумерные структуры на основе РМП» сам состоит из ряда подразделов. Первый из них содержит обзор предыдущих работ, в котором показано, что исследовавшиеся до сих пор структуры на основе РМП GaMnAs реально двумерными не являлись, вследствие очень малой подвижности носителей заряда. Последнее приводит к большой ширине уровней размерного квантования, превышающей энергетический зазор между ними, и спектр носителей заряда в этих структурах остается трехмерным. Для реализации реально двумерных структур необходимо создавать структуры типа квантовая яма с отдаленным от нее слоем Mn (селективное легирование). Такие образцы были созданы по нашему заказу и их структура представлена на рис. 6.

Эти структуры, результаты исследования которых описаны в последующих разделах этой главы, отличаются относительно высокой подвижностью (до 3000 см<sup>2</sup>/В·с). Как показывают рентгеновские исследования Mn – содержащий слой и квантовая яма, не перекрываются между собой, а роль нановключений MnAs – незначительна.

В разделе 3.3.3 приведены результаты измерений шубниковских осцилляций, квантового эффекта Холла и циклотронного резонанса структур типа квантовая яма с отдаленным слоем магнитных атомов, схема которых показана на рис 6. Эти исследования показали, что энергетический спектр носителей заряда в квантовой яме соответствует 2D размерно-квантованным дыркам, а их эффективная масса составляет величину  $m^* \approx 0.14m_0$ .



cap-layer GaAs, 30-40 nm
$\delta$ -Mn
spacer GaAs, $d_s = 3$ nm
channel InGaAs, $d = 9-10$ nm
spacer GaAs, $\approx 10$ nm
$\delta$ -C
buffer GaAs, 0.4-0.5 $\mu$ m
substrate <i>i</i> -GaAs (100)

А

cap-layer GaAs, 60-80 нм
$\delta$ -layer Mn
spacer GaAs, 1-5 нм
QW InGaAs, 9-10 нм
GaAs, 5 нм
$\delta$ -Be
Buffer GaAs, 25 нм
Substrate GaAs, (100)

Б

Рис. 6 Схема структур, результаты исследования которых описаны в главе 3. Структура А изготовлена в НИФТИ ННГУ с использованием лазерного испарения Mn-мишени в процессе МОС-гидридной эпитаксии. Структура Б выращена по технологии МЛЭ в Purdue University (США).

Раздел 3.3.4 посвящен описанию электрофизических свойств этих структур. При исследовании их электрофизических свойств в зависимости от содержания марганца было обращено внимание на то, что с повышением содержания легирующей акцепторной примеси Mn имеет место переход металл – диэлектрик, связанный с локализацией носителей заряда в крупномасштабном флуктуационном потенциале (параграф 3.3.4.1), результаты изучения которого описаны в главе 1. Оценки, проведенные на основе теории локализации носителей заряда в крупномасштабном флуктуационном потенциале в двумерном случае [5], подтверждают этот вывод и, таким образом, при описании свойств этих структур необходимо учитывать особенности, связанные с близостью системы к перколяционному переходу металл-диэлектрик и описанные в главе 1.

Далее в параграфах 3.3.4.2 и 3.3.4.3. обсуждаются транспортные свойства этих структур и их связь с ферромагнитным упорядочением. Особенность на кривых  $R_{xx}(T)$  (см. рис. 7) широко используется в РМП как метод определения температуры Кюри и свидетельствует о ферромагнитном упорядочении в системе ниже температуры максимума на этой зависимости.

Существенно, что эта особенность имеет место только для образцов, легированных Mn, а образцы легированные немагнитной примесью (C) такой особенности не проявляют.

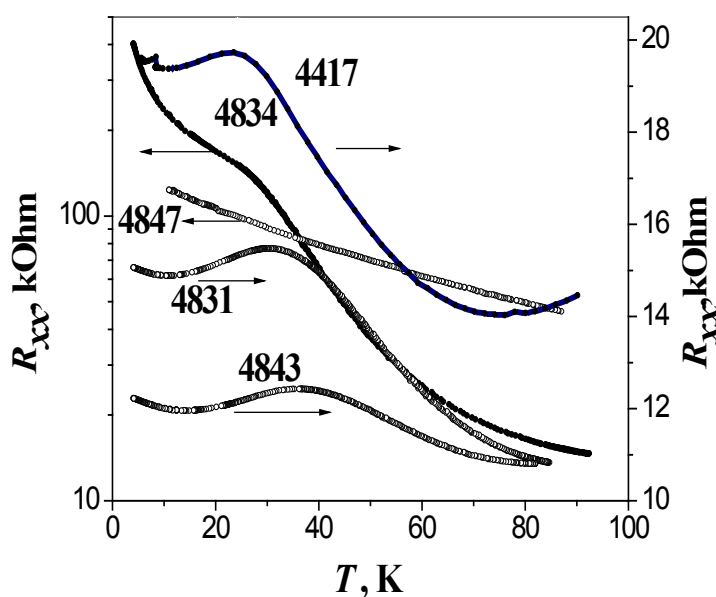


Рис. 7. Температурные зависимости сопротивления для легированных Mn образцов типа А с различным содержанием Mn от 0.3 до 1.2 в ед. эффективного монослоя (МС) и для образца 4847, легированного С вместо Mn. Стрелки указывают на то, к какой шкале относится кривая. Для образца легированного немагнитной примесью - С, аномалия на кривой  $R_{xx}(T)$  отсутствует, но присутствует для структур, легированных Mn.

Другим доказательством наличия ферромагнитного упорядочения в системе является наблюдение аномального эффекта Холла (АЭХ), магнитолевая зависимость которого представлена на рис. 8 и является нелинейной, свидетельствуя о насыщении намагниченности. Дело в том, что в магнитных материалах вклад в холловское сопротивление  $R_{xy}$  дают два эффекта: нормальный (связанный с силой Лоренца), пропорциональный внешнему магнитному полю, и аномальный эффект Холла, пропорциональный намагниченности.

$$R_{xy} = \frac{\rho_{xy}}{d} = R_{xy}^n + R_{xy}^a = \frac{R_0}{d} B + \frac{R_s}{d} M, \quad (1),$$

где  $d$  - толщина проводящего канала (в нашем случае – квантовой ямы),  $R_{xy}^n$  и  $R_{xy}^a$  - нормальная и аномальная компоненты холловского сопротивления,  $R_0$  - постоянная нормального эффекта Холла,  $R_s$  - константа АЭХ, обусловленного спин-орбитальным взаимодействием дырок и их спиновой поляризацией. Таким образом, АЭХ свидетельствует о наличии магнитного момента и спиновой поляризации носителей заряда.

