

**Российская Академия Наук
Научный совет РАН по проблеме "Физика полупроводников"
Уральское отделение РАН
Институт физики металлов УрО РАН
Уральский государственный университет им. А.М. Горького
Объединенное физическое общество РФ (Свердловское отделение)**

XV Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников

**Электронные свойства низкоразмерных систем
Системы с магнитными примесями и спиновые явления
ВТСП и новые сверхпроводящие материалы**

16-21 февраля 2004 г.
Екатеринбург - Кыштым

ПРОГРАММА И ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Екатеринбург 2004

**Russian Academy of Sciences
Scientific Council RAS “Physics of the semiconductors”
Ural Division of the Russian Academy of Sciences
Institute of Metal Physics
Ural State University**

XV Ural International Winter School on the Physics of Semiconductors

**Electronic properties of low dimensional systems
Magnetic impurity compounds and spin phenomena
HTSC and new superconductors**

**February 16 - 21, 2004
Ekaterinburg**

PROGRAMME AND ABSTRACT BOOK

Ekaterinburg 2004

XV Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников организована Институтом физики металлов Уральского отделения РАН

Организационный комитет

В.И. Окулов (председатель)	д.ф.-м.н.,	ИФМ УрО РАН
Ю.Г. Арапов (зам. председателя)	к.ф.-м.н.,	ИФМ УрО РАН
Т.Б. Чарикова (отв. секретарь)	к.ф.-м.н.,	ИФМ УрО РАН
Е.А. Памятных	д.ф.-м.н.,	УрГУ
Г.А. Альшанский	к.ф.-м.н.,	ИФМ УрО РАН
А.Н. Игнатенков	к.ф.-м.н.,	ИФМ УрО РАН
В.Л. Константинов	к.ф.-м.н.,	ИФМ УрО РАН
В.Н. Неверов	к.ф.-м.н.,	ИФМ УрО РАН
Т.Е. Говоркова	м. н. с.,	ИФМ УрО РАН
К.С. Сазонова	м. н. с.,	ИФМ УрО РАН

Программный комитет

Ю.Г. Арапов (председатель)	к.ф.-м.н.	ИФМ УрО РАН
М.В. Садовский	академик РАН,	ИЭФ УрО РАН
Б.А. Аронзон	к.ф.-м.н.,	РНЦ «Курчатовский институт», Москва
Г.М. Миньков	д.ф.-м.н.,	НИИ ФПМ УрГУ
А.И. Пономарев	д.ф.-м.н.,	ИФМ УрО РАН
В.И. Соколов	д.ф.-м.н.,	ИФМ УрО РАН
Т.П. Суркова	к.ф.-м.н.,	ИФМ УрО РАН
Г.И. Харус	к.ф.-м.н.,	ИФМ УрО РАН
Шелушина Н.Г.	к.ф.-м.н.,	ИФМ УрО РАН

Финансовая поддержка школы:

Российский фонд фундаментальных исследований

Институт физики металлов УрО РАН

Уральский государственный университет, НОЦ «Перспективные материалы»

XV Ural International Winter School on the Physics of Semiconductors is organized by the Institute of Metal Physics of the Ural Division of the Russian Academy of Sciences (IPM UD RAS)

Organized Committee

V.I. Okulov	IMP, Chairman
G.A. Alshanskii	IMP
Yu.G. Arapov	IMP
T.B. Charikova	IMP, Secretary
T.E. Govorkova	IMP
A.N. Ignatenkov	IMP
V.L. Konstantinov	IMP
V.N. Neverov	IMP
E.A. Pamyatnyh	USU
K.S. Sazonova	IMP

Program Committee

Yu.G. Arapov	IMP, Chairman
M.V. Sadovskii	IEP
B.A. Aronzon	RSC KIAE
G.I. Harus	IMP
G.M. Minkov	USU
A.I. Ponomarev	IMP
N.G. Shelushinina	IMP
V.I. Sokolov	IMP
T.P. Surkova	IMP

Sponsored by

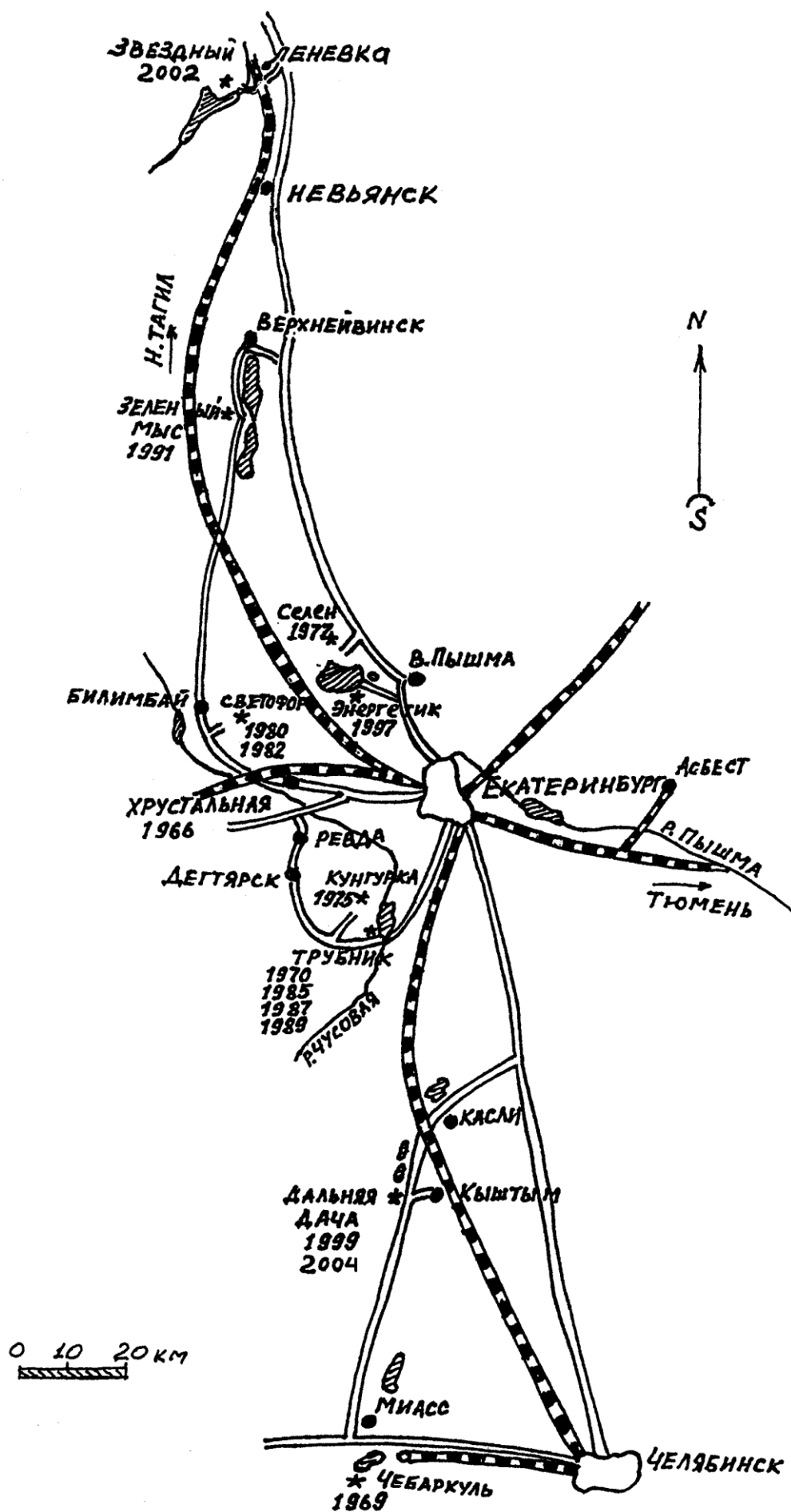
Russian Foundation for Basic Research

Institute of Metal Physics, Ural Division of the RAS

Ural State University REC “Advanced materials”

География Уральских зимних школ по физике полупроводников.

1. 1966 год, т.б. "Хрустальная", Первоуральск, Свердловская область
2. 1 - 6 марта 1969 года, сан. УралВО "Чебаркуль", Чебаркуль, Челябинская область
3. 15 - 21 марта 1970 года, б.о. "Трубник", Курганово, Свердловская область
4. 1975 год, б.о. "Кунгурка", Кунгурка, Свердловская область
5. 14 - 19 марта 1977 года, б.о. "Селен", Среднеуральск, Свердловская область
6. 1 — 7 марта 1980 года, б.о. "Светофор", Билимбай, Свердловская область,
7. 28 февраля - 5 марта 1982 года, б.о. "Светофор", Билимбай, Свердловская область
8. 28 февраля - 3 марта 1985 года, б.о. "Трубник", Курганово, Свердловская область
9. 3 - 8 марта 1987 года, б.о. "Трубник", Курганово, Свердловская область
10. 27 февраля - 3 марта 1989 года, б.о. "Трубник", Курганово, Свердловская область
11. 2 - 10 марта 1991 года, пансионат "Зеленый мыс", Верх-Нейвинск, Свердловская область
12. 3 - 7 марта 1997 года, б.о. "Энергетик", Коптяки, Свердловская область
13. 15 - 20 февраля 1999 года, санаторий "Дальняя дача", Кыштым, Челябинская область
14. 18 — 22 февраля 2002 года, б.о. «Звездный», Н.Тагил (Леневка), Свердловская область
15. 16 - 21 февраля 2004 года, санаторий "Дальняя дача", Кыштым, Челябинская область



Информация для участников школы

Школа проводится в санатории «Дальняя дача», расположенном на окраине г. Кыштыма Челябинской области. Место расположения санатория относится к живописному лесному району Южного Урала.

Распорядок дня в санатории:

Завтрак	8:30 – 9:30	В перерывах заседаний
Обед	13:30 – 14:30	будет подаваться
Ужин	20:00 – 21:00	чай и кофе

Участники школы могут воспользоваться услугами, предоставляемыми санаторием. Работают лыжная база, баня, ночной бар, клуб, организовано медицинское обслуживание.

Расписание работы школы:

16.02.04 Понедельник	17.02.04 вторник	18.02.04 среда	19.02.04 четверг	20.02.04 пятница
Прибытие на автобусах из Екатеринбурга в 17:00 Регистрация, поселение. В 19:00 товарищеский ужин	Б. зал 9:30 Открытие 10:00-13:30 Устн. доклады L1;L2 и L3;L4 16:30-20:00 Устн. доклады L5;L12 и L6;L7	Б. зал 9:30-13:30 Устн. доклады M1;M2 и M3;L8 14:30-16:30 Экскурсия 16:30-19:00 Устн. доклады M4;M8 и L9 19:20-20:00 Стендовая сессия	9:30-13:30 Б. зал Устн. доклады L10;L11 и M5;M6 М. зал Устн. доклады L17;L16;L18 L15;L14;L;13 L23 16:30-19:00 Б.зал Устн. доклады M7;M9;M18 М. зал Устн. доклады L19;L22;L21;L20 19:00 Банкет	Б.зал 9:30-13:30 Устн. доклады S1;S2 и S3;S4; M10 16:30-20:00 Устн. доклады M11;L35 L37;M12; S5

На устных заседаниях докладчикам для демонстраций будут предоставлены кодоскопы и мультимедийный проектор. Напоминаем просьбу представлять иллюстративные материалы на английском языке. Для стендового доклада предоставляется площадь 1.5 x 0.8 м².

Отъезд участников школы в Екатеринбург на автобусах будет организован 21 февраля в 11:00.

Вторник 17 февраля 2004 г

Открытие школы

Большой зал

9:30 – 10:00

Утреннее заседание

Большой зал

10:00 – 13:30

Председатель

№	Докладчик	Название доклада	Время
L1	Волков В.А.		10:00-10:50
		Осцилляции магнитосопротивления 2D электронных систем в "дошубниковских" магнитных полях	
L2	Парфеньев Р.В.		10:50-11:40
		Вертикальный и планарный квантовый транспорт в гетеропереходах II типа (GaInSbAs/InAs)	
Перерыв 20 мин.			
L3	Каган М.С.		12:00-12:50
		Стимулированное излучение терагерцового диапазона из напряженных <i>p</i> -Ge и структур SiGe/Si.	
L4	Кульбачинский В.А.		12:50-13:30
		Electron properties and superconductivity in low dimensional carbon-based structures	

Вторник 17 февраля 2004 г

Вечернее заседание

Большой зал

16:30-20:00

Председатель

№	Докладчик.	Название доклада	Время
L5	Дричко И.Л.		16:30-17:20
		Взаимодействие дырок с поверхностными акустическими волнами (ПАВ) в гетероструктурах Si/SiGe с квантовым эффектом Холла	
L12	Sheregii E.M.		17:20-18:10
		Parallel magneto-transport in MQW structures	
Перерыв 20 мин.			
L6	Дубровский Ю.В.		18:30-19:20
		Магнитотуннельная спектроскопия низкоразмерных электронных систем	
L7	Чукалина М.В.		19:20-20:00
		Использование вэйвлет преобразования для анализа физических сигналов	

Среда 18 февраля 2004 г

Утреннее заседание

Большой зал

9:30–13:30

Председатель

№	Докладчик	Название доклада	Время
M1	Godlewski M.		9:30-10:20
		ZnSe:Cr – new perspective material for optoelectronic applications	
M2	Хохлов Д.Р.		10:20-11:10
		О связи задержанной фотопроводимости с фазовым переходом в легированных твердых растворах на основе теллурида свинца	
Перерыв 20 мин.			
M3	Suchocki A.		11:30-12:20
		Nephelauxetic effect in luminescence of Cr ³⁺ doped lithium niobate and garnets	
L8	Zytkiewicz Z.R.		12:20-13:10
		Epitaxial lateral overgrowth of semiconductor structures – physics, technology and applications	

Среда 18 февраля 2004 г

Вечернее заседание

Большой зал

16:30-20:00

Председатель

№	Докладчик	Название докладов	Время
M4	Patanè A.		16:30-17:20
		Dilute GaAsN: an "unusual" alloy band structure probed by magneto-tunnelling spectroscopy	
M9	Robouch B.V.		17:20-18:10
		A statistical strained-tetrahedron model to describe local structure of ternary zincblende crystals: interpretation of EXAFS and far IR vibrational spectra	
Перерыв 20 мин.			
L9	Пчеляков О.П.		18:30-19:20
		Современное состояние и перспективы развития технологии молекулярно - лучевой эпитаксии	

Среда 18 февраля 2004 г

Стендовая сессия

Зал для стендовых докладов

19:20-20:00

Председатель

№	Докладчик	Название доклада
L24	Волкова Я.Ю.	Электрические характеристики одностенных углеродных нанотрубок при давлениях до 50 гпа. Применение импедансной спектроскопии
L25	Гавриленко Л.В.	Поглощение света при переходах электронов между локализованными и резонансными состояниями мелких доноров в квантовых ямах
L26	Заводько И.В.	Тонкопленочные структуры на основе полупроводниковых материалов селенида свинца и твердых растворов селенида свинца и кадмия. Фотоэлектрические приборы на их основе
L27	Иконников А.В.	Субмиллиметровое примесное магнитопоглощение в гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами
L28	Патраков А.Е.	Осцилляции магнитосопротивления двумерного электронного газа в присутствии микроволнового излучения
L29	Молдавская Л.Д.	Продольный электронный транспорт и ИК фотопроводимость в структурах InGaAs/GaAs с квантовыми точками
L30	Морозова Е.Н.	Сильное влияние магнитного поля на омическую проводимость немагнитных туннельных структур
L31	Неверов В.Н.	Немонотонная температурная зависимость сопротивления гетероструктур p-Ge/Ge _{1-x} Si _x в области перехода металл-диэлектрик
L32	Якунин М.В.	Спиновые эффекты в индуцированном параллельным магнитным полем магнитосопротивлении двойной квантовой ямы n-In _x Ga _{1-x} As/GaAs
L33	Лошкарева Н.Н.	Оптическая индикация электронных неоднородностей в слоистых манганитах

Среда 18 февраля 2004 г

Стендовая сессия

Зал для стендовых докладов

19:20-20:00

Продолжение списка стендовых докладов

№	Докладчик	Название докладов
L34	Кобелев А.В	Двумерные реологические модели в описании вязкоупругих свойств миокарда
L36	Лончаков А.Т.	Особенности 2D-термоэдс увлечения и магнитосопротивления в гетероструктурах p-Ge/GeSi на металлической стороне перехода металл-диэлектрик
L38	Германенко А.В.	Антилокализация в квантовых ямах GaAs/InGaAs/GaAs
M13	Несмелова И.М.	Электрофизические свойства полумагнитных твёрдых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$
M14	Петров С.Б.	Симметричный анализ фазового перехода в допированном ZnSe
M15	Тихомирова Г.В.	Динамика фазового перехода высокого давления в галогенидах аммония
M16	Игнатенков А.Н.	К интерпретации полупроводниковых свойств сплавов Гейслера
M17	Сазонова К.С.	Концентрационный максимум электронной подвижности в кристаллах HgSe:Fe . Экспериментальные данные и их интерпретация на основе теории резонансного рассеяния.
M19	Лончаков А.Т.	Низкотемпературные аномалии фононной теплопроводности полупроводников $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$, легированных примесями переходных 3-d элементов.

Четверг 19 февраля 2004 г

Утреннее заседание

Большой зал

9:30–13:30

Председатель

№	Докладчик	Название докладов	Время
L10	Majewski J.A.		9:30-10:20
		Semiconductor spintronics – recent achievements and prospects	
L11	Gaj J.A.		10:20-11:10
		Spectroscopy of neutral and charged excitons in CdTe – based doped quantum wells	
Перерыв 20 мин.			
M5	Кикоин К.А.		11:30-12:20
		Разбавленные ферромагнитные полупроводниковые сплавы	
M6	Сибельдин Н. Н.		12:20-13:10
		Магнитостабилизированные связанные состояния в полупроводниках	

Четверг 19 февраля 2004 г

Вечернее заседание

Большой зал

16:30-19:00

Председатель

№	Докладчик	Название докладов	Время
М7	Ирхин В.Ю.		16:30-17:20
		Ферромагнетизм и переход металл— диэлектрик в многоэлектронных моде- лях сильнокоррелированных систем	
М9	Голуб Л.Е.		17:20-18:10
		Спиновая релаксация в объёмных по- лупроводниках и гетероструктурах	
М18	Окулов В.И.		18:10-19:00
		Эффекты резонансного рассеяния электронов на донорных примесях в полупроводниках	

Четверг 19 февраля 2004 г

Утреннее заседание

Малый зал

9:30–13:30

Председатель

№	Докладчик	Название доклада	Время
L17	Альперович В.Л		9:30-10:00
		Плазмоны в двумерных слоях щелочных металлов на поверхности полупроводников	
L16	Пудонин Ф.А.		10:00-10:50
		Формирование и исследование модификаций углерода на основе многослойных углеродных наноструктур	
L18	Болтаев А.П.		10:50-11:20
		Проводимость островковых металлических пленок	
Перерыв 20 мин.			
L15	Садюфьев Ю.Г.		11:40-12:10
		Положительная и отрицательная остаточная фотопроводимость в квантовой яме InAs/AlSb	
L14	Якунин М.В.		12:10-12:40
		Исследования размерно-квантованной валентной зоны Ge в потенциальной яме p -Ge/Ge _{1-x} Si _x с помощью гальваномагнитных эффектов	
L13	Раданцев В.Ф.		12:40-13:10
		Эффект Константинова-Шика и кинетический конфайнмент в обогащенных слоях InAs	
L23	Степина Н.П.		13:10-13:30
		Долговременная кинетика прыжковой проводимости в гетеросистеме с квантовыми точками Ge B Si	

Четверг 19 февраля 2004 г

Вечернее заседание

Малый зал

16:30-19:00

Председатель

№	Докладчик	Название доклада	Время
L19	Новокшенов С.Г.		16:30-17:20
		Слабая локализация в многослойных системах и сверхрешетках	
L22	Давыдов А.Б.		17:20-17:50
		Долговременные релаксации проводимости сильно разупорядоченных двумерных структур металл- нитрид-оксид- полупроводник	
Перерыв 20 мин.			
L21	Демина П.Б.		18:10-18:40
		Способы повышения квантовой эффективности электролюминесценции гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs	
L20	Блошкин А.А.		18:40-19:00
		Перенос дырок в двумерных массивах квантовых точек германия в кремнии	

Пятница 20 февраля 2004 г

Утреннее заседание

Большой зал

9:30–13:30

Председатель

№	Докладчик	Название доклада	Время
S1	Садовский М.В.		9:30-10:20
		Оптическая проводимость псевдощелевого состояния в модели «горячих точек» на поверхности Ферми	
S2	Митин А.В.		10:20-11:10
		Наблюдение аномалий в поведении электронных свойств $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ при $T \leq 1200 \text{ K}$	
Перерыв 20 мин.			
S3	Москвин А.С.		11:30-12:10
		Self-trapping of charge transfer excitons and the nucleation of electron-hole droplets in insulating cuprates	
S4	Чарикова Т.Б.		12:10-12:40
		Влияние беспорядка на анизотропию транспортных свойств квазидвумерного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$.	
M10	Гудков В.В.		12:40-13:30
		Ультразвуковые исследования фазового перехода в ZnSe:Ni	

Пятница 20 февраля 2004 г

Вечернее заседание

Большой зал

16:30-20:00

Председатель

№	Докладчик	Название доклада	Время
M11	Кулеев И.Г.		16:30-17:10
		Механизм релаксации Ландау – Румера в кубических кристаллах германия, кремния и алмаза	
L35	Альшанский Г.А.		17:10-17:40
		Самосогласованный расчет закона дисперсии и плотности состояний пространственно-квантованных дырок. Образование самосогласованной двойной квантовой ямы в одиночной широкой квантовой яме.	
Перерыв 20 мин.			
L37	Шерстобитов А.А.		18:00-18-30
		Разогрев 2D электронного газа. Механизмы релаксации энергии	
M12	Михеев В.М.		18:30-19:10
		Модельное описание коррелированных состояний примесных дырок с помощью конфигурационной энтропии системы твердых шаров	
S5	Бойко И.И.		19:10-20:00
		Экранирование и обменное взаимодействие в электронной системе	

СОДЕРЖАНИЕ

Секция L. Электронные свойства низкоразмерных систем

L1	Волков В.А.	26
Осцилляции магнитосопротивления 2D электронных систем в "до-шубниковских" магнитных полях		
В.А. Волков, Э.Е. Тахтамиров		
L2	Парфеньев Р.В.	27
Вертикальный и планарный квантовый транспорт в гетеропереходах II типа (GaInSbAs/InAs)		
Н.С. Аверкиев, В.А. Березовец, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, Р.В. Парфеньев, К.С. Романов, В.И. Нижанковский		
L3	Каган М.С.	28
Стимулированное излучение терагерцового диапазона из напряженных <i>p</i> -Ge и структур SiGe/Si.		
М.С. Каган, И.В. Алтухов, В.П. Синис, Е.Г. Чиркова, Р.Т. Трёгер, С.К. Рей, Дж. Колодзей, А.А. Прокофьев, М.А. Одноблюдов, И.Н. Ясиевич		
L4	Кульбачинский В.А.	29
Electron properties and superconductivity in low dimensional carbon-based structures		
L5	Дричко И.Л.	31
Взаимодействие дырок с поверхностными акустическими волнами (ПАВ) в гетероструктурах Si/SiGe с квантовым эффектом Холла		
Г.О. Андрианов, И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, И.Ю. Смирнов, О.А. Mironov, М. Mironov, Т.Е. Whall		
L6	Дубровский Ю.В.	32
Магнитотуннельная спектроскопия низкоразмерных электронных систем		
L7	Чукалина М.В.	33
Использование вэйвлет преобразования для анализа физических сигналов		
L8	Zytkiewicz Z.R.	35
Epitaxial lateral overgrowth of semiconductor structures – physics, technology and applications		
Z.R. Zytkiewicz, D. Dobosz and J. Domagala		
L9	Пчеляков О.П.	37
Современное состояние и перспективы развития технологии молекулярно - лучевой эпитаксии		

L10	Majewski J. A. Semiconductor spintronics – recent achievements and prospects	38
L11	Gaj J. Spectroscopy of neutral and charged excitons in CdTe – based doped quantum wells Piotr Kossacki, Paulina Płochocka, Wiktor Maślana, Jan Gaj	39
L12	Sheregii E.M. Parallel magneto-transport in MQW structures	40
L13	Раданцев В.Ф. Эффект Константинова-Шика и кинетический конфайнмент в обогащенных слоях InAs В.Ф. Раданцев, А.М. Яфясов, В.В. Кружаев, Г.И. Кулаев	42
L14	Якунин М.В. Исследования размерно-квантованной валентной зоны Ge в потенциальной яме $p\text{-Ge/Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с помощью гальваномагнитных эффектов М.В. Якунин, Г.А. Альшанский, Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, Н.Г. Шелушинина, Г.И. Харус, О.А. Кузнецов	44
L15	Садофьев Ю.Г. Положительная и отрицательная остаточная фотопроводимость в квантовой яме InAs/AlSb	46
L16	Пудонин Ф.А. Формирование и исследование модификаций углерода на основе многослойных углеродных наноструктур Т.Н. Заварицкая, В.А. Караванский, Н.Н. Мельник, Ф.А. Пудонин	48
L17	Альперович В.Л. Плазмоны в двумерных слоях щелочных металлов на поверхности полупроводников	50
L18	Болтаев А.П. Проводимость островковых металлических пленок А.П.Болтаев, Н.А.Пенин, А.О.Погосов, Ф.А.Пудонин, Н.Н.Сибельдин	51
L19	Новокшенов С.Г. Слабая локализация в многослойных системах и сверхрешетках	53
L20	Блошкин А.А. Перенос дырок в двумерных массивах квантовых точек германия в кремнии А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.А. Блошкин, А.И. Никифоров	55

L21	Демина П.Б. Способы повышения квантовой эффективности электролюминесценции гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, Е.И. Малышева, Е.А. Ускова.	56
L22	Давыдов А.Б. Долговременные релаксации проводимости сильноразупорядоченных двумерных структур металл- нитрид- оксид- полупроводник А.Б.Давыдов, Б.А.Аронзон	58
L23	Степина Н.П. Долговременная кинетика прыжковой проводимости в гетеросистеме с квантовыми точками Ge В Si. Н.П. Степина, А.И. Якимов, А.В. Ненашев, А.В. Двуреченский, А. В. Перегоедов, А.И. Никифоров.	59
L24	Волкова Я.Ю. Электрические характеристики одностенных углеродных нанотрубок при давлениях до 50 гпа. Применение импедансной спектроскопии Я.Ю. Волкова, А.Н. Бабушкин, О.В. Нарыгина, Е.Д. Образцова	60
L25	Гавриленко Л.В. Поглощение света при переходах электронов между локализованными и резонансными состояниями мелких доноров в квантовых ямах В.Я.Алешкин, Л.В.Гавриленко	61
L26	Заводько И.В. Тонкопленочные структуры на основе полупроводниковых материалов селенида свинца и твердых растворов селенида свинца и кадмия. Фотоэлектрические приборы на их основе. Л.К.Дийков, С.П. Варфоломеев, И.В. Заводько	63
L27	Иконников А.В. Субмиллиметровое примесное магнитопоглощение в гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами В.Я. Алешкин, Д.Б. Векслер, В.И.Гавриленко, И.В. Ерофеева, А.В. Иконников, Д.В. Козлов, О.А. Кузнецов	64
L28	Патраков А.Е. Осцилляции магнитосопротивления двумерного электронного газа в присутствии микроволнового излучения. А.Е. Патраков, И. И. Ляпилин	66

L29	Молдавская Л.Д. Продольный электронный транспорт и ИК фотопроводимость в структурах InGaAs/GaAs с квантовыми точками. В.И.Шашкин, В.М.Данильцев, М.Н.Дроздов, Л.Д.Молдавская, А.В.Мурель, А.В.Германенко, Г.М.Миньков	67
L30	Морозова Е.Н. Сильное влияние магнитного поля на омическую проводимость немагнитных туннельных структур Е.Н.Морозова, Ю.В.Дубровский, В.А.Волков, J.C.Portal, V.Renard, L.Eaves, M.Henini	69
L31	Неверов В.Н. Немонотонная температурная зависимость сопротивления гетероструктур p-Ge/Ge _{1-x} Si _x в области перехода металл-диэлектрик Ю. Г. Арапов, О. А. Кузнецов, В. Н. Неверов, Г. И. Харус, Н. Г. Шелушнина, М. В. Якунин, Л. Пономаренко, А. Де Виссер	71
L32	Якунин М.В. Спиновые эффекты в индуцированном параллельным магнитным полем магнитосопротивлении двойной квантовой ямы n-In _x Ga _{1-x} As/GaAs М.В. Якунин, Г.А. Альшанский, Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, Н.Г. Шелушнина, Г.И. Харус, Б. Н. Звонков, Е. А. Ускова	73
L33	Лошкарева Н.Н. Оптическая индикация электронных неоднородностей в слоистых манганитах Н.Н.Лошкарева, Н.И.Солин, Е.В.Мостовщикова, Ю.П.Сухоруков, С.В.Наумов	75
L34	Кобелев А.В. Двумерные реологические модели для описания вязкоупругих свойств миокарда А.В. Кобелев, Р.М. Кобелева, Ю.Л. Проценко, И.В. Берман	77
L35	Альшанский Г.А. Самосогласованный расчет закона дисперсии и плотности состояний пространственно-квантованных дырок. Образование самосогласованной двойной квантовой ямы в одиночной широкой квантовой яме.	79

L36	Лончаков А.Т. Особенности 2d -термоэдс увлечения и магнитосопротивления в гетероструктурах p-Ge/GeSi на металлической стороне перехода металл–диэлектрик Ю. Г. Арапов, А. Т. Лончаков, О. А. Кузнецов, В. Н. Неверов, Г. И. Харус, Н. Г. Шелушина, М.В.Якунин	81
L37	Шерстобитов А.А. Разогрев 2D электронного газа. Механизмы релаксации энергии. Шерстобитов А.А., Миньков Г.М., Рут О.Э., Германенко А.В.Звонков Б.Н.	84
L38	Германенко А.В. Антилокализация в квантовых ямах GaAs/InGaAs/GaAs А. В. Германенко, О. Э. Рут, Г. М. Миньков, А. А. Шерстобитов	86
Секция М. Системы с магнитными примесями и спиновые явления		
M1	Godlewski M. ZnSe:Cr – new perspective material for optoelectronic applications M. Godlewski and V.Yu. Ivanov	87
M2	Хохлов Д.Р. О связи задержанной фотопроводимости с фазовым переходом в легированных твердых растворах на основе теллурида свинца Б. А. Акимов, В. В. Прядун, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, В. Н. Штанов	88
M3	Suchocki A. Nephelauxetic effect in luminescence of Cr ³⁺ doped lithium niobate and garnets A. Suchocki, S. W. Biernacki, A. Kaminska, and L. Arizmendi	89
M4	Patanè A. Dilute GaAsN: an "unusual" alloy band structure probed by magnetotunnelling spectroscopy A. Patanè, J. Endicott, J. Ibáñez, L. Eaves, M. Hopkinson, R. Airey, and G. Hill	91
M5	Кикоин К.А. Разбавленные ферромагнитные полупроводниковые сплавы	93
M6	Сибельдин Н. Н. Магнитоустойчивые связанные состояния в полупроводниках	95

М7	Ирхин В.Ю. Ферромагнетизм и переход металл—диэлектрик в многоэлектронных моделях сильнокоррелированных систем А.В. Зарубин, В.Ю. Ирхин	97
М8	Robouch B.V. A statistical strained-tetrahedron model to describe local structure of ternary zincblende crystals: interpretation of EXAFS and far IR vibrational spectra. B.V.Robouch, E.M.Sheregii, A.Kisiel	98
М9	Голуб Л.Е. Спиновая релаксация в объёмных полупроводниках и гетероструктурах.	99
М10	Гудков В.В. Ультразвуковые исследования фазового перехода в ZnSe:Ni В.В. Гудков, А.Т. Лончаков, А.В.Ткач, И.В. Жевстовских, В.И. Соколов, Н.Б. Груздев	100
М11	Кулеев И.Г. Механизм релаксации Ландау – Румера в кубических кристаллах германия, кремния и алмаза И.Г.Кулеев, И.И.Кулеев	102
М12	Михеев В.М Модельное описание коррелированных состояний примесных дырок с помощью конфигурационной энтропии системы твердых шаров	103
М13	Несмелова И.М. Электофизические свойства полумагнитных твёрдых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ И.М. Несмелова, В.Н. Рыжков, М.И. Ибрагимова, В.Ю. Петухов	105
М14	Петров С.Б. Симметричный анализ фазового перехода в допированном ZnSe	106
М15	Тихомирова Г.В. Динамика фазового перехода высокого давления в галогенидах аммония Г.В. Тихомирова, А.Н. Бабушкин	107

M16	Игнатенков А.Н. К интерпретации полупроводниковых свойств сплавов типа сплава Гейслера Игнатенков А.Н., Говоркова Т.Е., Марченков В.В., Окулов В.И., Сабирзянова Л.Д., Шредер Е.И.	109
M17	Сазонова К.С. Концентрационный максимум подвижности при резонансном рассеянии электронов на примесях переходных элементов в бесщелевом полупроводнике В.И Окулов, Л. Д. Сабирзянова, К. С. Сазонова	111
M18	Окулов В.И. Эффекты резонансного рассеяния электронов на донорных приме- сях в полупроводниках.	113
M19	Лончаков А.Т. Низкотемпературные аномалии фононной теплопроводности полу- проводников $A^{II}B^{VI}$, легированных примесями переходных 3-d элементов. А.Т.Лончаков, В.И.Соколов, Н.Б. Груздев	114
Секция S. ВТСП и новые сверхпроводящие материалы		
S1	Садовский М.В. Оптическая проводимость псевдощелевого состояния в модели «го- рячих точек» на поверхности Ферми	116
S2	Митин А.В. Наблюдение аномалий в поведении электронных свойств $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ при $T \leq 1200$ К	117
S3	Москвин А.С. Self-trapping of charge transfer excitons and the nucleation of electron- hole droplets in insulating cuprates	119
S4	Чарикова Т.Б Влияние беспорядка на анизотропию транспортных свойств квазид- вумерного сверхпроводника $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$. Т.Б.Чарикова, А.И.Пономарев, А.Н. Игнатенков, А.О.Ташлыков, Н.Г.Шелушина, К.С. Редкина, А.А. Иванов.	120
S5	Бойко И.И. Экранирование и обменное взаимодействие в многочастичной сис- теме.	122

ОСЦИЛЛЯЦИИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ 2D ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ В "ДОШУБНИКОВСКИХ" МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В.А.Волков, Э. Е. Тахтамиров

*Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, 125009,
Моховая 11, к. 7*

Недавно начались тщательные исследования магнитотранспорта в высококачественных двумерных (2D) полупроводниковых электронных системах с подвижностями $\mu \sim (10^6 - 10^7) \text{ см}^2/\text{Вс}$ в нелинейном режиме по внешнему электрическому полю, постоянному или переменному. В области относительно слабых магнитных полей B , которые сильны в классическом смысле ($\mu B \gg 1$), но слабее тех, в которых начинаются шубниковские осцилляции, при температуре $T \sim 1\text{К}$ обнаружен ряд замечательных явлений, включая осцилляции диагонального сопротивления при изменении величины тока, магнитного поля или частоты падающей на образец СВЧ волны.