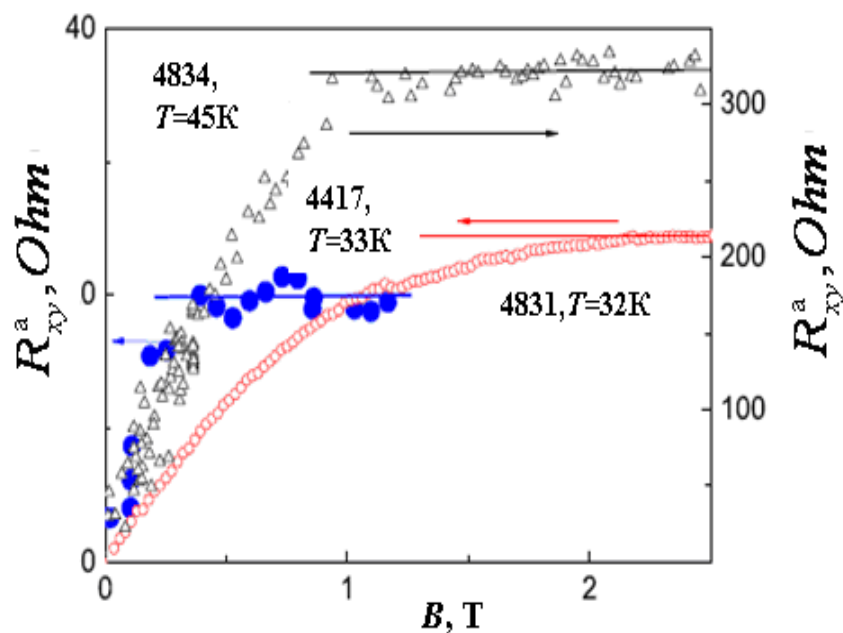


Рис.8. Магнитолевая зависимость АЭХ для нескольких образцов типа А с различным содержанием Mn (от 0.3 до 1.2 в ед. эффективного монослоя). Температуры, при которых проводились измерения и номера образцов указаны рядом с кривыми.

Исследования эффекта Холла и особенности на температурной зависимости сопротивления в случае III-Mn-V двумерных систем чрезвычайно информативны. Это связано с тем, что в данных структурах затруднены магнитные измерения в силу малости содержания магнитной примеси в образце (эффективная толщина слоя Mn менее 1 монослоя) и наличия достаточно толстой диамагнитной подложки. Кроме фиксации факта наличия ферромагнитного упорядочения, исследования АЭХ представляют интерес сами по себе, поскольку вопрос о механизме АЭХ в РМП дискутируется и не вполне ясен, тем более в 2D системах. Нами впервые обнаружен АЭХ в 2D РМП структурах, что свидетельствует о спиновой поляризации носителей заряда в этом случае (параграф 3.3.4.3). Выяснен характер зависимостей АЭХ от температуры и магнитного поля.

Особенно интересной оказалась температурная зависимость АЭХ, которая демонстрирует смену его знака с понижением температуры (см. рис. 9), хотя знак нормальной компоненты эффекта Холла остается неизменным. Этот эффект свидетельствует о смене механизма АЭХ. Тем самым, впервые экспериментально доказано существование и существенная роль собственного механизма АЭХ в 2D системах.

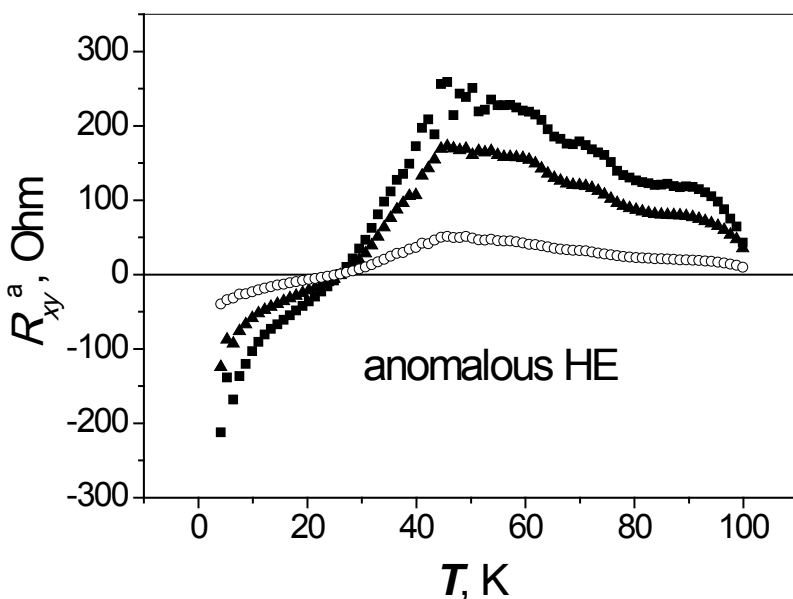


Рис. 9. Температурные зависимости  $R_{xy}^a$ , полученные для образца типа А (содержание Mn 0.25 МС) при  $B = 0.3$  Т (кружки), 1 Т (треугольники) и 3 Т (квадраты).

При исследовании магнетосопротивления и нормального эффекта Холла (раздел 3.3.4.4.) показано, что, в силу неоднородности распределения Mn, в этих структурах имеет место фазовое расслоение образца на металлические ферромагнитные и диэлектрические парамагнитные области. Эта среда эквивалентна двухфазной среде, описанной в главе 1 и возникающей в процессе перехода металл – диэлектрик. В таких средах вклад в проводимость дают обе фазы. Поэтому в диэлектрических образцах, несмотря на активационный характер проводимости, проявляются особенности, связанные с осцилляциями Шубникова - де Газа, а ОМС связано с квантовыми поправками к проводимости и спин - зависящим рассеянием. При изменении параметров структуры, области одного типа (например, металлические) могут сливаться, приводя к перколяционному переходу. Учет флуктуационного потенциала (раздел 3.3.5 «Количественное описание флуктуационного потенциала, численные расчеты») позволяет количественно описать зависимость  $R_{xx}(T)$  и показать, что в задаче имеются две температуры ферромагнитного упорядочения: локальное значение температуры Кюри в металлической, ферромагнитной капле и температура установления глобального ферромагнитного упорядочения, которая является температурой “магнитного перколяционного перехода”.

В разделе 3.3.6 этой главы обсуждаются магнитные свойства данных структур. Магнитное состояние структуры зависит от содержания магнитных атомов Mn,

определяющего, тем самым, ее магнитный момент, а также степень ее неоднородности. При малых содержаниях Mn и слабой неоднородности наблюдается привычное гистерезисное ФМ поведение намагниченности. При больших содержаниях Mn и сильном флуктуационном потенциале, как указывалось выше, в среде происходит фазовое расслоение образца на металлические ферромагнитные и диэлектрические парамагнитные области. При этом Mn – содержащий слой представляет собой ряд ферромагнитных островков, которые при пониженных температурах объединяются в единый ферромагнитный кластер. В этом случае намагниченность ведет себя необычно, демонстрируя «веслообразный» гистерезис, состоящий из двух петель, сдвинутых от нулевого магнитного поля в область сильных полей. Данные результаты адекватно объясняются в рамках представлений о неоднородном распределении Mn. В частности, атомы Mn, проникающие в покровный слой (cap-layer) структуры (см рис. 6), представляют собой антиферромагнитные области. При этом указанный выше сдвиг гистерезиса связан с пиннингом ферромагнитных областей в Mn – содержащем слое антиферромагнитными областями в слое спейсера и покровного слоя.

Для выяснения относительной роли различных механизмов ферромагнитного упорядочения в системе и спиновой поляризации носителей заряда в квантовой яме (КЯ) были проведены измерения температуры Кюри в зависимости от глубины КЯ и толщины спейсера, отделяющего ее от слоя магнитной примеси. Эти исследования описаны в разделе 3.3.7. и результаты их представлены на рис. 10 и 11. Рассмотрены два возможных механизма, приводящих к ферромагнитному упорядочению в системе и спиновой поляризации дырок в КЯ: а) обмен между ионами Mn через хвосты волновых функций дырок в КЯ [6, 7] и б) формирование ферромагнитного упорядочения внутри Mn – содержащего слоя [8, 9]. В последнем случае образуется двумерный ферромагнитный слой с сильно разнесенными по энергии уровнями спинов с противоположной ориентацией, которые различно взаимодействуют с дырками в КЯ, приводя к их поляризации.