В [1] обнаружены осцилляции магнитосопротивления при пропускании через двумерную систему в структуре $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ достаточно сильного постоянного тока I . Осцилляции были периодичны по величине I/B и связывались с зинеровским туннелированием между "наклоненными" уровнями Ландау при рассеянии электронов на дефектах специального вида.

В подобной системе обнаружены [2] гигантские осцилляции статического магнитосопротивления в поле сильной СВЧ волны, но в линейном режиме по постоянному тянущему электрическому полю. Период осцилляций определялся целой частью отношения частоты волны к циклотронной частоте. При увеличении подвижности осцилляции усиливались с ростом мощности падающей волны, и при низких температурах сопротивление (для холловских образцов) или проводимость (для корбиновских образцов) исчезали [3,4] в конечных интервалах магнитного поля. Реализация таких "бездиссипативных состояний" вызвала лавину противоречивых теоретических работ, однако исчерпывающее объяснение эффекта в настоящее время отсутствует.

В конце 2003 г. в такой-же системе обнаружен [5] еще один тип осцилляций магнитосопротивления, индуцированных СВЧ-излучением и периодических по B , который объяснен возбуждением краевых магнитоплазмонов.

Доклад посвящен обзору полученных в этой области экспериментальных результатов и попыток их теоретического осмысления.

- [1] C.L. Yang et al, Phys. Rev. Lett. **89**, 076801 (2002)
- [2] M.A. Zudov et al, Phys. Rev. B **64**, 201311 (2001)
- [3] R.G. Mani et al, Nature **420**, 646 (2002)
- [4] M.A. Zudov et al, Phys. Rev. Lett. **90**, 46807 (2003)
- [5] I.V. Kukushkin et al, arXiv: cond-mat/0312285

ВЕРТИКАЛЬНЫЙ И ПЛАНАРНЫЙ КВАНТОВЫЙ ТРАНСПОРТ В ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ II ТИПА (GaInSbAs/InAs)

Н.С. Аверкиев¹, В.А. Березовец¹, М.П. Михайлова¹, К.Д.Моисеев,¹
Р.В. Парфеньев¹, К.С. Романов¹, В.И. Нижанковский²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. С.-Петербург.

² Международная лаборатория сильных магнитных полей
и низких температур, г. Вроцлав, Польша.

Методом жидкостной эпитаксии создана резкая (2-3 монослоя) гетерограница II типа между четверным твердым раствором n и p типа GaInSbAs/InAs и бинарным p-InAs, легированным Zn или Mn. Качество интерфейса характеризуется устойчивостью связей типа In-Sb. Легирование твердого раствора Te или Zn позволяет менять тип проводимости эпитаксиального слоя и, следовательно, изменять изгиб зон вблизи интерфейса.

Изучены квантовые осцилляции продольной (в плоскости гетерограницы) и поперечной ($\perp$ плоскости) проводимости в сильном магнитном поле до 14Т при $T=1,5-4,2\text{K}$. Обнаружены квантовые осцилляции Шубникова-де Гааза, соответствующие заполнению нескольких размерно квантованных подзон электронного канала со стороны p-In-Sb в зависимости от уровня легирования твердого раствора [1]. Установлено соответствие положений пиков вертикального кондактанса и продольного магнитосопротивления на шкале магнитного поля в условиях квантового эффекта Холла (рис.). Пики плотности состояний уровней Ландау мультиподзонной системы спектра 2D-электронов канала определяют характер резонансного туннелирования через гетерограницу при прямом и обратном напряжениях. Исследовано влияние магнитного поля (до 14 Т) на несимметричность ВАХ туннельного тока. Пики туннельного тока сопоставлены со спектром гибридизованных электронно-дырочных состояний на интерфейсе, рассчитанных для пространственно разделенных квантовых ям электронов и дырок с перекрывающимися волновыми функциями в гетеропереходе II типа.

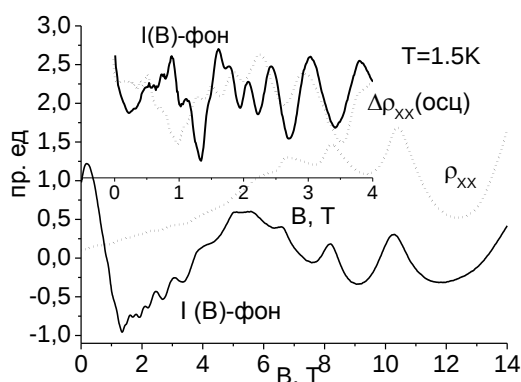


Рис. Зависимость магнитосопротивления (пунктир) в плоскости гетероперехода n-GaInSbAs/p-InAs в сопоставлении с осциллирующей частью (сплошные кривые) туннельного тока через гетеропереход, иллюстрирующие заполнение нескольких размерно квантованных подзон.

- [1] V.A.Berezovets, M.P.Mikhailova, K.D.Moiseev, R.V.Parfeniev, Yu.P.Yakovlev, V.I.Nizhankovski, Phys.Stat. Solidi (a) **195** (1), 194 (2003).

СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ИЗ НАПРЯЖЕННЫХ p -Ge И СТРУКТУР SiGe/Si.

М.С. Каган¹⁾, И.В. Алтухов¹⁾, В.П. Синис¹⁾, Е.Г. Чиркова¹⁾,

Р.Т. Трёгер²⁾, С.К. Рей²⁾, Дж. Колодзей²⁾,

А. А. Прокофьев³⁾, М. А. Одноблюдов³⁾, И. Н. Ясиевич³⁾

¹⁾ *Институт радиотехники и электроники РАН, 125009, Москва, Моховая, 11/7.*

²⁾ *Делаверский университет, Ньюарк, 19716, США.*

³⁾ *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая, 26*

Рассмотрена природа и свойства стимулированного терагерцового (ТГц) излучения одноосно сжатого германия и напряженных структур SiGe/Si, легированных мелкими акцепторами. Состояния мелкого акцептора расщеплены внешним давлением или внутренней деформацией. При достаточно большой деформации отщепленное состояние акцептора попадает в зону легких дырок, создавая резонансное состояние. Электрическое поле опустошает основное состояние акцептора за счет ударной ионизации. Свободные дырки ускоряются электрическим полем до энергии резонансного состояния, которое действует как ловушка для дырок благодаря захвату их из континуума и реэмиссии. В результате, заселенность резонансного состояния оказывается инвертированной по отношению к состояниям в запрещенной зоне, и становится возможной генерация стимулированного ТГц излучения. Стимулированные внутрицентровые оптические переходы являются основой для создания лазера на резонансных состояниях (ЛРС). Частоту излучения ЛРС можно перестраивать давлением более, чем в 4 раза, без заметного изменения мощности. Обсуждаются условия, при которых ЛРС из p -Ge может работать в непрерывном режиме.

Квантово-размерные структуры $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$, в которых спектр валентной зоны аналогичен Ge, очень привлекательны для реализации ЛРС из-за хороших тепловых свойств, малого поглощения в ТГц области, относительно простой и дешевой технологии и, главное, возможной интеграции с кремниевой электроникой. Расщепление акцепторных состояний в этих структурах вызвано рассогласованием решеток SiGe и Si и зависит от состава сплава, ширины квантовой ямы и встроенного электрического поля. Обсуждаются параметры структур, при которых возможна реализация ЛРС, приводятся спектры излучения и условия возбуждения генерации.

Данная работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 02-02-16373), Международным научно-техническим центром (грант № 2206), программой «Физика твердотельных наноструктур» Минпромнауки РФ и программой Президиума РАН «Низко-размерные квантовые структуры».

ELECTRON PROPERTIES AND SUPERCONDUCTIVITY IN LOW DIMENSIONAL CARBON-BASED STRUCTURES

V.A. Kulbachinskii

Moscow Lomonosov State University, 119992, GSP-2, Moscow

1. The electronic parameters of low-stage acceptor and donor type graphite intercalation compounds (GIC) are discussed. Magnetotransport, Hall effect and Shubnikov-de Haas effect measurements revealed a quasi-two dimensional properties of acceptor type GIC [1]. For many acceptor type GIC a cylindrical Fermi-surface is observed, that is they are two-dimensional systems. For some GIC a Fermi surface is in the shape of an undulating cylinder typical for quasi-two-dimensional systems. Alkali metal intercalated graphite showed superconducting properties [2]. The superconductivity was first reported in K, Rb and Cs GIC. The highest transition temperature T_c among these specimens was 0.55 K for the excess-intercalated GIC with potassium. The GIC of amalgams thallides and bismuthides of alkali metals were revealed to have higher T_c values of 0.7 to 4 K.

2. Magnetotransport properties and temperature dependence of resistance of series of low-density carbon foils, fabricated from exfoliated graphite showed the main features of weak localization, i.e. a logarithmic temperature variation of the resistivity and a negative magnetoresistance in low magnetic fields at low temperatures [3]. Two-dimensional weak localization is observed also for carbon fibers.

3. Since the discovery of the fullerene C_{60} , a lot of its compounds revealed a wide variety of interesting physical properties. The most fascinating of them was the discovery of superconductivity in alkali metal intercalated fullerite [4]. Heterometallic fullerides with composition K_2MC_{60} with metals of Fe and Cu groups have been investigated by X-ray diffraction, electron paramagnetic resonance (EPR), Raman and Mössbauer spectroscopy. Magnetization measurements also have been carried out. In order to determine critical temperature of the superconducting transition the ac susceptibility measurements were carried out. Heterometallic fullerides with $M=Cu, Fe, \text{ and } Ni$ appeared to be superconductors with $T_c=13.9-16.5$ K. Ferromagnetism and superconductivity coexist in investigated fulleride K_2FeC_{60} .

For the samples with the composition K_2FeC_{60} Mössbauer spectroscopy indicates the presence of Fe atoms in the crystal lattice of heterometallic fulleride. In addition, the electron spin resonance (ESR) data are presented.

3.1 Fig. 1 shows the dependence of the magnetic susceptibility on temperature for fullerides with the composition K_2MC_{60} ($M=Fe, Ni, Cu$). As the reference

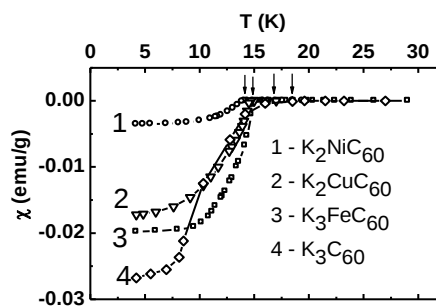


Fig. 1 Superconducting transitions of some heterofullerides

sample K_3C_{60} also is shown. The temperature of superconducting transition is determined as the onset of the transition. Heterometallic fullerenes with composition K_2MC_{60} ($M=Ag, Cu, Co$) and KM_2C_{60} ($M=Co, Ni, Fe$) are not superconductors.

3.2 A Mössbauer spectrum of K_2FeC_{60} shows the presence of iron atoms intercalated into fullerene lattice. The presence of two significant peaks means that the spectrum consists of two different signals. The isomer shift (IS) of the first signal is typical for Fe^0 and IS of the second one is very close to Fe^{+3} . So we suppose that iron intercalates potassium fullerene with valences 0 and +3. Quadrupole splitting can be attributed to the presence of Fe in fullerenes lattice at minimum of two inequivalent positions.

3.3 The EPR resonance curves for K_2FeC_{60} have almost ideal Lorentzian shape and are essentially broader in Fe-containing compound than in K_3C_{60} . Therefore contribution to the magnetization from conducting electrons is almost temperature independent, while the contribution from C_{60} -anions follows Curie-Weiss law. The amplitude of curve decreases with the increase of temperature, while the width of the resonance increases. The fluctuations of the background signal were observed in K_2FeC_{60} as in the case of K_3C_{60} . These fluctuations disappear at temperatures above the temperature of superconducting transition determined from magnetization measurements. The width of magnetic resonance measured on K_2FeC_{60} fullerenes is significantly larger, than the width of ESR curves measured on K_3C_{60} , while the amplitude of the signal is much smaller. The reasonable interpretation is that the spins in fullerene are ordered and observed magnetic resonance is ferromagnetic resonance. The g-factor for the ferromagnetic resonance is often close to 2, but sensitive to the shape of sample.

3.4 At small variation of magnetic field magnetic moment of the K_2FeC_{60} fullerene decreases with an increase of applied field and vice versa. Observed magnetization curve is typical for superconductor except non-zero magnetic moment at zero applied fields. The latter is the manifestation of magnetic ordering. In high magnetic field a magnetization curves typical for ferromagnetic was observed. Magnetization increases strongly with an increase of applied field. A residual magnetization remains in the sample. Hence, ferromagnetic ordering and superconductivity coexist in investigated fullerenes.

3.5 In Raman spectra of K_2FeC_{60} it is seen that the line position is strongly correlated with the state of Fe in initial salt used for synthesis. The position and shape of line in K_2FeC_{60} is almost the same as in K_3C_{60} .

Fullerenes with composition K_2MC_{60} ($M=Fe, Ni, Cu$) are superconductors with $T_c=13.9 - 16.5$ K.

- [1] V.A. Kulbachinskii, S.G. Ionov, et al Phys.Rev. B, **51**, 10313 (1995).
- [2] Springer Series in Materials Science, vol. 18, H.Zabel, S.A. Solin (eds.): Graphite Intercalation Compounds II, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg (1992).
- [3] R.T.F. van Schaijk, a. de Visser, S.G. Ionov, V.A. Kulbachinskii, V.G. Kytin, Phys.Rev. B, **57**, 8900 (1998)
- [4] A.F. Hebard, M.J. Rosseinsky, et al, *Nature*, **350**, 600 (1991).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЫРОК С ПОВЕРХНОСТНЫМИ АКУСТИЧЕСКИМИ ВОЛНАМИ (ПАВ) В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ SI/SiGe С КВАНТОВЫМ ЭФФЕКТОМ ХОЛЛА

Г.О.Андрианов¹⁾, И.Л.Дричко¹⁾, А.М.Дьяконов¹⁾, И.Ю.Смирнов¹⁾,
О.А.Mironov²⁾, М. Myronov²⁾, Т.Е. Whall²⁾

¹⁾ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Политехническая 26, Россия

²⁾Department of Physics, University of Warwick, Coventry CV4 7AL, UK

Акустоэлектронные эффекты: поглощение поверхностной акустической волны (ПАВ) в диапазоне частот (27-307) МГц и изменение ее скорости, связанные с взаимодействием ПАВ с 2-мерным дырочным газом, изучались в гетероструктурах Si/SiGe с квантовым эффектом Холла. Одновременные измерения этих эффектов дают возможность определять реальную $\sigma_1(\omega)$ и мнимую $\sigma_2(\omega)$ - компоненты высокочастотной проводимости $\sigma_{xx}^{hf} = \sigma_1 - i\sigma_2$ и их зависимости от H бесконтактным методом [1].

. Поскольку Ge и Si не являются пьезоэлектриками, единственно возможным методом, позволяющим измерить в нем акустоэлектронные эффекты, является гибридный метод, когда ПАВ распространяется по поверхности пьезодиэлектрика, а образец располагается на его поверхности, слегка прижатый пружиной [1]. При этом деформация от акустической волны в образец не передается, и только электрическое поле с частотой ПАВ, сопровождающее волну, проникает в образец.