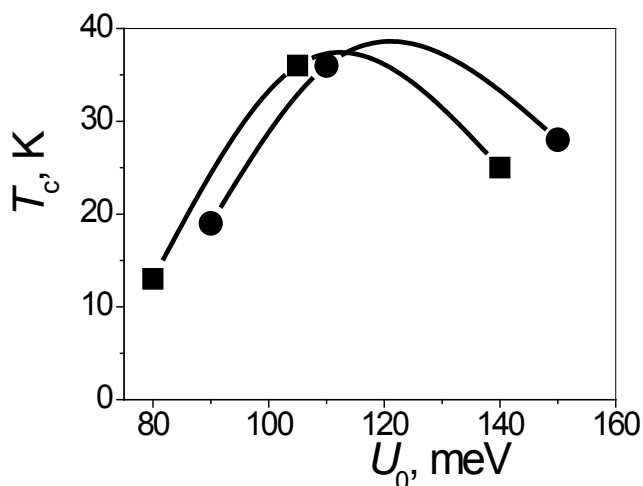


Рис. 10. Зависимость температуры Кюри от глубины квантовой ямы  $U_0$  для образцов с одинаковым содержанием Mn, толщиной спейсера 3 нм и шириной ямы 10 нм, но с переменным содержанием In ( $x$ ) (кружки,  $C_{Mn} \approx 0.3 MC$ ; квадраты,  $C_{Mn} \approx 0.25 MC$ ). Видно, что эта зависимость немонотонна и имеет максимум при  $U_0 \approx 120 meV$ .

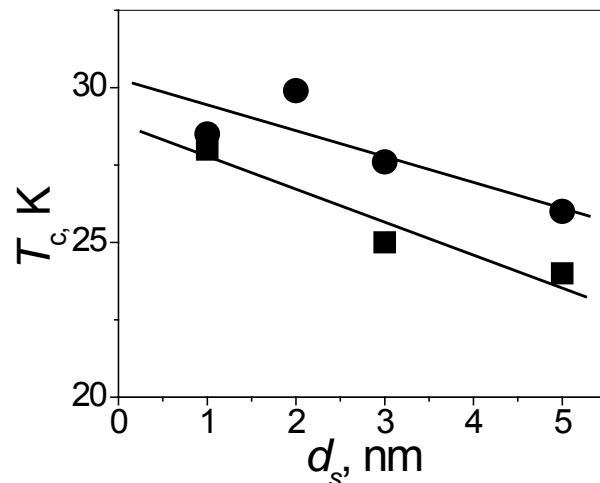


Рис. 11. Зависимость температуры Кюри от толщины спейсера для образцов с одинаковыми концентрациями Mn и In и шириной квантовой ямы  $d \approx 10$  нм.: ( $C_{Mn} \approx 0.3 MC, x = 0.3$ ) - кружки и ( $C_{Mn} \approx 1 MC, x = 0.2$ ) - квадраты. Линии проведены для удобства глаз читателя.

Согласно первому механизму, температура Кюри ( $T_C$ ) зависит от концентрации носителей заряда в КЯ, которая увеличивается с ростом ее глубины, и, соответственно, увеличивается  $T_C$ . Однако, с ростом глубины КЯ потенциальный барьер, который она представляет собой, тоже увеличивается, а амплитуда волновой функции носителей заряда за пределами КЯ уменьшается. Поэтому при дальнейшем увеличении глубины КЯ температура Кюри падает. Наличие этих двух конкурирующих эффектов объясняет немонотонную зависимость  $T_C$  от глубины КЯ, представленную на рис. 10. Согласно этому механизму температура Кюри должна экспоненциально убывать с увеличением толщины спейсера, что противоречит данным, представленным на рис. 11. Зато они согласуются со вторым механизмом упорядочения. В итоге показано, что за ферромагнитное упорядочение в системе и спиновую поляризацию дырок в КЯ ответственны оба механизма действующие параллельно (совместно).

В итоге в главе 3 показано, что в структурах типа квантовая яма с отдаленным слоем магнитной примеси имеется магнитное упорядочение и спиновая поляризация носителей заряда в квантовой яме; выявлены механизмы

ферромагнитного упорядочения в данных структурах и роль близости перехода металл - диэлектрик. Эти исследования проведены впервые и могут служить стимулом для развития нового направления в физике магнитных полупроводников - низкоразмерные системы с пространственно разделенными проводящим слоем и слоем магнитной примеси.

**Четвертая глава** « $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$  ( $x \approx 0.35$ ) – высокотемпературная ферромагнитная структура на основе полупроводника» - посвящена описанию результатов исследования свойств магнитных полупроводниковых структур на основе кремния, к которым в последнее время появился сильный интерес, поскольку такие материалы могут быть использованы при создании устройств спинтроники и легко интегрированы в существующую микроэлектронную технологию. В отличие от предыдущих работ, где изучались материалы с низким содержанием Mn, слабым ферромагнетизмом и в которых отсутствовали проявления ферромагнетизма в электронном транспорте (АЭХ), в настоящей работе исследовались транспортные и магнитные свойства  $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$  пленок с содержанием Mn около 35 %. Эти образцы были получены методом совместного лазерного осаждения Si и Mn на  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и GaAs подложки при температурах роста  $T_g = 300\text{-}350$  °C. Способ их получения и их структурные свойства описаны в первом разделе этой главы. В следующем разделе 4.2 обсуждаются проводимость и эффект Холла в данных структурах. Показано, что полученные слои обладают металлическим типом проводимости, которая слабо зависит от температуры. Впервые в  $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$  системе обнаружен аномальный эффект Холла (АЭХ), наблюдаемый вплоть до комнатных температур и имеющий существенно гистерезисный характер (рис.12). Наблюдение АЭХ свидетельствует о наличии высокотемпературного ферромагнетизма в данных структурах, а в силицидах Mn типа  $\text{Mn}_4\text{Si}_7$  (слабых зонных ферромагнетиках с температурой Кюри  $T_C \approx 43$  К) АЭХ не наблюдается. При этом для образцов  $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Al}_2\text{O}_3$  с  $x \approx 0.35$  знак аномальной компоненты эффекта Холла (ЭХ) противоположен знаку его нормальной компоненты, отвечающей дырочному типу проводимости  $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ . Установлено также, что в этом случае аномальная компонента ЭХ полностью определяет его поведение вплоть до 300 К, сохраняя гистерезисный характер до  $\approx 230$  К. Для пленок  $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ , полученных на GaAs подложках, гистерезис АЭХ практически отсутствует, а его знак оказался положительным. В этом случае АЭХ

проявляется на порядок сильнее при  $T = 300$  К, а магнитный момент на атом Mn возрастает в несколько раз.