Измерения проводились на двух дырочных гетероструктурах Si/GeSi, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с концентрацией дырок $p=2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $p=8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, подвижностью $\mu=10500 \text{ см}^2/\text{Вс}$ (при $T=4.2 \text{ К}$) в температурном интервале 1.5-0.7 К и магнитном поле до 7 Т в зависимости от частоты и мощности ПАВ. На этих же образцах измерены ρ_{xx} и ρ_{xy} в температурном интервале 0.3-1.3 К в магнитных полях до 8 Т.

На эксперименте наблюдаются осцилляции акустоэлектронных эффектов в магнитном поле, подобные осцилляциям Шубникова-де-Гааза, наблюдаемым на постоянном токе.

Исследования температурной зависимости σ_1 и σ_2 позволяют проследить за развитием процесса локализации дырок в режиме квантового эффекта Холла. Зависимость от температуры σ_1 , связанной со спиновым расщеплением зон Ландау, дает возможность оценить величину g-фактора.

Зависимость σ_1 от мощности ПАВ объясняется разогревом дырочного газа в эл. поле ПАВ. Это позволяет оценить время релаксации энергии дырок.

Поддержка: ОФН РАН "Спинтроника", МинНауки, INTAS-01-084.

[1] I.L.Drichko *et al.* Phys. Rev. B 62, 7470 (2000).

МАГНИТОТУННЕЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ

Ю. В. Дубровский

Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, 142432 Черноголовка, ул. Институтская, 6.

В докладе представлены возможности магнитотуннельной спектроскопии для исследования низкоразмерных электронных систем на следующих примерах.

1. Исследование электронной структуры квантовых ям с квантовыми точками, определение спектра локализованных и делокализованных двумерных состояний.
2. Визуализация волновых функций в квантовых точках.
3. Обнаружение возбужденных магнитополяронных состояний в квантовых ямах.
4. Наблюдение формирования в магнитном поле кулоновской корреляционной щели в разупорядоченном двумерном электронном газе

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЭЙВЛЕТ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ АНАЛИЗА ФИЗИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

М.В. Чукалина

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка.

Новый математический инструмент спектральной теории обработки сигналов-вейвлет преобразование в последнее время широко используется для решения следующих задач – задачи построения (выбора) физической модели, описывающей процесс формирования сигнала, задачи определения значения сводного параметра (чаще одного из связанных параметров) физической модели, задачи анализа шума в измеряемом сигнале. Последняя задача широко известна, как задача фильтрации.

Основное преимущество вейвлет преобразования в том, что базисные функции (материнские вейвлеты) локальны в прямом пространстве (в терминологии фурье анализа – пространстве времени). Это основное отличие от Фурье преобразования, базис которого составляют функции $\cos(\omega t)$ и $\sin(\omega t)$, не обладающие свойством локальности. Локальность материнского вейвлета позволяет проводить анализ с высокой точностью физических сигналов, частотные компоненты которых неустойчивы во времени. Формула для расчета вейвлет преобразования имеет следующий вид $WL(a,b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int f(t) \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt$.

Здесь a -параметр масштабирования, b - параметр трнсансляции, $f(t)$ - анализируемый сигнал, $\psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right)$ -функция, обратно-сопряженная функции материнского вейвлета, которая локализована в окрестности точки b и отмасштабирована с параметром a (чем меньше величина a , тем меньше радиус локализации материнского вейвлета).

Вейвлет преобразование обратимо. Для восстановления сигнала по его вейвлет-компонентам, необходимо рассчитать $f(t) = C_{\psi}^{-1} \iint WL(a,b) \psi \left(\frac{t-b}{a} \right) \frac{da db}{a}$,

где $C_{\psi} = \int \frac{|\hat{\psi}(\omega)|^2}{\omega} d\omega$, здесь $\hat{\psi}(\omega)$ -Фурье-образ материнского вейвлета. Отсюда вытекает условие, которому должна удовлетворять функция, чтобы быть материнским вейвлетом $\hat{\psi}(0)=0$ или, в терминах прямого пространства, $\int \psi(t) dt = 0$.

Из данного условия следует, что функции из достаточно широкого класса могут быть выбраны в качестве материнского вейвлета. В докладе проанализирован аспект, связанный с выбором материнского вейвлета на основе, во-первых, близости функциональной зависимости частотной компоненты и материнского вейвлета, и, во-вторых, на базе анализа свойств разрешения преобразования. Предварительно вводится понятие разрешения метода.

После введения основных понятий, используемых в методе, обзора библиотеки наиболее часто используемых материнских вэйвлетов, сравнения вэйвлет преобразования и преобразования Фурье с окном, разбираются в деталях три типа задач, которые были решены с использованием вэйвлет преобразования – определение межатомного расстояния и типа атомов по анализу рентгеновского сигнала от протяженной дальней структуры, задача о наблюдении магнитополяронов методом магнито-туннельной микроскопии и задача выделения полезного сигнала после удаления длинноволнового background'a сложной нелинейной формы.

EPITAXIAL LATERAL OVERGROWTH OF SEMICONDUCTOR STRUCTURES – PHYSICS, TECHNOLOGY AND APPLICATIONS

Z.R. Zytkeiwicz, D. Dobosz and J. Domagala

Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Al. Lotnikow 32/46,

02-668 Warszawa, Poland

e-mail: zytkie@ifpan.edu.pl (Z.R. Zytkeiwicz)

Modern micro- and optoelectronic semiconductor devices consist of thin multilayers grown epitaxially on a substrate. These layers must be of high crystallographic quality. Otherwise, defects present in the structure deteriorate parameters of devices and lead to their fast degradation. Very often however, there are no suitable substrates for lattice-matched epitaxy and defects are generated at the epilayer/substrate interface. Despite sophisticated methods of buffer layers engineering that have been developed to reduce density of dislocations in lattice-mismatched epitaxial structures, density of defects obtained is usually still far too high for device applications. Therefore, the epitaxial lateral overgrowth (ELO) technique has been elaborated to prevent propagation of dislocations generated at the epilayer/substrate interface to the next-grown layers of the structure. The breakthrough in development of long lifetime cw GaN/InGaN blue lasers, being due to high efficiency of defects filtration during lateral overgrowth, is the most spectacular recent achievement of the technique.

To our best knowledge ELO history started in 1980 when Bozler with coworkers used metalorganic vapor phase epitaxy to grow epitaxial GaAs layers laterally over oxide film on GaAs substrate [1]. Since then ELO technique has been successfully used to grow high quality epilayers of Si, GaN, GaAs, GaP, InP, etc. on various substrates (for review see [2-9] and references therein).

The talk will provide a general review of the epitaxial lateral overgrowth technology and of application of ELO layers as substrates with adjustable lattice parameter. In particular, the issues of ELO growth mechanism, defect filtration during ELO procedure and strain in ELO layers will be addressed. Recent literature data on MOVPE ELO growth of GaN on sapphire or SiC and our results on lateral overgrowth of III-V compound semiconductors (GaAs/Si, GaSb/GaAs, etc.) by

liquid phase epitaxy will be used as examples. Finally, other lateral overgrowth techniques (in particular the Pendeo-Epitaxy) will be presented and compared with the conventional ELO technique.

- [1] C.O. Bozler, R.W. McClelland, J.C.C.C. Fan, Proc. 8th Symp. GaAs and Related Compounds, Vienna, 1980 (Institute of Physics, London, 1981) p. 283.
- [2] L. Jastrzebski, J.F. Corboy, R. Soydan, J. Electrochem. Soc. **136** (1988) 3506.
- [3] E. Bauser in: Thin Films Growth Techniques for Low-dimensional Structures, Eds. R.F. Farrow, S.S.P. Parkin, P.J. Dobson, J.H. Neave and A.S. Arrott (Plenum, New York, 1987) p. 171.
- [4] T. Nishinaga, Cryst. Properties Preparation **31** (1991) 92.
- [5] Z.R. Zytkeiwicz, Cryst. Res. Technol. **34** (1999) 573.
- [6] B. Beaumont, Ph. Vennegues, P. Gibart, Phys. Stat. Sol. (b) **227** (2001) 1.
- [7] K. Hiramatsu, J. Phys.: Condens. Matter. **13** (2001) 6961.
- [8] Z.R. Zytkeiwicz, Thin Solid Films **412** (2002) 64.
- [9] T. Nishinaga, J. Cryst. Growth **237-239** (2002) 1410.

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ТЕХНОЛОГИИ МОЛЕКУЛЯРНО ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ

О.П. Пчеляков

Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск.

Проведен анализ основных тенденций в развитии технологии молекулярно-лучевой эпитаксии полупроводниковых тонкопленочных материалов и их применения для создания новых приборов нано-, микро- и оптоэлектроники на структурах со сверхрешетками, квантовыми ямами и квантовыми точками, принцип действия которых (в отличие от традиционных приборов микроэлектроники) основан на волновой природе электрона. Это, в первую очередь, полупроводниковые лазеры и чувствительные фотодетекторы с квантовыми ямами, сверхрешетками и квантовыми точками в активной области, транзисторы с высокой подвижностью электронов в канале, нанотранзисторы, туннельно-резонансные диоды, одноэлектронные приборы и т.п.

Описываются результаты деятельности Объединенного института физики полупроводников Сибирского отделения РАН по созданию промышленно-ориентированного оборудования, аналитических приборов и научных основ технологии для получения и исследования многослойных тонкопленочных композиций методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Приводятся характеристики установок типа «Ангара» и «Катунь», аналитических приборов, встраиваемых в эти установки. Возможности применения технологии иллюстрируются примерами полученных полупроводниковых структур приборного качества.

Обсуждаются перспективы разработки экспериментального оборудования и приборов в рамках проекта «Экран» для осуществления процесса МЛЭ в открытом космическом пространстве вблизи орбитальной станции за молекулярным экраном. Этот проект призван преодолеть принципиальные ограничения присущие процессу МЛЭ при получении структур предельно высокого качества в наземных вакуумных установках.

SEMICONDUCTOR SPINTRONICS – RECENT ACHIEVEMENTS AND PROSPECTS

Jacek A. Majewski

Physics Department and Walter Schottky Institute, Technical University of Munich, D-85748 Garching, Am Coulombwall 3.

The foundation of spin based electronics (so-called spintronics) is the manipulation of electron spin (or resulting magnetism) to achieve new and improved functionalities of devices. Semiconductor heterostructures that utilize spin of carriers as a new degree of freedom offer exciting opportunities and numerous proposals for semiconductor spintronic devices have emerged recently. One of the earliest ideas for a semiconductor spintronic device was for a spin-polarized field-effect transistor (spin-FET). In such a spin-FET, spin polarized electrons are injected from a ferromagnetic source and transported through the high-mobility channel. The polarization of the electrons in the channel might be steered by the gate voltage, through the so-called “Rashba effect”. Other concepts include spin-dependent resonant tunneling diodes (spin-RTDs), tunnel magnetoresistive devices, spin-polarized light-emitting diodes (spin-LEDs).

One of the major technical barriers that must be overcome to realize the practical implementation of semiconductor based spintronic devices is the development of suitable spin-polarized materials that will allow effective injection of spin-polarized electrons and further their transport and manipulation in semiconductor heterostructures. Not only the ferromagnetic metals, but also Diluted Magnetic Semiconductors, and half-metallic ferromagnetic oxides have been investigated as potential sources of the spin-polarized electrons.

In addition to the need of efficient injection of spin polarized carriers into the semiconductor, there are other essential requirements for implementing a semiconductor spintronics technology in devices, such as long enough spin diffusion lengths and lifetimes, efficient techniques of spin detection, and efficient control and manipulation of spin-polarization.

All these previously mentioned aspects of semiconductor spintronics will be discussed in the first part of the talk. In the second part of the talk, we would like to discuss the problem how to modulate the spin polarization in semiconductor heterostructures. The spin precession caused by the spin-orbit interaction will diminish the spin polarization of electrons. The frequency of spin precession has been studied theoretically (by first-principle methods) in a large variety of semiconductor heterostructures of III-V compounds, nitrides, and SiGe. Discussing the spin precession rates, we put attention on trends among different materials, dependence on the geometry of the heterostructures and possibility of tuning by suitable choice of materials or growth directions. Particular attention will be paid to the dependence of the spin precession rate on the external electric field. It turns out that the commonly used picture based on simple effective mass theory requires major revisions. At the end of the talk, we would like to mention resonant spin splitting that opens new perspectives in design of structures for spintronic applications.

SPECTROSCOPY OF NEUTRAL AND CHARGED EXCITONS IN CDTE – BASED DOPED QUANTUM WELLS

Piotr Kossacki, Paulina Płochocka, Wiktor Maślana, Jan Gaj

Institute of Experimental Physics, Warsaw University

Charged exciton (trion) is a quasi-particle consisting of two electrons and one hole or one electron and two holes. Although predicted theoretically by Lampert [1] in the fifties, charged excitons were very difficult to observe until the fabrication of quantum structures made their experimental study possible, as first evidenced by Kheng *et al.* [2].

Their observation was rapidly followed by experimental evidence for both positively and negatively charged excitons in III-V and II-VI semiconductor quantum wells [3-5]. Since then, such complexes have been intensively studied, primarily by means of spectroscopic techniques. Some of the results of these studies were obtained by exploiting special possibilities of band gap tuning offered by Diluted Magnetic Semiconductors (DMS).

This lecture starts from an introduction explaining the idea of the charged exciton and the utility of DMS materials in studies of its properties.

In the second part a review of the trion properties will be given, obtained from optical experiments performed on selected CdTe-based n- and p-doped quantum wells. Particular attention will be paid to the optical absorption of quantum wells with 2D carrier gas, showing coexistence of neutral and charged exciton absorption lines, and their competition known as “intensity stealing”. A simple free three-particle model of the trion will be presented and its applicability to describe real systems will be discussed, including the role of localization and many-body interactions.

The last part will be devoted to the description of recent ultrafast optical pump-probe experiments [6], which allowed us to determine a complex dynamics of the system containing three populations: free carriers, neutral and charged excitons. An efficient mechanism of optical generation of free carrier spin polarization will be demonstrated.

- [1] M.A. Lampert, Phys. Rev. Lett. 1, 450 (1958).
- [2] K. Kheng et al., Phys. Rev. Lett. 71, 1752 (1993).
- [3] G. Finkelstein et al., Phys. Rev. Lett. 74, 976 (1995).
- [4] A.J. Shields et al., Phys. Rev. B 52, R5523 (1995).
- [5] T. Wojtowicz et al., Apl. Phys. Lett. 73, 1379 (1998).
- [6] P. Płochocka et al., cond-mat/0308237 (2003).

email gaj@fuw.edu.pl

PARALLEL MAGNETO-TRANSPORT IN MQW STRUCTURES

E.M. Sheregii

Institute of Physics, University of Rzeszow, Rejtana str. 16a, 35-310 Rzeszow, Poland; e-mail: sheregii@univ.rzeszow.pl

The result of investigations of parallel magneto-transport in AlGaAs/GaAs and InGaAs/InAlAs/InP Multiple Quantum Wells Structures (MQW's) are presented in this report. The MQW's were obtained by MOCVD with different shapes of QW, numbers of QW and levels of doping. The layer growth aspect is considered too. The magneto-transport measurements were performed in wide region of temperatures (0.5 - 300 K) and at high magnetic fields up to 35 T (B perpendicular and current parallel to the plane of the QW) [1-6]. Three types of observed effects are analysed: Quantum Hall effect (IQH) and Shubnikov-de Haas oscillations (S-dHO) at low temperatures (0.5 K – 6 K) as well as Magnetophonon Resonance (MPR) at higher temperatures (77 – 300 K).

The observed S-dHO's as well as IQH demonstrate the occupancy of two or three subbands. A good agreement between calculated Landau levels and Fermi level from one hand, and positions of S-dHO peaks from the other, as well as estimates of Dingle temperature enable us to determine the parameters of 2D electron gas (2DEG) in QW: effective mass, carrier density and electron mobility. It was shown that the highest electron mobility ($\mu=2.6 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) there is for 2DEG in InGaAs/InAlAs/InP QW of truly quasi-rectangular shape obtained by the special growth way. The subtle structures of the S-dHO peaks depended on number of QW's were observed too.

The Magnetophonon Resonances (MPR) caused by interaction of electrons with few kinds of LO-phonons (belonging to both QW and barriers) were appeared in above-mentioned structures. The fine structure of MPR-peaks, which depends on number of QW's and temperature and does not depends on carrier density require of special consideration. This effect could be attributed to following phenomena: contribution of barrier phonons, splitting of the electron states caused by

overlapping of the wave functions and influence of thermo-stresses. Contributions of each of these effects are analysed. It is thus interesting to consider the peculiarity of electron-phonon interaction in MQW structures connected with presence of several phonon modes in the solid solution lattices of AlGaAs or InGaAs [7].

- [1] G. Tomaka, J. Cebulski, E. M. Sheregii, W. Ściuk, W. Strupiriski, and L. Dobrzariski, *Acta Phys. Pol. A*, **94**, pp. 597-602, 1998.
- [2] J. Cebulski, W. Gębicki, V.I. Ivanov-Omskii, J. Polit and E. M. Sheregii, *J. Phys.: Cond. Matter*, **10**, pp. 8587-8610, 1998.
- [3] G. Tomaka, J. Cebulski, E.M. Sheregii, W. Sciuk, W. Strupiński, I. Dobrzanski, *Material Science and Engineering*, **A288**, 138-141, 2000.
- [4] G. Tomaka, E.M. Sheregii, T. Kakol, *Material Science and Engineering*, **B80**, 173-177, 2001.
- [5] G. Tomaka, E.M. Sheregii, T. Kąkol, W. Strupiński, A. Jasik and R. Jakiela, *Physica Status Solidi (a)*, **195**, (2003), 127
- [6] G. Tomaka, E.M. Sheregii, T. Kąkol, W. Strupinski, R. Jakiela, A. Kolek, A. Stadler, K. Mleczko, *Cryst. Res. Tech.*, **38**, 407-405, 2003.
- [7] B.V. Robouch, A. Kisiel and E.M. Sheregii, *Phys. Rev. B*, **64**, 073204, 2001.

ЭФФЕКТ КОНСТАНТИНОВА-ШИКА И КИНЕТИЧЕСКИЙ КОНФАЙНМЕНТ В ОБОГАЩЕННЫХ СЛОЯХ InAs

В.Ф. Раданцев¹⁾, А.М. Яфясов²⁾, В.В. Кружаев¹⁾, Г.И. Кулаев¹⁾

¹⁾Уральский государственный университет, 620083, Екатеринбург.

²⁾Санкт-Петербургский государственный университет, 198504,

Санкт-Петербург.

Возможность двумеризации электронного газа у поверхности легированного полупроводника в отсутствие приложенного к поверхности электрического поля ($E=0$) была впервые рассмотрена в [1]. Имеющиеся на сегодняшний день расчеты [1-3], основанные на использовании модельных потенциалов и вариационных волновых функций, не дают точного ответа на вопрос о числе и параметрах таких автолокализованных двумерных состояний в реальных системах. Поскольку наиболее благоприятные условия для проявления эффекта реализуются в узкощелевых полупроводниках, в настоящей работе экспериментально и теоретически исследованы особенности заполнения двумерных подзон вблизи их стартов в InAs в диапазоне легирования $N_D - N_A = 10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В виду сильной непараболичности, возможного вклада спин-орбитальных эффектов и близости кейновской щели и спин-орбитального расщепления валентной зоны для анализа использовалась 8x8 кейновская модель.

Хотя, как видно из Рис. 1, самосогласованные расчеты приводят к большим изгибам зон при нулевом индуцированном в полупроводник заряде N_s ($E=0$), чем простые однозонные модели, образования стандартных двумерных подзон – (связанных состояний (ССС) с нулевым волновым вектором $E(k=0)$) в такой яме не происходит, в отличие от предсказаний, полученных в рамках модельных расчетов. Однако, ввиду взаимозависимости “движений” вдоль и поперек потенциальной ямы (следствие непараболичности), в той же яме возникают связанные состояния при значениях k , больших некоторого критического значения k_c [4]. Если уровень Ферми лежит выше дна зоны проводимости в объеме (обогащенные слои с вырожденным электронным газом) то такие кинетически связанные состояния (КСС) при $E_F > E(k_c)$ заполнены с концентрацией электронов, определяемой соотношением $n = [(k_F)^2 - (k_c)^2]/2\pi$.

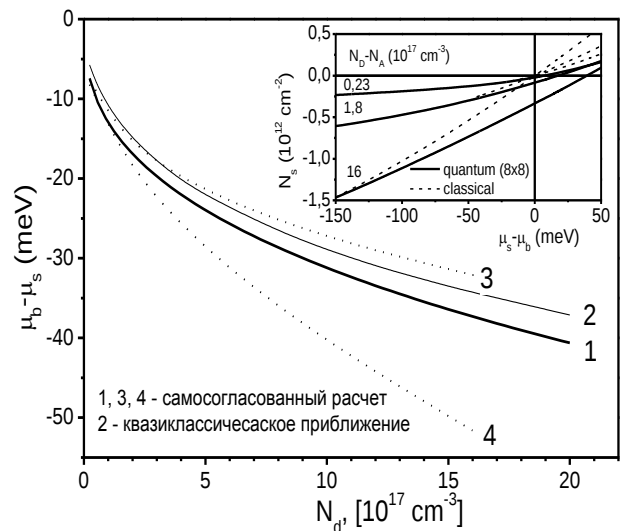


Рис.1. Изгибы зон, соответствующие $N_s = 0$ (1,2), началу заполнения КСС (3) и состояний, связанных при $k = 0$ (4).

Из Рис.1 видно, что, в отличие от ССС, в автолокализационной яме при $N_s = 0$ всегда имеются заполненные КСС. Такие состояния сохраняются и в не-большом диапазоне отрицательных N_s . По мере роста глубины ямы k_c уменьшается (при почти постоянном k_F), концентрация 2D электронов растет и при $k_F - k_c = 0$ наблюдается переход в режим заполнения ССС. То же самое имеет место и при заполнении следующих по номеру двумерных подзон. Благодаря более слабой зависимости энергетического положения возбужденных уровней от N_s эволюция перехода от заполнения КСС к ССС в этом случае может быть экспери-ментально прослежена более тщательно (Рис. 2).

Как видно из Рис. 2, как экспериментальные результаты, так и находящиеся в прекрасном согласии с ними самосогласованные расчеты свидетельствуют, что во всем диапазоне N_s (не только при $N_s = 0$) заряд в 2D подзонах n_s превышает величину индуцированного в полупроводник заряда eN_s . Вырожденный газ электронов континуума не только обеспечивает образование потенциальной ямы при $E_s = 0$, но и является резервуаром, поставляющим электроны при заполнении 2D подзон вблизи их стартов. Наличие КСС устраняет разрывный характер заполнения 2D подзон, характерный для параболических моделей и дает конкретный физический механизм перехода электронов континуума в 2D состояния (за счет уменьшения k_c) заполнение КСС сопровождается увеличением дефицита электронов континуума $n_{\text{mobil}} = N_s - n_s$. Представленные выше на графиках результаты получены суммированием по двум спиновым состояниям. Спин-орбитальное расщепление спектра в нулевом магнитном поле (эффект Рашба) также проявляет ряд особенностей вблизи стартов двумерных подзон (ввиду малости, экспериментально расщепление Рашба в обогащенных слоях InAs наблюдать не удалось), особенно в режиме кинетического связывания. Это, однако, требует дополнительного исследования и выходит за рамки настоящей работы.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ (03-02-16305), Минобразования РФ (Е02-3.4-321) и CRDF (REC-005).

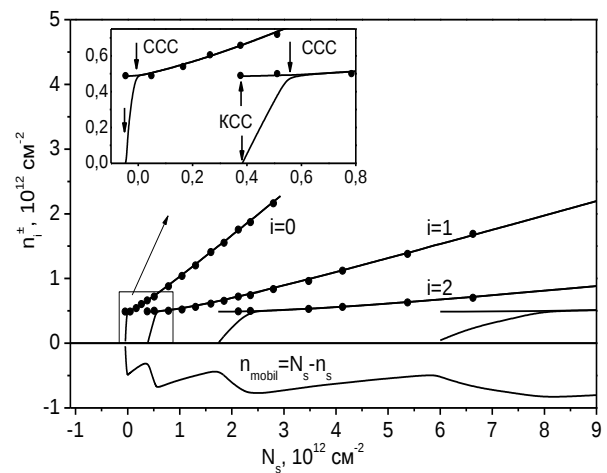


Рис. 2. Изгибы зон, соответствующие $N_s = 0$ (1,2), началу заполнения КСС (3) и состояний, связанных при $k = 0$ (4).

- [1] О.В. Константинов, А.Я. Шик, ЖЭТФ, 58, 1662, (1970).
- [2] G. A. Baraff and J. A. Appelbaum, Phys. Rev. B 5, 475 (1972).
- [3] J. Slinkman, A. Zhang, and R. E. Doezema, Phys. Rev. B 39, 1251 (1989).
- [4] А.Е. Кучма, В.А. Сverdlov, Письма в ЖЭТФ, 47, 266 (1988).

ИССЛЕДОВАНИЯ РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННОЙ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ Ge В ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ $p\text{-Ge/Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ С ПОМОЩЬЮ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ЭФФЕКТОВ

М.В. Якунин¹⁾, Г.А. Альшанский¹⁾, Ю.Г. Арапов¹⁾, В.Н. Неверов¹⁾,
Н.Г. Шелушина¹⁾, Г.И. Харус¹⁾, О.А. Кузнецов²⁾

¹⁾Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, ул.С.Ковалевской, 18.

²⁾НИФТИ при Нижегородском Госуниверситете, 603600, Нижний Новгород.

Разработана методика расчета размерно-квантованной валентной зоны в потенциальной яме произвольного профиля, основанная на обобщении метода матрицы распространения. Из совместного решения уравнений Шредингера (с гамильтонианом Латтинджера) и Пуассона проведен самосогласованный расчет структуры подзон размерного квантования, уровня Ферми и плотности носителей заряда для ряда напряженных гетероструктур $p\text{-Ge/Ge}_{1-x}\text{Si}_x$.

В свете проведенных расчетов получает новое объяснение ряд обнаруженных нами эффектов в квантовом магнитотранспорте на указанных гетероструктурах, которые ранее интерпретировались на основе оценочных вычислений.

Оказалось, что в исследованных слоях Ge ориентацией (111) кривые энергетической дисперсии подзон размерного квантования валентной зоны имеют относительно простой вид (рис.1) – без боковых экстремумов, в отличие от плоскости (100), например. Неожиданным результатом явилась малая величина массы в зависимости $E_i(k_{\epsilon(111)})$ у крайних подзон размерного квантования дырок: $m/m_0 = (0.053 - 0.062)$, что приближается к эффективной массе легких дырок объемного Ge $m_{lh}/m_0 = 0.04$. Сочетание малой массы в дисперсии энергии движения вдоль слоев с большой объемной массой тяжелых дырок $m_{hh<111>}/m_0 = 0.5$, которая ответственна за формирование уровней размерного квантования, создает уникальную ситуацию, когда при относительно небольшой концентрации дырок в слое заполнено много подзон размерного квантования.

Обнаруженное ранее исчезновение особенностей квантового эффекта Холла (КЭХ) для фактора заполнения $\nu = 1$ при ширине слоя Ge более ~ 30 нм подтверждается проведенными расчетами как следствие слияния двух крайних подзон размерного квантования в сформировавшемся профиле потенциала двойной квантовой ямы, однако в том лишь случае, когда в расчеты заложена деформация слоев. В отсутствие деформации уровень Ферми оказывается вблизи амплитуды изгиба дна ямы (рис.1а), в результате волновые функции симметричного и антисимметричного состояний оказываются по разному сориентированы относительно изогнутого дна ямы, что приводит к разной доле в них состояний легких дырок и к отщеплению этих подзон вблизи $k = k_F$ (рис.1б). В таком случае должны существовать состояния КЭХ с $\nu = 1$. Однако при деформации профиль потенциала ямы расщепляется на два

– для легких и тяжелых дырок (рис.1в); амплитуда изгиба дна для легких дырок поднимается много выше уровня Ферми, в результате доля состояний легких дырок в волновых функциях крайних подзон резко сокращается, и эти подзоны сливаются, вплоть до $k \sim k_F$ (рис.1г). Что и приводит к исчезновению особенностей КЭХ при $\nu = 1$. Отсюда видна высокая чувствительность эксперимента к деформации слоев.

В образцах с шириной слоя Ge около 40 нм при концентрации дырок $\sim 5 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ заполнены, кроме двух слитых крайних подзон, еще 3 подзоны (рис.1б,г). Именно с заполнением последних подзон связаны обнаруженные в этих образцах локальные особенности магнитосопротивления (МС) в параллельном магнитном поле (когда эти подзоны последовательно опустошаются при их диамагнитном сдвиге). Результаты таких экспериментов чувствительны к деформации, а также – к профилю потенциала.

В образцах с умеренной шириной слоев (~ 20 нм) заполнено 3 подзоны; с опустошением третьей подзоны связано наблюдаемое сильное отрицательное МС. Однако, поскольку опустошается только одна подзона, локальных особенностей МС здесь нет.

Работа поддерживается РФФИ, проекты №№ 02-02-16401, 04-02-16614, и программой РАН «Физика твердотельных наноструктур».

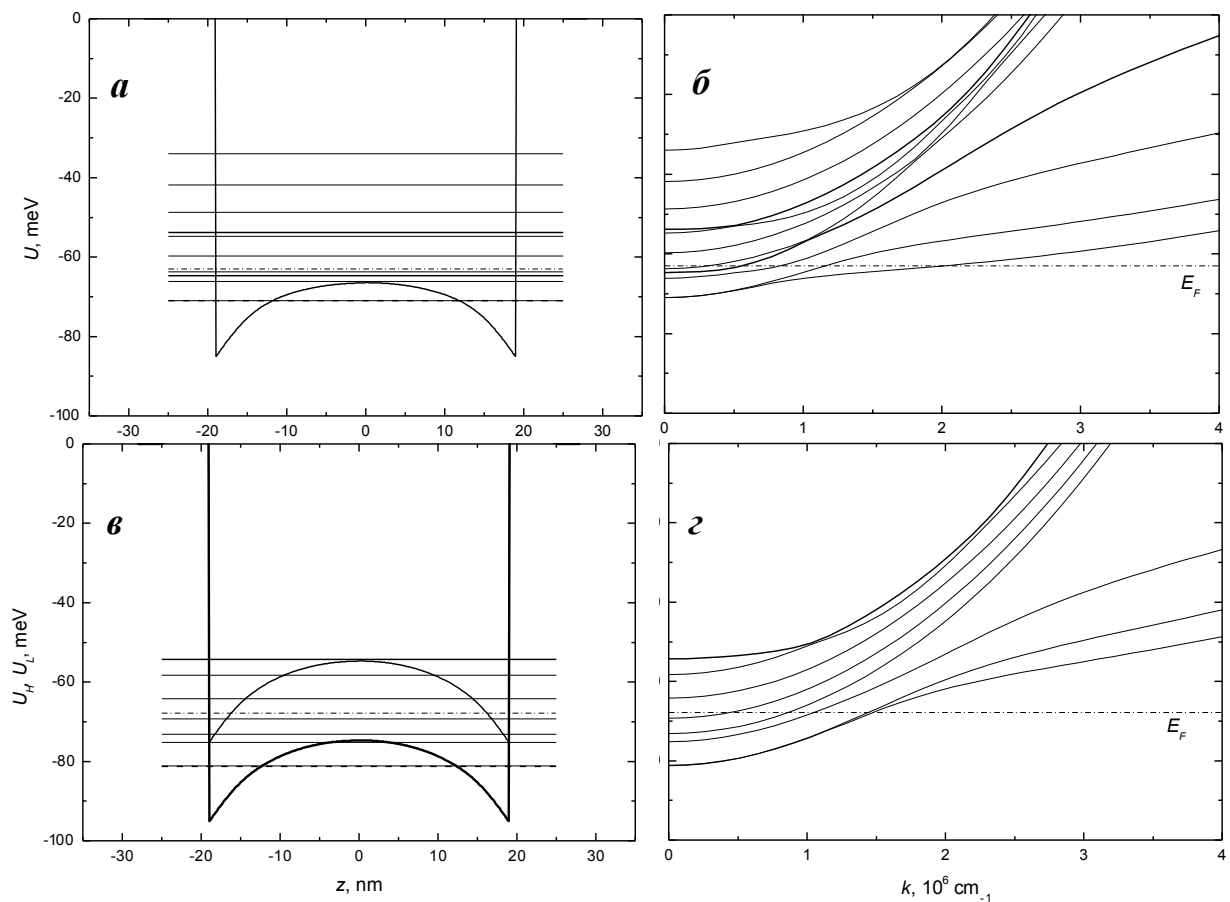


Рис.1. Рассчитанная структура валентной зоны слоя (111) Ge шириной 38 нм. а) Профиль потенциала и уровни размерного квантования без деформации. б) Структура соответствующих подзон размерного квантования. в) и г) – то же при деформации.

ПОЛОЖИТЕЛЬНАЯ И ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ОСТАТОЧНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ InAs/AlSb

Ю.Г. Садофьев

Arizona State University, Tempe, AZ, USA

Квантовая яма (КЯ) InAs/AlSb обладает набором свойств, привлекающих для изучения фундаментальных физических явлений и создания приборов различного назначения. В монокристаллическом InAs эффективная масса электронов равна $0.023m_0$, эффективный g-фактор равен -15. Локализирующий потенциал для электронов в КЯ InAs/AlSb очень велик (1,35 эВ). Все это позволяет наблюдать эффекты, обусловленные непараболичностью зоны Бриллюэна, спин-орбитальным взаимодействием электронов в магнитных полях, спиновым расщеплением в нулевом магнитном поле и пр. Одной из особенностей данной квантовой ямы является зависимость знака остаточной фотопроводимости КЯ от энергии фотонов, используемых для освещения образца при низких температурах. Остаточная фотопроводимость *отрицательна*, если энергия фотонов превышает ширину непрямой запрещенной зоны барьерного слоя (AlSb), и *положительна* для фотонов с меньшей энергией (ИК-область спектра) [1].