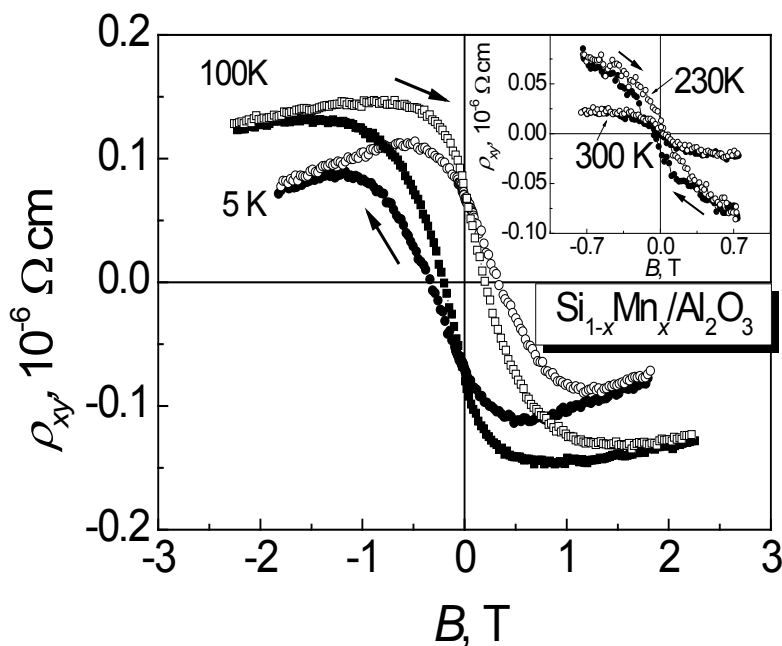


Рис. 12. Магнитополевые зависимости холловского сопротивления для образца  $Mn_xSi_{1-x}/Al_2O_3$  при различных температурах.

Результаты измерения намагниченности, описанные в разделе 4.3 этой главы, полностью соответствуют результатам измерения АЭХ. Из измерений намагниченности найдена температура Кюри ( $T_C$ ) пленок, которая превышает 300 К (см. рис.13), а также магнитный момент на атом марганца, равный  $(0.1-0.2) \cdot \mu_B/Mn$  для образцов  $Mn_xSi_{1-x}/Al_2O_3$ .

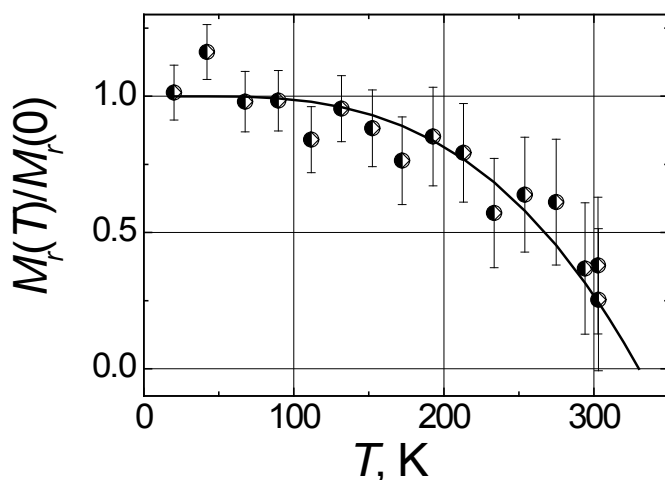


Рис. 13. Температурная зависимость остаточной намагниченности для образца  $Mn_xSi_{1-x}/Al_2O_3$ .

Сильный ферромагнетизм полученных пленок невозможно объяснить за счет формирования силицидов Mn, поскольку для последних  $T_c < 50$  К. Мы полагаем,



что данный материал не является однофазным, а включает магнитные молекулярные кластеры типа  $MnSi_y$ , содержащие междоузельные ионы Mn с локализованным магнитным моментом  $\approx(2-3) \mu_B/Mn$ , встроенные в матрицу слабого зонного ферромагнетика типа  $MnSi_{2-x}$  ( $x \approx 0.25$ ) с делокализованной спиновой плотностью. Исходя из измерений намагниченности, мы оценили концентрацию магнитных кластеров  $\approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , что составляет (3-5) % от общего содержания Mn. При этом число атомов Si, приходящихся на один междоузельный атом Mn в кластере, оказалось  $y \approx 4-5$ , что соответствует числу ближайших атомов Si в случае тетраэдрического окружения ими атома Mn в позиции внедрения.

Для объяснения полученных результатов была разработана модель дальнего ферромагнитного порядка, в которой учитывается возможность упорядочения локальных моментов магнитных кластеров  $MnSi_y$  при высоких температурах как путем обычного РККИ – обмена через свободные носители заряда, концентрация которых достигает  $\approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , так и путем обмена через спиновые флуктуации (парамагноны) матрицы [8, 9]. Эта модель изложена в разделе 4.4 данной главы. Обмен через спиновые флуктуации фактически приводит к стонеровскому усилению РККИ взаимодействия и обуславливает возрастание температуры Кюри в  $Mn_xSi_{1-x}$  пленках. Показано, что в этих условиях, благодаря термическим возбуждениям спиновой плотности, ферромагнитный порядок может возникать при температуре, значительно превышающей собственную температуру силицида типа  $MnSi_{2-x}$  ( $x \approx 0.25$ ). Оцененные на основе этой модели температуры Кюри согласуются с результатами эксперимента.

Особенности свойств этих структур в зависимости от типа подложки, мы связываем с многообразием устойчивых фаз силицидов (не менее 5) типа  $MnSi_{2-x}$  с близкими содержаниями ( $x = 0.25-0.28$ ), формирование которых зависит от типа подложки.

В итоге показано, что соединения  $Si_{1-x}Mn_x$  ( $x \approx 0.35$ ) демонстрируют при  $T > 300 \text{ K}$  ферромагнетизм, который проявляется как в магнитных измерениях, так и в электронном транспорте (АЭХ). Природа ферромагнитного упорядочения в этих веществах связана с нанометровыми магнитными включениями, представляющими собой молекулярные кластеры типа  $MnSi_y$  с локализованным магнитным моментом, встроенные в матрицу слабого зонного ферромагнетика типа  $MnSi_{2-x}$  ( $x$

$\approx 0.25$ ) с делокализованной спиновой плотностью, обменное взаимодействие между которыми осуществляется через спиновые флуктуации (парамагноны). Данные проведенных нами исследований могут внести вклад в формирование нового направления в спинтронике: исследование магнитных полупроводников на основе Si с высоким содержанием Mn, а исследованные структуры, по - видимому, могут быть использованы в роли спиновых инжекторов.

**В главе 5** - «Магнитные наноконпозиты» - обсуждаются свойства магнитных наноконпозитов (гранулированных металлов), представляющих собой магнитные наногранулы в диэлектрической или полупроводниковой матрице. Параграф 5.1 посвящен свойствам GaSb, содержащего около 10% Mn. Структурные исследования показали, что в этом материале, полученном осаждением из лазерной плазмы, около 5% Mn замещают Ga, а остальные присутствуют в виде гранул MnSb, который является ферромагнетиком с температурой Кюри более 500 К. В отличии от однофазных GaMnSb систем, в пленках с ферромагнитными нановключениями АЭХ проявляет гистерезисный характер вплоть до комнатной температуры. Ранее считалось, что такие системы обладают спин-стекольными свойствами и не ферромагнитны, поскольку гранулы расположены довольно далеко друг от друга и не взаимодействуют ни между собой, ни с носителями заряда. Оказалось, что взаимодействие носителей заряда с ферромагнитными включениями имеет место и образуется единая ферромагнитная система, с крупномасштабным параметром порядка, но лишь при высокой концентрации дырок, когда толщина барьеров Шоттки, окружающих ферромагнитные нанокластеры, сравнивается с длиной волновой функции дырок (характерной длиной их подбарьерного туннелирования). В этом случае дырки взаимодействуют с ферромагнитными включениями, а взаимодействие гранул между собой происходит через носители заряда. Тот факт, что ферромагнетизм в системе и АЭХ, в частности, зависят от концентрации дырок, демонстрируется данными, приведенными на рис. 14. При этом намагниченность различных образцов, представленных на этом рисунке, одинакова. Показано, что обсуждавшееся в литературе отсутствие АЭХ в III-V полупроводниках с ферромагнитными кластерами связано с малой концентрацией дырок.