В данной работе будет продемонстрирован максимальный из достигнутых до настоящего времени эффект отрицательной остаточной фотопроводимости на концентрацию двумерных электронов в КЯ, в результате которого концентрация электронов может быть уменьшена на один порядок величины при освещении красным и голубым светодиодами (рис. 1). Данный эффект использован для оценки концентрационной зависимости g-фактора. Характер релаксации сопротивления образца после освещения указывает на формирование нового, метастабильного равновесного состояния структуры, которое является обратимым.

При специфических условиях освещения образца фотонами инфракрасного ($\lambda = 0.97$ мкм) диапазона длин волн обнаружен эффект формирования биений осцилляций ШдГ в низких магнитных полях. Характер изменения силы полевого эффекта при освещении структуры, снабженной обратным затвором, позволяет сделать вывод об изменении величины встроенного электрического поля под действием освещения. Встроенное электрическое поле обеспечивает спиновое расщепление при нулевом магнитном поле (эффект Рашбы - Бычкова). Биения существуют и при нулевом внешнем электрическом поле (рис. 2).

- [1] Ch. Gauer, J. Scriba, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, C. Nguyen, G. Tuttle, J.H. English, and H. Kroemer, *Semicond. Sci. Technol.* 8, S137 (1993)

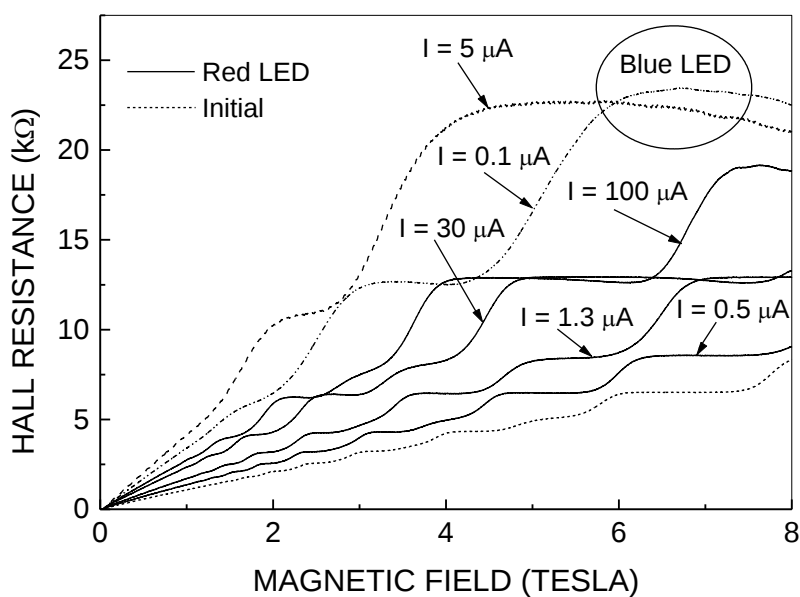


Рис. 1. Холловское сопротивление (ρ_{xy}) InAs/AlSb КЯ структуры после освещения излучением красного и голубого светодиодов. Интенсивность излучения указана величиной электрического тока через светодиоды. Эксперимент выполнен при температуре жидкого гелия.

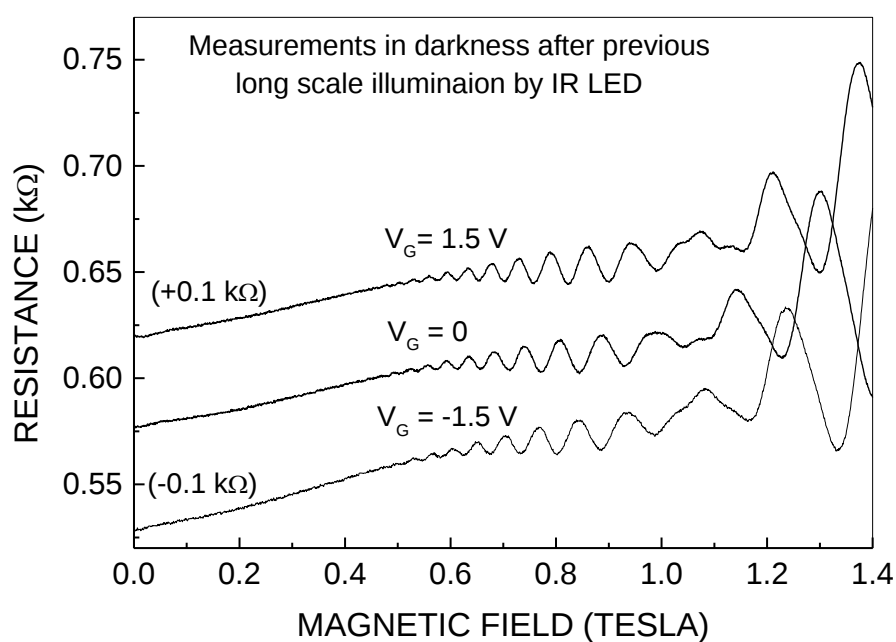


Рис. 2. Магнитосопротивление InAs/AlSb КЯ структуры, снабженной обратным затвором, после длительного освещения ИК-светодиодом. Напряжение на обратном затворе V_G указано над соответствующими кривыми. Измерения проведены при температуре жидкого гелия.

ФОРМИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ МОДИФИКАЦИЙ УГЛЕРОДА НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОСТРУКТУР

Т.Н. Заварицкая, В.А. Караванский¹⁾, Н.Н. Мельник, Ф.А. Пудонин
*Физический Институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, 119991,
Ленинский пр., 53.*

¹⁾*Центр Естественно-научных исследований Института
Общей Физики РАН, Москва, 119991, Вавилова, 38/Л*

Созданию и исследованию углеродных структур различной модификации (графитовые, алмазные, фулеренные пленки, нанотрубки и т.д.) посвящено большое количество работ, направленных как на углубление понимания физических процессов, лежащих в основе формирования той или иной углеродной структуры, так и изучение физических свойств полученных структур. Было выяснено, что электронная и фононная системы углеродных соединений очень чувствительны к типу связи между атомами С. Так, в [1], было показано, что преобладание в углеродных тонких пленках sp^3 -типа связи приводит к появлению люминесценции в видимой области спектра и возникновению углеродного соединения алмазоподобного типа, в то время, как наличие связей типа sp^2 ведет к формированию графитоподобных пленок, в которых люминесценция отсутствует. Основная проблема заключается в том, что при формировании углеродных пленок трудно в рамках одной технологии получать по желанию алмазоподобные или графитоподобные пленки (или другие модификации С), что говорит о недостаточной изученности процессов, отвечающих за возникновение той или иной модификации углерода.

В данной работе предлагается новый метод получения углеродных соединений, позволяющий контролируемым образом получать нужную модификацию углерода. Для реализации предлагаемого метода выращивались многослойные периодические структуры (сверхрешетки СР) $(C/SiC)_{20}$ с определенной толщиной слоев С и SiC. Предполагалось, что при импульсном отжиге углерод в многослойных структурах будет трансформироваться в графитовую или алмазную модификацию в зависимости от толщины слоев С в сверхрешетках. Толщина углеродного слоя выбиралась кратной кристаллическому периоду желаемой структурной модификации, в данном случае для графита $d = 1.34$ нм (графитоподобный слой: $d \sim 2c$, где $c = 0.67$ нм – расстояние между плоскостями графита) - «графитовые» сверхрешетки (ГСР), и для алмаза $d = 0.91$ нм (алмазоподобный слой: $d \sim 9a$, где $a = 0.09$ нм – толщина монослоя алмаза) – «алмазные» сверхрешетки (АСР). Предполагалось, что в процессе отжига углерод в ГСР будет кристаллизоваться в графитоподобную кристаллическую конфигурацию, в то время как углерод в АСР будет трансформироваться в алмазоподобную структуру. Кроме того, согласно [2], изменение толщины барьерного слоя SiC также может влиять на формирование кристаллической структуры углеродных сверхрешеток.

Проведенные исследования КРС и люминесценции подтвердили, что в результате отжига выращенных образцов происходит формирование алмазоподобной структур в АСР и графитоподобной – в ГСР и обнаружено влияние толщины барьерных слоев SiC на спектры КРС и люминесценции.

Таким образом, впервые показана возможность получения углеродные соединения заданной кристаллической модификации с помощью многослойных углеродных наноструктур.

- [1] В.А. Караванский, Н.Н. Мельник, Т.Н. Заварицкая, Письма ЖЭТФ, **74**, в.3, 204, (2001).
- [2] А.Ф. Плотников, Ф.А. Пудонин, В.Б. Стопачинский, Письма ЖЭТФ, **46**, в.11, 443, (1987).

ПЛАЗМОНЫ В ДВУМЕРНЫХ СЛОЯХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В.Л. Альперович

*Институт физики полупроводников СО РАН, 630090 Новосибирск,
Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск*

При увеличении концентрации атомов щелочных металлов на поверхности полупроводников происходит конденсация адатомов в двумерную металлическую фазу предельно малой, моноатомной толщины. Причина конденсации состоит в том, что с ростом концентрации, благодаря уменьшению расстояния между адатомами и частичному возврату электронной плотности от подложки к адатомам из-за эффекта деполяризации, увеличивается перекрытие волновых функций электронов на соседних адатомах. В результате, при некотором критическом покрытии $\theta \sim 0.5$ монослоя, кулоновское отталкивание частично заряженных адатомов сменяется притяжением из-за образования латеральных металлических связей. Изучение этого явления методом спектроскопии потерь энергии электронов на поверхности Cs/GaAs с различными кристаллографическими ориентациями и сверхструктурными реконструкциями показало, что переход к конденсированной фазе сопровождается возникновением в запрещенной зоне GaAs дублета узких пиков потерь, обусловленных возбуждением плазмонов в адсорбционном слое [1,2]. В дальнейшем было установлено, что несмотря на простоту и общность причины перехода, на различных полупроводниках A^3B^5 с адсорбированными слоями цезия и других щелочных металлов спектры характеристических потерь и, следовательно, характер конденсированной металлической фазы двумерного слоя адсорбата могут радикально отличаться. В данной работе обсуждаются возможные сценарии перехода от газа адатомов к конденсированной фазе, характер этой фазы, а также микроскопическая природа пиков плазменных потерь. Полученные к настоящему времени данные позволяют предполагать, что на поверхности полупроводников с достаточно малой постоянной решетки по отношению к размеру атомов щелочного металла происходит формирование массивов "самоорганизованных" механически напряженных двумерных металлических островков. Спектры потерь энергии электронов на плазмонах в металлических островках сопоставлены с известными результатами по оптической спектроскопии малых металлических кластеров [3].

- [1] U. del Pennino, R. Compañò, B. Salvarini, C. Mariani, Surf. Sci. **409**, 258 (1998).
- [2] V.L. Alperovich, O.E. Tereshchenko, A.N. Litvinov, A.S. Terekhov, Appl. Surf. Sci. **175**, 176 (2001).
- [3] H. Haberland, B. von Issendorff, J. Yufeng, T. Kolar, Phys. Rev. Lett. **69**, 3212 (1992).

ПРОВОДИМОСТЬ ОСТРОВКОВЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК.

А.П.Болтаев, Н.А.Пенин, А.О.Погосов, Ф.А.Пудонин, Н.Н.Сибельдин
*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991 Москва,
Ленинский пр.53*

Экспериментально было найдено, что проводимость в островковых металлических структурах и наноккомпозитах чаще всего изменяется с температурой в соответствии с законом $\sigma \sim \exp(-T_0/T)^{0.5}$. Привлекались различные теоретические модели для объяснения “закона 1/2”, в основном эти модели являлись модификацией теории прыжковой проводимости в полупроводниках, где “закон 1/2” трактуется, как возникновение кулоновской щели в плотности состояний электронов вблизи уровня Ферми. Однако в ряде работ было показано, что показатель степени (n) в выражении, описывающем измеренное значение проводимости в пленках, не всегда равен 1/2. Так было обнаружено, что $n=0.75$, $n=0.72$, $n=1$. Причины отклонений от зависимости с $n=1/2$ до сих пор не выяснены. Здесь следует обратить внимание на одну деталь. При измерении проводимости в пленках подчеркивалось, что температурные зависимости проводимости структур измерялись при напряжениях, которые соответствуют линейному участку вольт-амперных характеристик. С другой стороны, в ряде работ показано, что в туннельных системах состоящих из двух металлов, разделенных изолирующим барьером, при измерении проводимости от напряжения в слабых электрических полях омической области вольт-амперной характеристики не существует. Авторы работы назвали это явление эффектом аномальной проводимости при нулевом смещении.

В данной работе сообщается об исследовании проводимости ультратонких металлических пленок Ti, W, FeNi, Co в области температур от 77K до 300K, где эффект аномальной проводимости не вносит существенных ошибок в измеренные значения проводимости структур.

Тонкие пленки Ti, W, FeNi и др. выращивались методом ВЧ-распыления в аргоне. В качестве подложек использовался кремний КЭФ-4.5 и ситал. После напыления каждой из металлических структур, они закрывались тонким слоем диэлектрика (Al_2O_3 , $d=8 \text{ \AA}$). Толщина металлических пленок варьировалась от 5 $\text{\AA}$ до 100 $\text{\AA}$.

Проводимость пленок измерялась в области температур (T) от 77K до 300K. При изучении электрофизических свойств металлических пленок нами были проведены исследования топографии полученных структур методом атомно-силовой микроскопии и было установлено, что пленки толщиной 6.3 $\text{\AA}$ имеют островковый характер. При увеличении толщины пленки островки постепенно увеличиваются, а при толщине металлических слоев порядка 20 $\text{\AA}$ пленка становится сплошной.

Измерялась зависимость удельной поверхностной проводимости металлической пленки на диэлектрической подложке от температуры для восьми структур с различной толщиной пленок ($d = 6.3; 7; 7.9; 8.5; 9.48; 11;$

19; 100 Å). Показано, что при толщине металлической пленки от 19Å до 100Å проводимость пленок (σ) не зависит от температуры в измеряемом диапазоне температур, а проводимость пленок толщиной $d=11.06$ и 9.48Å увеличивается с изменением температуры пропорционально (T) . Проводимость пленок толщиной $d= 8.5\text{Å}$ можно описать выражением $\sigma \sim T^{0.5}\exp(-E/T)^{0.5}$, проводимость металлических пленок толщиной $d=6.3$; 7 и 7.9Å изменяется с температурой по закону $\sigma \sim T^{1.5}\exp(-E/kT)$, где E – энергия активации, k – постоянная Больцмана.

Анализ экспериментальных данных позволил установить, что при толщине металлических пленок больше 20Å металлические островки увеличиваются в размере и образуют сплошную пленку. Проводимость в таких пленках, очевидно, связана с рассеиванием импульса носителей заряда на границах пленки, на дефектах и неоднородностях пленки и поэтому в пленках толщиной до 100Å проводимость от температуры не зависит.

В пленках с толщиной $d=6.3$; 7 и 7.9Å , где проводимость изменяется с температурой по активационному закону $\sigma \sim T^{1.5}\exp(-E/T)$, механизм протекания тока в этом случае, по-видимому, связан с туннелированием носителей заряда между металлическими островками. Показано, что при температуре отличной от нуля за счет туннельных переходов электронов между металлическими островками устанавливается термодинамическое равновесие, в котором часть островков приобретает положительный заряд (электрон перешел с данного нейтрального островка на другой нейтральный островок) или отрицательный заряд. При переходе электрона от одного нейтрального островка к другому энергия системы изменяется на величину $E \sim e^2/\epsilon R$, где R – размер островков, ϵ – диэлектрическая проницаемость. В результате возникновения заряженных островков появляются условия для проводимости за счет туннелирования между заряженными и нейтральными островками без существенного изменения энергии системы, причем величина проводимости пропорциональна числу заряженных островков. В случае, если металлические островки можно рассматривать как трехмерные, число заряженных островков в металлической пленке с изменением температуры изменяется по закону $N \sim T^{1.5}\exp(-E/kT)$. Следовательно, проводимость в пленках изменяется по активационному закону $\sigma \sim T^{1.5}\exp(-E/T)$.

В пленках с толщиной $d=11.06$, 9.48 и 8.5Å , где продольные размеры островков больше длины свободного пробега носителей заряда, проводимость в металлических пленках может быть обусловлена одновременно как рассеянием носителей заряда на дефектах пленки в островках, так и процессами туннелирования электронов между островками. От влияния на проводимость структуры каждого из этих двух механизмов переноса электронов могут быть получены зависимости проводимости структур $\sigma \sim T$ и $\sigma \sim \exp(-E/T)^{0.5}$.

Работа поддержана грантами РФФИ, федеральной целевой программой «Интеграция науки высшего образования России» и грантом Межотраслевой научно-технической программой России "Физика твердотельных наноструктур".

СЛАБАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ СИСТЕМАХ И СВЕРХРЕШЕТКАХ

С.Г. НОВОКШОНОВ

Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург,
ул. С.Ковалевской, 18

Рассматривается вычисление интерференционных поправок к электропроводности квазидвумерных многослойных неупорядоченных систем в поперечном магнитном поле. В качестве модели таких структур рассматривается система N параллельных равноотстоящих $2D$ электронных слоев. Предполагается, что ширина минизон или расщепление уровней, обусловленные перекрытием волновых функций электронов соседних слоев, малы по сравнению с шириной одноэлектронных уровней в случайном поле. В этом пределе основной вклад в вероятности переходов электронов между слоями вносит рассеяние на случайном потенциале [1].

Для вычисления локализационных поправок к электропроводности необходимо решить уравнение для куперона с учетом межслоевого рассеяния

$$\begin{array}{c} k \\ \rightarrow \\ \text{---} \\ \rightarrow \\ k \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{c} l \\ \leftarrow \\ \text{---} \\ \leftarrow \\ l \end{array} = \begin{array}{c} k \\ \rightarrow \\ \text{---} \\ \rightarrow \\ k \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{c} l \\ \leftarrow \\ \text{---} \\ \leftarrow \\ l \end{array} + \begin{array}{c} k \\ \rightarrow \\ \text{---} \\ \rightarrow \\ k \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{c} l \\ \leftarrow \\ \text{---} \\ \leftarrow \\ l \end{array},$$

где индексы k, l, m обозначают номера слоев, а по m предполагается суммирование. Если переходы происходят только между соседними слоями, то оно представляет собой систему линейных алгебраических уравнений с трехдиагональной матрицей, спектр собственных значений которой имеет вид

$$\lambda_p = q^2 D + \frac{1}{\tau_{\phi}} + \frac{4}{\tau_{12}} \sin^2 \theta_p, \quad p = 0, 1, 2, \dots, N-1, \quad (1)$$

$\theta_p = \pi p / N$ для периодических и $\theta_p = \pi p / (2N)$ для изолирующих граничных условий. Здесь $D = V_F^2 \tau / 2$ - друдевский коэффициент диффузии электрона в изолированном слое. При наличии перпендикулярного слоям внешнего магнитного поля $q^2 = (4n + 2) / l_B^2$, $n = 0, 1, 2, \dots$, $l_B = \sqrt{\hbar c / eB}$ - магнитная длина (в дальнейшем рассматривается случай слабых магнитных полей $\omega_c \tau \ll 1$, $\omega_c = eB / mc$ - циклотронная частота)

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{11}} + \frac{2}{\tau_{12}}, \quad \frac{1}{\tau_{11}} = 2\pi m_F W_{11}, \quad \frac{1}{\tau_{12}} = 2\pi m_F W_{12}, \quad (2)$$

W_{11} и W_{12} - борновские вероятности рассеяния внутри слоя и между соседними слоями, соответственно; n_F - плотность состояний на уровне Ферми. Предполагается, что $\tau_\phi, \tau_{12} \gg \tau_{11}$, но соотношение между временем когерентности τ_ϕ и τ_{12} произвольно.

Окончательное выражение для локализационных поправок к измеряемому в единицах $2\pi^2\hbar/e^2$ продольному магнитосопротивлению приобретает вид

$$\delta\rho^{wl} = \frac{1}{(\pi k_F l)^2} \sum_{p=0}^{N-1} \left[\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{b} + \frac{\gamma}{b}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\gamma}{b} + 4\frac{t}{b} \sin^2 \theta_p\right) \right], \quad (3)$$

где $\Psi(z)$ - дигамма-функция, $l = V_F \tau = \sqrt{2D\tau}$ - средняя длина свободного пробега и введены безразмерные переменные $b = B/B_{tr}$, $\gamma = \tau/\tau_\phi$, $t = \tau/\tau_{12}$.

При условиях $\tau_\phi, \tau_{12} \gg \tau_{11}$ и $\omega_c \tau \ll 1$ выражение (3) справедливо для произвольного числа слоев и включает в себя известные частные случаи. При $N=1$ (3) переходит в обычную формулу Хиками-Ларкина-Нагаоки [2]. Действительно, среди собственных чисел (1) всегда присутствует $\lambda_0 = q^2 D + 1/\tau_\phi$, поэтому в (3) есть одно не зависящее от t слагаемое, которое сохраняется при $N=1$. В остальных $N-1$ слагаемых роль межслоевого рассеяния сводится к перенормировке времени когерентности $\tau_\phi^{-1} \rightarrow \tau_\phi^{-1} + 4\tau_{12}^{-1} \sin^2 \theta_p$. При $N=2$ (изолирующие граничные условия) (3) переходит в результат работы [3], а при $N \rightarrow \infty$ (периодические граничные условия) – в полученный для сверхрешеток результат [4].

Проведен численный анализ полевой и температурной зависимостей (3). Показано, что наличие редких ($\tau_{12} \gg \tau_{11}$) переходов между слоями ведет к значительному уменьшению эффекта слабой локализации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 04-02-16614.

- [1] F.G. Pikus, G.E. Pikus, LANL arXiv: cond-mat/9710179.
- [2] S. Hikami, A.I. Larkin, H. Nagaoka, Progr. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).
- [3] O.E. Raichev, P. Vasilopoulos, J. Phys. Condens. Matter **12**, 589 (2000).
- [4] W. Scott, C. Jedrzejek, Kirk, Phys. Rev. **B 40**, 1790 (1989).

ПЕРЕНОС ДЫРОК В ДВУМЕРНЫХ МАССИВАХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ГЕРМАНИЯ В КРЕМНИИ

А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.А. Блошкин, А.И. Никифоров
Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск

Целью работы являлось установление механизмов и закономерностей транспорта дырок вдоль слоев нанокластеров Ge, сформированных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на Si в режиме роста по механизму Странского-Крастанова. Зонная диаграмма гетероперехода Ge/Si устроена таким образом, что в областях Ge формируются потенциальные ямы для дырок и барьеры для электронов (гетеропереход 2-го типа). Средние размеры нанокластеров Ge в исследуемых образцах составляли 10 нм в плоскости роста, высота 1-2 нм и слоевая плотность около 10^{11} см⁻². При таких размерах германиевых островков вследствие размерного ограничения движения носителей заряда в нанокластерах происходит квантование энергетического спектра дырок, в результате чего плотность энергетических состояний становится осциллирующей функцией энергии. Это обстоятельство позволяет рассматривать слои нанокластеров Ge в Si в качестве двумерных массивов квантовых точек (КТ).

Для достижения цели работы были проведены измерения температурных зависимостей слоевой проводимости, зависимостей проводимости от напряженности электрического и магнитного полей, а также ВЧ-проводимости. Контролируемое заполнение КТ Ge дырками осуществлялось введением в образцы δ -легированного бором слоя Si на расстоянии 5-20 нм ниже слоя КТ. В результате проведенных экспериментов были обнаружены следующие закономерности. 1) Величина проводимости осциллирует при изменении фактора заполнения КТ дырками. 2) Зависимость проводимости от температуры при $T < 20$ К подчиняется закону Эфроса-Шкловского, однако в отличие от традиционного механизма активированной фононами прыжковой проводимости в слоях КТ предэкспоненциальный множитель в формуле Эфроса-Шкловского не зависит от температуры и имеет величину порядка e^2/h . 3) Магнетосопротивление сильно анизотропно: проводимость системы падает в магнитном поле, если поле направлено перпендикулярно плоскости образца, и растет, если вектор магнитного поля лежит в плоскости слоя КТ. 4) Проводимость экспоненциально увеличивается в электрическом поле E и описывается выражением $G(E) \sim \exp(\alpha E^{0.7})$. 5) При низких температурах ($T < 20$ К) ВЧ-проводимость линейно растет с частотой электрического поля и не зависит от температуры.

Полученные результаты объясняются в рамках механизма бесфононной прыжковой проводимости дырок по квантовым точкам в условиях существования дальнедействующего кулоновского взаимодействия между локализованными в КТ носителями заряда.

СПОСОБЫ ПОВЫШЕНИЯ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ InAs/GaAs

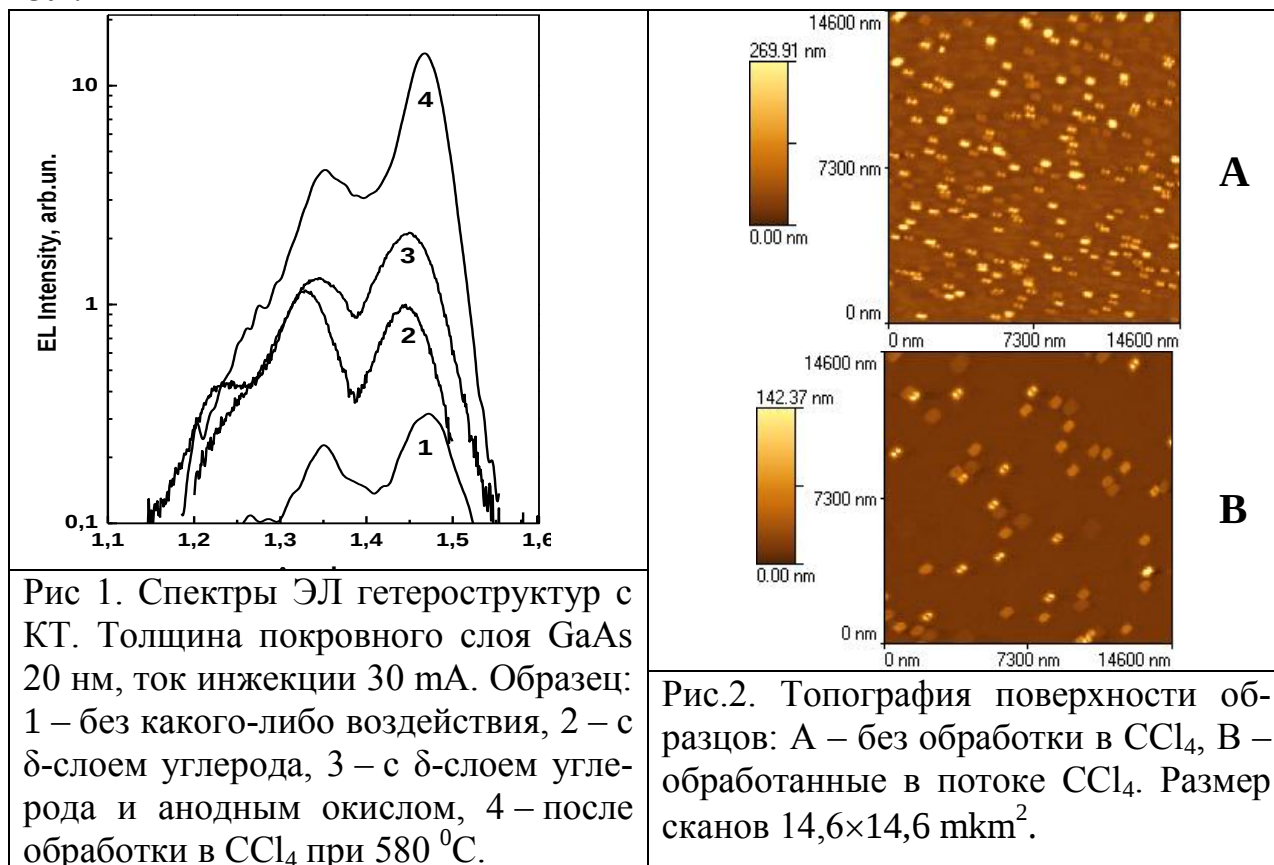
Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков, П.Б. Демина, М.В. Дорохин,
Е.И. Малышева, Е.А. Ускова.

*Научно-исследовательский физико-технический институт
ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Для получения спонтанного излучения наравне с гетероструктурами (ГС) с р-п переходом можно использовать диоды Шоттки. В [1,2] мы сообщали о наблюдении электролюминесценции (ЭЛ) квантово-размерных ГС GaAs/In(Ga)As/GaAs с барьером Шоттки при 300К. Размещение слоя квантовых точек (КТ) In(Ga)As вблизи поверхности ГС, под тонким 10-30 нм покровным слоем комбинированного состава (InGaAs(2-3 нм)+GaAs) позволило продвинуться в важный для волоконной оптики диапазон излучения 1.3 –1.55 мкм [2]. В данной работе описаны результаты исследования различных способов управления квантовой эффективностью ЭЛ этих диодов. Гетероструктуры выращивали методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на подложках n^+ -GaAs (100). Барьер Шоттки изготавливали осаждением металла (Au, Al, Ni) методом термического испарения в вакууме через маску с отверстиями диаметром 500 мкм. Обратный омический контакт формировали с помощью InGa-пасты. Для управления интенсивностью ЭЛ использовали несколько способов воздействий на поверхность структуры как во время роста, так и после выращивания. В процессе эпитаксии 1)слой КТ InAs экспонировали в потоке тетрахлорида углерода CCl_4 при различных (520 и 580 °С) температурах, 2)поверхность покровного слоя GaAs пассивировали *in situ* в потоке фосфина (фосфидировали). Согласно [3], обработка в CCl_4 в зависимости от режима либо улучшает морфологию КТ (580 °С), либо меняет состав покровного слоя вследствие формирования акцепторного δ -слоя углерода (520 °С). Непосредственно перед нанесением металлической пленки поверхность готовой ГС подвергали 3)сульфидированию в растворе Na_2S или 4)анодированию. Проводили измерения (77 и 300К) инжекционной (при прямом смещении диода) ЭЛ, спектров фотолюминесценции, вольтамперных характеристик диодов (ВАХ); на атомно-силовом микроскопе изучалась топография поверхности ГС.

Наибольший эффект увеличения интенсивности ЭЛ в исследованных образцах наблюдается от обработки поверхности роста в CCl_4 при $T=580$ °С (рис.1, кр.4). Он связан в основном с уменьшением (почти на порядок) плотности центров безызлучательной рекомбинации вследствие травли вершук кластеров и сегрегировавшего индия [4]. Последнее хорошо иллюстрируют снимки топографии поверхности ГС (рис.2). При анодном окислении покровного слоя, поскольку часть GaAs расходуется на формирование окисла, удаляются биографические поверхностные дефекты, что также вызывает существенное повышение интенсивности ЭЛ (рис.1, кр.3). Сульфидирование и фосфидирование поверхности, по крайней мере в тех режимах, в ко-

торых они проводились, скорее уменьшают, чем повышают эффективность ЭЛ.



Данные ЭЛ хорошо согласуются с результатами измерений ВАХ которые описываются экспоненциальной зависимостью тока от приложенного напряжения с коэффициентом неидеальности 1,5-2,0. Чем больше вклад рекомбинационной составляющей тока, тем выше квантовая эффективность наблюдающейся ЭЛ. Все полученные результаты имеют важное значение для понимания механизма инжекции неосновных носителей в квантово-размерных ГС с барьером Шоттки.

Работа имеет финансовую поддержку РФФИ (гранты 01-02-16441, МАС 03-02-06370) и НТП Минобразования РФ «Научные исследования высшей школы по приоритетным направлениям науки и техники» (проект 05.01.048).

- [1] Н.В.Байдусь, Б.Н.Звонков, П.Б.Мокеева, Е.А.Ускова и др. Матер. Совещ. «Нанопотоника». Н.Новгород. ИФМ РАН. **2**, 351, (2003).
- [2] N.V.Baidus, B.N.Zvonkov, P.B.Mokeeva, E.A.Uskova, S.V.Tikhov et al. Semicond.Sci.Technol., **19**, 1, (2004).
- [3] Н.В.Байдусь, А.А.Бирюков, Ю.А.Данилов, Б.Н.Звонков, А.В.Здоровейщев, П.Б.Мокеева, С.М.Некоркин, Е.А.Ускова. Изв. АН, сер.Физическая, **67**, 208, (2003).
- [4] Ю.Н.Дроздов, Н.В.Байдусь, Б.Н.Звонков, М.Н.Дроздов, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин. ФТП, **37**, 203, (2003).

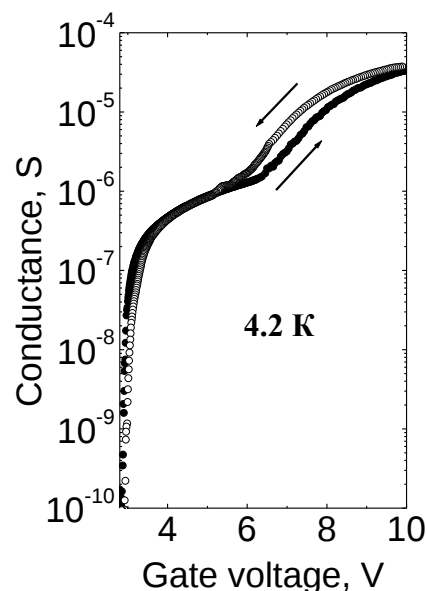
ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ РЕЛАКСАЦИИ ПРОВОДИМОСТИ СИЛЬНОРАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ ДВУМЕРНЫХ СТРУКТУР МЕТАЛЛ- НИТРИД- ОКСИД- ПОЛУПРОВОДНИК.