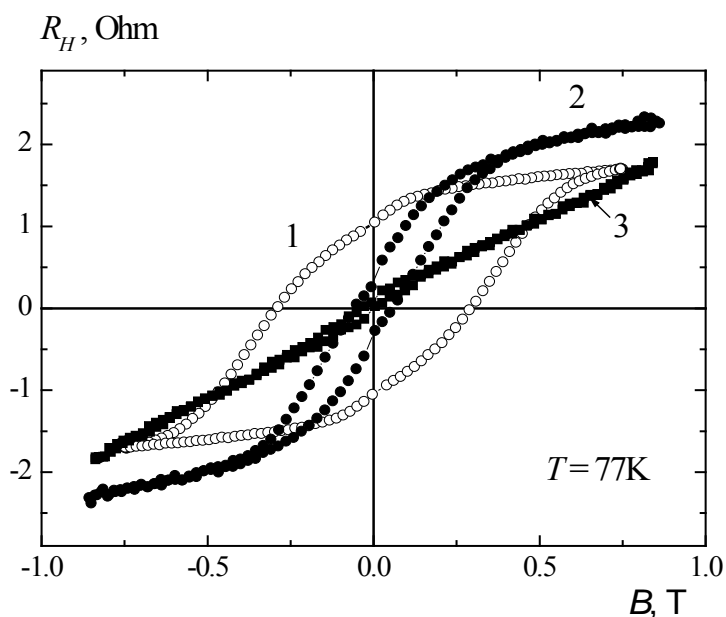


Рис.14. Зависимости холловского сопротивления от приложенного магнитного поля для трех образцов GaMnSb с различной концентрацией дырок: 1 -  $p = 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ; 2 -  $p = 1.5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ; 3 -  $p = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

В разделе 5.2 описаны особенности проводимости и природа ее температурной зависимости в пленках гранулированных металлов (нанокомпозитах)  $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$  с порогом перколяции  $x_c \approx 0.6$ . Вопрос о природе температурной зависимости в нанокомпозитах, отвечающей известному закону  $\sigma(T) \propto \exp\{-T_0/T\}^{1/2}$ , актуален по настоящее время, поскольку теория проводимости с переменной длиной прыжка в данном случае не применима. Одно из предположений (последнее) заключается в том, что проводимость осуществляется путем прыжков переменной длины между гранулами, включая транспорт электронов по виртуальным состояниям промежуточных гранул [10]. В этом же разделе представлены данные по исследованию релаксации магнетосопротивления при выключении магнитного поля и показано, что с помощью таких измерений удобно изучать релаксацию магнитных свойств. Также в этом разделе приведены результаты первого наблюдения АЭХ в режиме прыжковой проводимости.

В параграфе 5.3 «Квантоворазмерный переход металл-диэлектрик в нанокомпозитах» рассматриваются свойства нанокомпозита (гранулированный металл)  $\text{Fe}/\text{SiO}_2$  в непосредственной окрестности перехода металл – диэлектрик, с его металлической стороны, т.е. при  $(x-x_c)/x \ll 1$ . В этих условиях обнаружен новый тип перехода металл – диэлектрик, а именно квантоворазмерный перколяционный переход диэлектрик – металл по температуре. Проводимость нанокомпозита

вблизи перехода металл – диэлектрик определяется слабыми звеньями на пути протекания, которые представляют собой отдельные наногранулы металла, соединяющие металлические области большого размера, принадлежащие перколяционному кластеру. В силу нанометрового размера этих гранул (3 нм в данном случае) энергия электрона в них квантуется. Энергетическая щель между этими уровнями размерного квантования представляет собой барьер на пути протекания. При температуре превышающей эту энергетическую щель проводимость носит металлический характер. Переход металл – диэлектрик происходит при  $T = T_t$ , когда температура образца оказывается меньше этих энергетических барьеров на пути протекания. Этот переход проявляется в эксперименте как наблюдаемые при  $T = T_t$ : резкий рост постоянной Холла (приблизительно на порядок) и плотности электрических шумов (более чем на два порядка); появление телеграфного шума; отклонение зависимости  $\sigma(T)$  от закона  $\sigma \propto T^{1/2}$  и, наконец, пик на температурной зависимости корреляционной длины перколяционного кластера, измеренной по методике, описанной в параграфе 2.1 (см. рис.15).

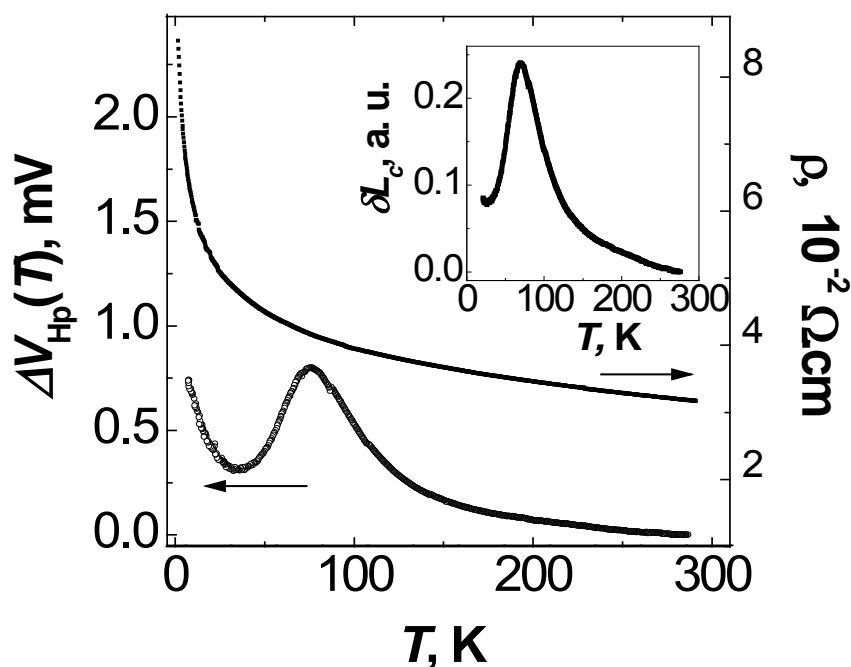


Рис. 15. Температурная зависимость напряжения  $\Delta V_{\text{Hp}}$  между холловскими контактами в сравнении с температурной зависимостью сопротивления всего образца  $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$  с  $x = 0.56 \approx x_c$ . На вставке показана температурная зависимость корреляционной длины перколяционного кластера.

В заключении приведены основные результаты работы.

## Публикации автора

Основные научные положения и выводы диссертационного исследования с достаточной полнотой отражены в статьях, опубликованных в ведущих отечественных и зарубежных рецензируемых научных изданиях:

1. Аронзон Б.А., Копылов А.В., Мейлихов Е.З., Раренко И.М., Тальянский Е.Б., Горбатюк И.Н. «Индукцированная магнитным полем локализация электронов во флуктуационном потенциале в  $Cd_xHg_{1-x}Te$ », **ЖЭТФ**, **89**, 126(1986).
2. Аронзон Б.А., Мейлихов Е.З., Копылов А.В., «Гальваномагнитные свойства  $Cd_xHg_{1-x}Te$  после перехода металл-диэлектрик», **ФТП**, **20**, 1457 (1986).
3. Аронзон Б.А., Копылов А.В., Мейлихов Е.З. «Электронная теплоемкость  $Cd_xHg_{1-x}Te$  вблизи перехода металл-диэлектрик», **ФТП**, **21**, 1112 (1986).
4. Аронзон Б.А., Никитин М.С., Чумаков Н.К., «Природа индуцированного магнитным полем перехода металл-диэлектрик  $Cd_xHg_{1-x}Te$ », **ФТП**, **22**, 897 (1988).
5. Аронзон Б.А., Чумаков Н.К., «Локализация электронов и гальваномагнитные свойства компенсированных кристаллов  $InSb$  and  $Cd_xHg_{1-x}Te$  в квантующих магнитных полях», **ФТТ**, **31**, 10 (1989).
6. Аронзон Б.А., Копылов А.В., Мейлихов Е.З., «Высокочастотная проводимость  $Cd_xHg_{1-x}Te$  вблизи перехода металл-диэлектрик», **ФТП**, **23**, 471 (1989).
7. Aronzon B.A., Tsidilkovskii I.M., «Magnetic field induced electron localization in fluctuation potential wells», **Phys. Stat. Sol. (b)**, **157**, 17-60 (1990).
8. Аронзон Б.А., Арапов Ю.Г., Зверева М.Л., Чумаков Н.К., Цидильковский И.М., Никитин М.С., «Проводимость n- $Cd_xHg_{1-x}Te$  в магнитных полях превышающих поле перехода металл-диэлектрик», **ФТП**, **24**, 687 (1990).
9. Аронзон Б.А., Дричко И.Л., "Переход металл-диэлектрик в  $InSb$  в магнитном поле" **ФТП**, **26**, (1992).
10. Aronzon B.A., G.Galeczki, G.Nimtz, «The electronic specific heat of narrow-gap semiconductors», **Phil. Mag. B**, **67**, 847 (1993).
11. Аронзон Б.А., Чумаков Н.К., Дитл Т., Вробель И., «Двухямное отрицательное магнетосопротивление и квантовые эффекты в проводимости компенсированных кристаллов  $InSb$ », **ЖЭТФ**, **105**, 405 (1994).
12. Aronzon B.A., Chumakov N.K., «Quantum effects and phase diagram of the electronic system of highly compensated semiconductors in magnetic fields», **Physica B**,

194, 1167 (1994).

13. Aronzon B.A., Chumakov N.K., «Temperature dependence of the InSb conductivity in the extreme quantum limit of magnetic fields», **Physica B**, **194-196**, 1165 (1994).

14. Aronzon B.A., Drichko I.L., Guillon F., «Double-dip negative magnetoresistance observation in magneto-acoustic measurements in InSb», **Physica B**, **219-220**, 50, (1996).

15. Аронзон Б.А., Чумаков Н.К., «Фазовая диаграмма состояния электронной системы сильнокомпенсированного полупроводника в магнитном поле», **ФТП**, **30**, 46 (1996).

16. Аронзон Б.А., Д.А. Бакаушин, А.С. Веденеев, Е.З. Мейлихов, В.В. Рыльков, «Квазиодномерный транспорт невырожденных электронов в двумерных системах с флуктуационным потенциалом», **Письма ЖЭТФ**, **66**, 633 (1997)

17. Аронзон Б.А., Д.А. Бакаушин, А.С. Веденеев, В.В. Рыльков, В.Е. Сизов, «Проявление в спектре мелких пограничных состояний эффектов перколяционной проводимости короткоканальных полевых транзисторов», **ФТП**, **31**, 1460 (1997).

18. Aronzon B.A., Rylkov V.V., Vedeneev A.S., Leotin J., «Incoherent mesoscopic phenomena in macroscopic Si:B MOS structures», **Physica A**, **241**, 259-266 (1997)

19. Aronzon B.A., Chumakov N.K., Snarskii A.A., Broto J.M., Rakoto H., Leotin J., «Transition to superlocalization in compensated InSb», invited lecture, Proceedings of «The 24th International conference on the physics of semiconductors», Israel 1998, p.43, ed by D. Gershoni, World Scientific, Singapore.

20. Aronzon B.A., D.A. Bakaushin, E.Z. Meilikhov, A.S. Vedeneev, V.V. Rylkov, V.E. Sizov, «Quantum Quasi-1D transport in Quasi-2D highly disordered structures», **Phys. Stat. Sol. (b)**, **205**, 83-86 (1998).

21. Б. А. Аронзон, Д.Ю. Ковалев, А.Н. Лагарьков, Е.З. Мейлихов, В.В. Рыльков, М.А. Седова, Н. Негре, М. Гойран, Дж. Леотин, «Аномальный эффект Холла в гранулированных пленках Fe/SiO<sub>2</sub> в режиме туннельной проводимости», **Письма в ЖЭТФ**, **70**, 87-92 (1999).

22. Б.А. Аронзон, А.Е. Варфоломеев, Д.Ю. Ковалев, А.А. Ликальтер, В.В. Рыльков, М.А. Седова, Проводимость, магнетосопротивление и эффект Холла в гранулированных пленках Fe/SiO<sub>2</sub>. **ФТТ**, **41**, No 6, 944 (1999).

23. B. Raquet, M. Goiran, N. Negre, J. Leotin, B. Aronzon, V. Rylkov, E. Meilikhov, «Quantum size effect transition in percolating nanocomposite films», **Phys. Rev. B** **62**, 17144 (2000).
24. Б.А. Аронзон, А.Б. Грановский, Д.Ю. Ковалев, Е.З. Мейлихов, В.В. Рыльков, М.А. Седова, «Концентрационное поведение аномального эффекта Холла в гранулированных пленках Fe/SiO<sub>2</sub> ниже порога протекания», **Письма в ЖЭТФ**, **71**, 687-692 (2000).
25. B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, D. Yu. Kovalev, E.Z. Meilikhov, A.N. Lagarkov, M.A. Sedova, M. Goiran, N. Negre, B. Raquet, J. Leotin, «Hopping Anomalous Hall Effect in Fe/SiO<sub>2</sub> Granular Films», **Phys. Stat. Sol. (b)**, **218**, 169 (2000).
26. B.A. Aronzon, E.Z. Meilikhov, V.V. Rylkov, A.N. Lagarkov, M.A. Sedova, I.A. Evstuhina, D. Yu. Kovalev, N. Negre, M. Goiran, J. Leotin, «Hall Effect in Insulating Fe/SiO<sub>2</sub> Magnetic Granular Films», **Physica B**, **284-288**, 1980 (2000).
27. A. Davydov, N. Chumakov, B. Aronzon, A. Vedeneev, D. Bakaushin, J. Galibert, J. Leotin, «Experimental study of saddle point conductance in strongly disordered Si-metal-nitride-oxide-semiconductor structure at high magnetic fields», **Physica B**, **298**, 491-495 (2001).
28. B. Aronzon, D. Kovalev, E. Meilikhov, V. Rylkov, B. Raquet, M. Goiran, N. Negre, J. Leotin, «Properties of Fe/SiO<sub>2</sub> nanocomposites near the percolation threshold» **The Physics of Metals and Metallography**, **91**, Suppl. 1, S110 – S115 (2001)
29. Аронзон Б.А., Бакаушин Д.А., Веденеев А.С., Давыдов А.Б., Мейлихов Е.З., Чумаков Н.К., "Проводимость электростатически разупорядоченных квазидвумерных полупроводниковых систем в области перколяционного перехода диэлектрик--металл", **ФТП**, **35**, 448 (2001)
30. В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон, А.Б. Давыдов, Д.Ю. Ковалев, Е. З. Мейлихов, "Долговременная релаксация магнитосопротивления в гранулярном ферромагнетике", **ЖЭТФ**, **121** (2002)
31. B. Aronzon, A. Davydov, D. Kovalev, E. Meilikhov, V. Rylkov, M. Sedova, J. Leotin, «Slow Magnetoresistance Relaxation in Fe/SiO<sub>2</sub>-nanocomposites», **JMMM** **242-245**, 631-633 (2002).
32. А.Б. Давыдов, Б.А. Аронзон, Д.А. Бакаушин, А.С. Веденеев, «О температурной зависимости проводимости электростатически разупорядоченных квазидвумерных

полупроводниковых систем в области перколяционного перехода диэлектрик-металл», **ФТП**, **36**, 1241 (2002)

**33.**Б.А. Аронзон, А.Б. Грановский, С.Н. Николаев, Д.Ю. Ковалев, Н.С. Перов, В.В. Рыльков. «Особенности эффекта Холла в двухслойных пленках Cr/Co». **ФТТ**, **46**, 1441-1445 (2004).

**34.** В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон, Ю.А.Данилов, Ю.Н.Дроздов, В.П.Лесников, К.И. Маслаков, В.В.Подольский, «Особенности эффекта Холла в слоях GaMnSb, полученных осаждением из лазерной плазмы», **ЖЭТФ** **127**, 838-849 (2005).

**35.**С. В. Гуденко, Б. А. Аронзон, В. А. Иванов, «Изучение обменных взаимодействий ионов Mn в матрице CdGeAs<sub>2</sub> методом ЭПР», Письма в **ЖЭТФ**, **82**, 591 (2005).

**36.**Ю.В.Васильева, Ю.Н.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, Е.А.Ганьшина, Н.С.Перов, Е.Н.Виноградов, «Свойства структур на основе GaAs, легированного Mn из лазерной плазмы в процессе МОС-гидридной эпитаксии», **ФТП**, **39**, 87-91 (2005).

**37.**V.A. Kulbachinskii, R.A. Lunin, P.V. Gurin, V.A. Aronzon, A.B. Davydov, V.V. Rylkov, Yu.A. Danilov, B.N. Zvonkov, «Transport and magnetotransport properties of Mn-doped In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs quantum well structures», **ЖМММ**, **300**, e16 (2006).

**38.**Б.А. Аронзон, А.Б. Грановский, А.Б. Давыдов, М.Е. Докукин, Ю.Е. Калинин, С.Н. Николаев, В.В. Рыльков, А.В. Ситников, В.В. Тугушев, «Планарный эффект Холла и анизотропное магнетосопротивление в слоистых структурах Co<sub>0.45</sub>Fe<sub>0.45</sub>Zr<sub>0.1</sub>/(a-Si) с перколяционной проводимостью», **ЖЭТФ**, **130**, 127-136 (2006).

**39.**Б.А. Аронзон, А.Б. Грановский, А.Б. Давыдов, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, В.В. Рыльков, Е.А. Ускова. «Свойства InGaAs/GaAs квантовых ям с δ<Mn> – легированным слоем в GaAs», **ФТТ**, **49**, 165-171 (2007).

**40.**М. А. Чуев, И. А. Субботин, Э. М. Пашаев, В. В. Квардаков, Б. А. Аронзон, «Фазовые соотношения в анализе кривых рентгеновской рефлектометрии от сверхрешеток», **Письма в ЖЭТФ**, **85**, 21 (2007).



41. Гурин П.В., Кульбачинский В.А., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н., Аронзон Б.А., Давыдов А.Б., Рыльков В.В. «Транспорт и ферромагнетизм в структурах с InGaAs квантовой ямой, дельта - легированной Mn», **ЖЭТФ**, **132**, 205 (2007).
42. В.А. Aronzon, S.V. Kapelnitsky and A.S. Lagutin, *Transport and Magnetic Properties of Nanogranular Metals*, in: *Physico-chemical phenomena in thin films and at solid surface*, v.34 (Ed. L. Trakhtenberg, S. Lin, O. Ilegbusi), Elsevier 2007.
43. 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, Аномальный эффект Холла в  $\delta$ -легированных Mn GaAs/In<sub>0.17</sub>Ga<sub>0.83</sub>As/GaAs квантовых ямах с высокой подвижностью дырок, **Письма в ЖЭТФ**, **85**, 32 (2007).
44. В.А. Aronzon, Disorder effects in dilute magnetic semiconductors, **Nanotechnology Perceptions**, **4**, 165-178 (2008).
45. Б. А. Аронзон, А. С. Лагутин, В. В. Рыльков, В. В. Тугушев, В. Н. Меньшов, А. В. Лейскул, Р. Лайхо, О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов, Б. Н. Звонков, Магнитные свойства квантовых ям GaAs/ $\delta$ -Mn/GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs, **Письма в ЖЭТФ**, **87**, 192 (2008).
46. В. Aronzon, A. Lagutin, V. Rylkov, et al. Disorder effects in GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs quantum well delta doped with Mn. **Phys. Stat. Sol. (c)**, **5**, 814–818 (2008).
47. В.А. Aronzon, M.V. Kovalchuk, E.M. Pashaev, et al., «Structural and transport properties of GaAs/ $\delta$ -Mn/GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs quantum wells», **J. Phys.: Condens. Matter**, **20**, 145207-145215 (2008).
48. М.А. Чуев, Б.А. Аронзон, Э.М. Пашаев, М.В. Ковальчук и др. «Реальная структура, магнитные и транспортные свойства разбавленных магнитных полупроводников», **Микроэлектроника**, **37**, 83-100 (2008).
49. E.S. Demidov, В.А. Aronzon, S.N. Gusev, V.V. Karzanov, A.S. Lagutin, V.P. Lesnikov, S.A. Levchuk, S.N. Nikolaev, N.S. Perov, V.V. Podolskii, V.V. Rylkov, M.V. Sapozhnikov, A.V. Lashkul. High-temperature ferromagnetism in laser-deposited layers of silicon and germanium doped with manganese or iron impurities. **J. Magn. Magn. Mater.** **321**, 690 (2009).
50. С.Н. Николаев, Б.А. Аронзон, В.В. Рыльков, и др. «Аномальный эффект Холла в Si пленках, сильно легированных Mn», **Письма ЖЭТФ**, **89**, 707 (2009).

51. М.А. Панков, Б.А. Аронзон, В.В. Рыльков, А.Б. Давыдов, Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова, Э.М. Пашаев, М.А. Чуев, Б.Н. Звонков, А. V. Lashkul, R. Laiho, «Ферромагнитный переход в структурах GaAs/Mn/GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs с двумерным дырочным газом», **ЖЭТФ**, **136**, 346-355 (2009).
52. В.А. Aronzon, М.А. Pankov, V.V. Rylkov, E.Z. Meilikhov, A.S. Lagutin, E.M. Pashaev, М.А. Chuev, V.V. Kvardakov, I.A. Likhachev, O.V. Vihrova, A.V. Lashkul, E. Lahderanta, A.S. Vedeneev, P. Kervalishvili, “Ferromagnetism of low-dimensional Mn-doped III-V semiconductor structures in the vicinity of the insulator-metal transition”, **J. Appl. Phys.** **107**, 023905 (2010).
53. Б.А. Аронзон, С.Д. Лазарев, В.П. Лесников, С.Н. Николаев, В.В. Подольский, В.В. Рыльков. Способ получения ферромагнитного кремния для изделий спинтроники. Патент РФ на изобретение № 2386186. Опубликовано: 10.04.2010, Бюл. №10.
54. Vikram Tripathi, Kusum Dhochak, В. А. Aronzon, V. V. Rylkov, A. B. Davydov, Bertrand Raquet, Michel Goiran, and K. I. Kugel, Charge inhomogeneities and transport in semiconductor heterostructures with a Mn  $\delta$ -layer, **Phys. Rev. B** **84**, 075305 (2011).
55. В. А. Aronzon, V. V. Rylkov, S. N. Nikolaev, V. V. Tugushev, S. Caprara, V. V. Podolskii, V. P. Lesnikov, A. Lashkul, R. Laiho, R. R. Gareev, N. S. Perov and A. S. Semisalova, «Room-temperature ferromagnetism and anomalous Hall effect in Si<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub> ( $x \approx 0.35$ ) alloys», **Phys. Rev. B** **84**, 075209 (2011).

### Цитируемые публикации

1. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979
2. А.С. Веденеев, А.Г. Гайворонский, А.Г. Ждан, А. Моделли, В.В. Рыльков, Ю.Я. Ткач. Письма в ЖЭТФ, 60(6), 457-461(1994).
3. A.S. Vedeneev, A.G. Gaivoronskii, A.G. Zhdan, A. Modelli, V.V. Rylkov, Yu. Ya. Tkach. Appl. Phys. Lett., 64(19), 2566-2568(1994).
4. Buttiker M. Phys.Rev.B. **41**, 7906 (1990).
5. В.А. Гергель, Р.А. Сурис, ЖЭТФ **75**, 191 (1978).
6. Е. З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова, Письма в ЖЭТФ, **87**, 568 (2008)
7. E. Z. Meilikhov, R. M. Farzetdinova, Physics letters A, **372**, 4641 (2008).

8. V. N. Men'shov, V. V. Tugushev, S. Caprara, et al., Phys. Rev. B **80**, 035315 (2009)
9. V.N. Men'shov, V.V. Tugushev, S.Caprara, Eur. Phys. J. B **77**, 337 (2010)
10. M. V. Feigel'man, A. S. Ioselevich, ЖЭТФ письма **81**, 341 -347 (2005); I. P. Zvyagin, R. Keiper, Philos. Mag. B **81**, 9 (2001).

## **Приложение:**

Содержание диссертации.

Введение

Глава 1. Индуцированный магнитным полем переход металл-диэлектрик в полупроводниках с крупномасштабным флуктуационным потенциалом.

1.1. Классический флуктуационный потенциал

1.1.1. Оптимальная флуктуация.

1.1.2. Структура оптимальной флуктуации.

1.1.3. Термодинамика электронов во ФП.

1.2. Квантовый флуктуационный потенциал

1.2.1. Оптимальная флуктуация.

1.2.2. Структура оптимальной флуктуации

1.2.3. Термодинамика электронов во ФП.

1.3. Критерии перехода

1.3.1. Поле перехода

1.3.2. Экспериментальные значения поля перехода

1.4. Свойства вещества в диэлектрической фазе. Классический флуктуационный потенциал

1.4.1. Гальваномагнитные свойства неоднородной среды в магнитном поле.

1.4.2. Результаты эксперимента

1.4.3. Особенности локализации электронов в бесщелевых

полупроводниках.

1.5. Свойства вещества в диэлектрической фазе. Квантовый потенциал.

1.5.1. Качественные модели.

1.5.2. Результаты эксперимента. Гальваномагнитные свойства.

1.5.3. Холловский провал (Hall dip)

#### 1.5.4. Электронная теплоемкость.

1.6. Особенности квантовых интерференционных эффектов в проводимости и андерсоновской локализации в полупроводниках с крупномасштабным флуктуационным потенциалом.

1.6.1. Особенности квантовых интерференционных эффектов в проводимости структур при наличии крупномасштабного флуктуационного потенциала.

1.6.2 Природа второго минимума магнитосопротивления.

1.6.3. Фазовая диаграмма состояния электронной системы в полупроводниках с крупномасштабным флуктуационным потенциалом.

Глава 2. Некогерентная мезоскопика и квантование кондактанса в МДП структурах с крупномасштабным флуктуационным потенциалом.

2.1 Макроскопическая мезоскопика

2.2 Квантование кондактанса в макроскопических структурах.

Глава 3. Свойства структур на основе разбавленных магнитных полупроводников.

3.1 Свойства и позиции, занимаемые атомами Mn в GaAs.

3.2 Какие магнитные атомы дают основной вклад в ферромагнитное упорядочение? ЭПР измерения свойств  $\text{CdGeAs}_2:\text{Mn}$ .

3.3 Двумерные структуры на основе РМП

3.3.1. Зачем нужны двумерные структуры на основе РМП и первые попытки их исследования.

3.3.2. Структура двумерных квантовых ям с удаленным слоем Mn.

3.3.3. Характер электронного спектра носителей заряда в КЯ.

3.3.4. Электрофизические свойства

3.3.4.1 Температурная зависимость сопротивления и переход металл – диэлектрик

3.3.4.2 Температурная зависимость сопротивления и ферромагнитное упорядочение.

3.3.4.3. Аномальный эффект Холла

3.3.4.4. Магнетосопротивление и нормальный эффект Холла (Эффекты разупорядоченности).

3.3.5. Количественное описание флуктуационного потенциала, численные расчеты  $R_{xx}(T)$  и  $T_c$ , спектр электрических шумов

3.3.6. Магнитные свойства

3.3.7. Механизмы ферромагнитного упорядочения в системе и спиновой поляризации носителей заряда в КЯ

Глава 4.  $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$  ( $x \approx 0.35$ ) – высокотемпературная ферромагнитная структура на основе полупроводника.

4.1 Структурные свойства

4.2 Проводимость и аномальный эффект Холла

4.3 Магнитные свойства

4.4 Физическая модель

Глава 5. Магнитные нанокompозиты.

5.1. РМП с магнитными наногранулами

5.2. Особенности свойств гранулированных металлов Fe/SiO<sub>2</sub>

5.2.1. Проводимость.

5.2.2. Релаксация магнетосопротивления.

5.2.3 Температурное и концентрационное поведение эффекта Холла вблизи перехода металл-диэлектрик

5.3. Квантоворазмерный переход металл-диэлектрик в нанокompозитах

Заключение