А.Б.Давыдов, Б.А.Аронзон

РНЦ “Курчатовский институт”, Институт молекулярной физики,
123182 Москва, пл. Курчатова, д. 1, Россия.

В работе обсуждаются временные зависимости проводимости двумерных полупроводниковых систем с сильным флуктуационным потенциалом (ФП) при различных способах выведения системы из состояния равновесия. Мы использовали структуры типа Si-МНОП (металл- нитрид- оксид- полупроводник) с инверсионным n -каналом в слабо легированном p -Si и составным подзатворным диэлектриком. Концентрацию зарядов на границе раздела нитрид- оксид (которые являются источниками ФП) можно изменять в пределах 10^{11} - 10^{13} см^{-2} .

При измерении зависимости проводимости структуры от потенциала затвора наблюдается гистерезис (см. рис.), который связан с наличием долговременных релаксаций проводимости в системе. Исследованы долговременные релаксации проводимости, возникающие при выведении системы из состояния равновесия за счет резкого охлаждения образца или скачкообразного изменения потенциала на затворе структуры. Зависимость проводимости от времени имеет логарифмический вид, характерный для систем типа «стекло». Наличие сильного крупномасштабного ФП приводит к существенным отличиям наблюдаемых зависимостей проводимости от времени по сравнению с теми, которые наблюдались в других группах [1,2]. Показано, что в отличие от андерсоновского диэлектрика [1] в системе с крупномасштабным флуктуационным потенциалом неравновесная компонента проводимости при выведении системы из состояния равновесия может как убывать, так и возрастать. Наблюдение релаксации проводимости связывается с перестройкой флуктуационного потенциала при изменении экранирующего действия электронов, в результате медленной релаксации концентрации электронов в «изолированных ямах» потенциального рельефа.



Зависимость проводимости структуры от потенциала затвора при концентрации источников ФП $\sim 10^{13}$ см^{-2} . 2 Стрелками показано направление изменения V_g .

- [1] A. Vaknin, Z. Ovadyahu, M. Pollak. Phys. Rev. B, **65**, 134208 (2002).
- [2] S. Bogdanovich, D. Popovic. Physica E, **12**, 604-607 (2002).

ДОЛГОВРЕМЕННАЯ КИНЕТИКА ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ГЕТЕРОСИСТЕМЕ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ Ge В Si.

Н.П. Степина, А.И. Якимов, А.В. Ненашев, А.В. Двуреченский,
А. В. Перегоедов, А.И. Никифоров.

*Институт физики полупроводников СО РАН,
Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13.*

Отличительной особенностью транспорта заряда в плотном ($>10^{11}$ см $^{-2}$) массиве квантовых точек Ge в Si по сравнению с другими неупорядоченными структурами является осциллирующая зависимость прыжковой проводимости от заполнения точек носителями заряда, которая способна коренным образом изменить поведение системы в неравновесных условиях. В частности, можно ожидать разного знака межзонной фотопроводимости для разного фактора заполнения квантовых точек Ge дырками. Более того, наличие кулоновского потенциала заряженных квантовых точек, диктующего разную скорость захвата неравновесных электронов и дырок в гетеросистеме II типа Ge/Si при температурах, где доминирующим является прыжковый транспорт, дает основание ожидать аномальной динамики процессов переноса в таких системах.

В данной работе исследовано влияние освещения, вызывающего межзонные переходы, на прыжковую проводимость дырок вдоль двумерного массива квантовых точек Ge в Si. Обнаружено, что фотопроводимость имеет положительный и отрицательный знак в зависимости от исходного заполнения квантовых точек дырками. Как при освещении образца, так и при выключении света, наблюдается долговременная кинетика фотопроводимости (10^2 - 10^4 с при $T=4.2$ K), причем даже после ~ 5000 секунд после выключения света система не возвращается к своему равновесному значению (эффект остаточной фотопроводимости). Наблюдается эффект ускорения релаксации фотопроводимости при повторном включении света из состояния остаточной фотопроводимости. Результаты обсуждаются в рамках модели, основанной на пространственном разделении неравновесных электронов и дырок из-за формирования потенциального барьера положительно заряженными точками. Два основных предположения легли в основу предложенной модели: зависимость сечения захвата дырок в квантовые точки от степени их заполнения и выравнивание числа дырок в ансамбле квантовых точек при возбуждении и релаксации фотопроводимости.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Гос. программы «Поверхностные Атомные Структуры» (грант 40.012.1.1.1153).

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДНОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ДО 50 ГПА. ПРИМЕНЕНИЕ ИМПЕДАНСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Я.Ю. Волкова¹⁾, А.Н. Бабушкин¹⁾, О.В. Нарыгина¹⁾, Е.Д. Образцова²⁾

¹⁾Уральский Государственный Университет, 620083, Екатеринбург,

пр. Ленина, 51.

²⁾Институт Общей Физики Российской Академии Наук, 119991, Москва,
ул. Вавилова, 38.

Однослойные углеродные нанотрубки демонстрируют наиболее интересные свойства среди различных наноматериалов. Малые размеры, возможность при синтезе получать необходимую электропроводность, механическая прочность и высокие

эмиссионные характеристики дают возможность использования нанотрубок как материала для производства рабочих элементов в микроэлектронике. Нами были исследованы однослойные нанотрубки, полученные методом термического распыления графитового электрода в плазме дугового разряда, горящего в атмосфере инертного газа [1]. В нашем случае содержание нанотрубок составило ~20% (остальное - аморфный углерод и ~8% металлического никеля). Для генерации давлений до 50 ГПа использовали камеру высокого давления с наковальнями типа «закруглённый конус - плоскость» из синтетических поликристаллических алмазов «карбонадо» [2]. Исследования электрических характеристик УНТ проводили методом импедансной диэлектрической спектроскопии. Были построены годографы импеданса ячейки с образцом, рассчитаны диэлектрическая проницаемость, емкость и элемент постоянной фазы УНТ и их зависимости от давления.

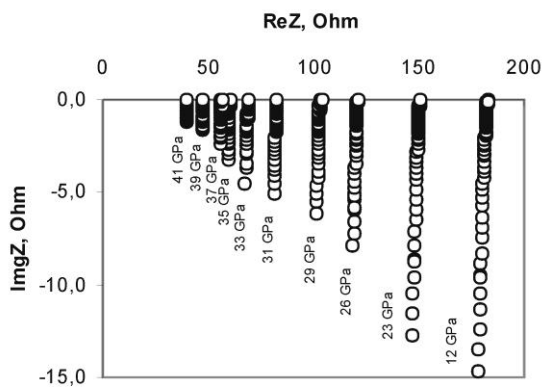


Рис. 1. Годографы импеданса
одностенных углеродных нанотрубок
при давлениях до 50 ГПа.

- [1] Obratsova E.D. In situ Raman Investigations of Single-Wall Carbon Nanotubes Pressurized in Diamond Anvil Cell *Frontiers of High Pressure Research II: Application of High Pressure to Low-Dimensional Novel Electronic Materials*. Eds. H. D. Hochheimer, B. Kuchta, P. K. Dorhout, J. L. Yarger., Kluwer Acad. Publ., Dordrecht-New York-London, 473 (2001).
- [2] Vereshchagin L.F., Yakovlev E.N., Stepanov G.N. et.al. *JETF Lett.*, 16, 3, (1972).

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ПРИ ПЕРЕХОДАХ ЭЛЕКТРОНОВ МЕЖДУ ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ И РЕЗОНАНСНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ МЕЛКИХ ДОНОРОВ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

В.Я.Алешкин, Л.В.Гавриленко

*Институт физики микроструктур РАН, ГСП 105, 603950,
Нижний Новгород, Россия.*

В данной работе рассчитан энергетический спектр локализованных и резонансных состояний мелких доноров в гетероструктурах $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с квантовыми ямами. Найдены величины энергии ионизации и ширины резонансных состояний, принадлежащих второй подзоне размерного квантования. Вычислен спектр примесного поглощения света, обусловленного электронными переходами с основного состояния донора в резонансные состояния, принадлежащие второй подзоне размерного квантования. Для определения энергетического спектра мелких доноров в КЯ и коэффициента поглощения волновые функции донорных состояний и состояний непрерывного спектра раскладывались в ряд по собственным функциям гамильтониана без учета потенциала примеси. Рассчитанные зависимости энергии ионизации и “кулоновской” ширины резонансных уровней от положения примеси z_{im} приведены на Рис.1. Введено обозначение d_{QW} - ширина КЯ. Значениям $z_{im}/d_{QW}=0$ и $z_{im}/d_{QW}=0,5$ отвечают положения примеси на границе и в центре КЯ соответственно. Ответствует положение донора в барьере.

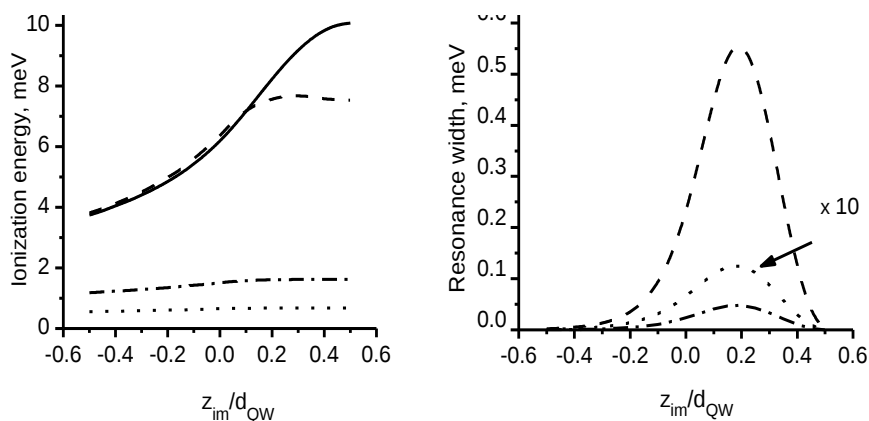


Рис.1 (а) Зависимость энергии ионизации от положения примеси в КЯ. Основное состояние донора (сплошная линия), резонансные состояния, принадлежащие второй подзоне: первое (пунктир), второе (штрих-пунктир), третье (штрих)

Рис.1 (б) Ширина резонансных уровней в зависимости от положения примеси в КЯ. Для наглядности ширина третьего резонансного уровня увеличена в 10 раз.

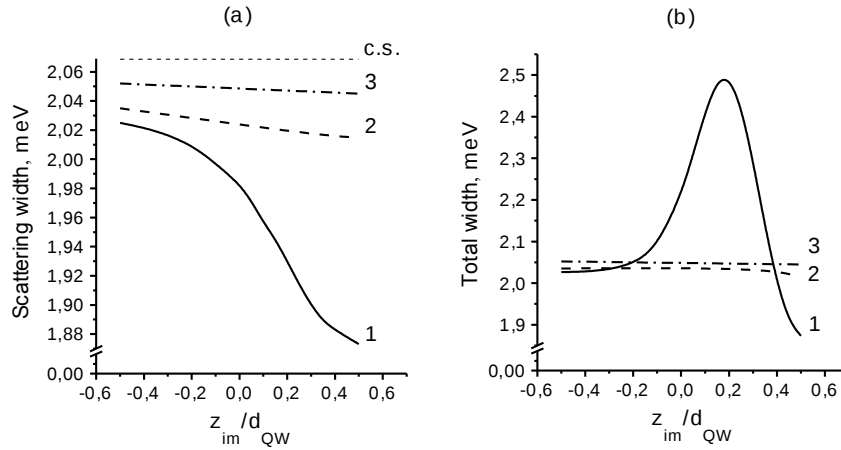


Рис.2(a) Зависимость ширины резонансных уровней от положения примеси в КЯ, уширение уровней обусловлено только рассеянием на РО-фононах.

Рис.2(b) Результирующая ширина резонансных уровней в зависимости от положения примеси в КЯ. Учтено резонансное уширение и рассеяние на РО-фононах. Цифры (1,2,3) соответствуют значению номеру уровня, c.s.-уширение состояний непрерывного спектра на дне 2-ой подзоны..

Ширина резонансного уровня определяется не только уходом электрона с резонансного состояния за счет взаимодействия подзон через кулоновский потенциал примеси, а также взаимодействием с фононами. Причем основной вклад в уширение уровня вносят именно процессы рассеяния на РО-фононах, в этом можно убедиться, сравнив рисунки 1(b) и 2(a).

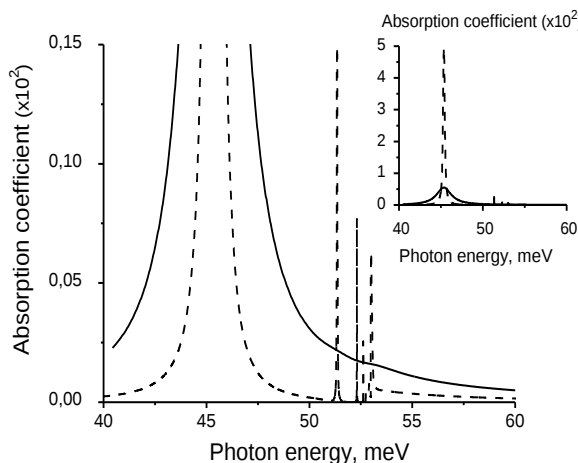


Рис.3: Спектр коэффициента поглощения (сплошная линия - с учетом рассеяния на РО-фононах, пунктир - без учета процессов рассеяния). На вставке показано соотношение амплитуд основных пиков.

Так как резонансные состояния часто наблюдаются экспериментально с помощью измерений спектров примесного поглощения, был рассчитан коэффициент поглощения для дипольных оптических переходов электронов из основного донорного состояния во вторую подзону, в том числе в резонансные состояния. На рис. 3 приведены спектры безразмерного коэффициента поглощения для дипольных оптических переходов электронов с учетом и без учета процессов рассеяния (для положения примеси $z_{im}=0,35d_{QW}$). Видно, что рассеяние существенно уменьшает амплитуду главного пика, который соответствует переходу электрона из основного состояния, принадлежащего первой подзоне, в низшее резонансное состояние, принадлежащее второй подзоне. Второстепенные пики и плато непрерывного спектра едва различимы на "хвосте" основного пика.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 04-02-17178), МНТЦ (№ 2293), программы «Университеты России» (грант УР.01.01.057), Министерства промышленности, науки и технологии РФ (Госконтракт 40.072.1.1.1173).

ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ СЕЛЕНИДА СВИНЦА И ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ СЕЛЕНИДА СВИНЦА И КАДМИЯ. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ НА ИХ ОСНОВЕ.

Л.К.Дийков, С.П. Варфоломеев, И.В. Заводько

ОАО Научно-исследовательский институт «ГИРИКОНД», 194223,

Санкт-Петербург, ул. Курчатова, 10.

E-mail: 21@giricond.spb.ru, Тел.: /812/-552-94-35

Отработаны методики получения тонких поликристаллических пленок на основе селенида свинца и твердых растворов селенида свинца и кадмия методом вакуумного термического испарения с применением приемов графоэпитаксии и легирования их элементами третьей и пятой групп. Отработаны методы их термического окисления при одновременном легировании кислородом и натрием с образованием поверхностных стекловидных окисных структур. Последние обеспечивают малую скорость поверхностной рекомбинации и высокую стабильность параметров полупроводниковых пленок.

Получены совершенные поликристаллические текстурированные структуры, с подвижностью основных носителей до $100 \text{ см}^2/\text{В сек.}$ Комбинируя режимы легирования, концентрацией легирующих примесей и их сочетаниями, удалось получить концентрации темновых носителей, приближающиеся к собственным. Наконец, совершенная структура и малые величины скорости поверхностной рекомбинации у использованных структур позволили свести рекомбинационные процессы преимущественно к прямой межзонной излучательной рекомбинации.

Возможность получения структур с концентрацией носителей близкой к собственной обусловили высокий фоторезистивный эффект. Большие подвижности и диффузионные длины наряду с возможностями получения областей с n- и p- типом проводимости позволили реализовать на этих структурах фотогальванический эффект. Наконец, превалирование излучательной рекомбинации над всеми остальными ее видами позволил реализовать эффект фотолюминесценции.

Изменение концентрации кадмия в твердых растворах селенида свинца и селенида кадмия в пределах растворимости последнего позволяют изменять ширину запрещенной зоны и соответственно край фундаментального поглощения от 4,8 мкм до 3,5 мкм и таким образом регулировать спектральные характеристики перечисленных выше структур.

На основе описанных выше структур разработаны и изготавливаются серийно различные типы фотоэлектрических приборов: фоторезисторов, фотодиодов, фотогальванических приемников излучения и ИК-излучателей.

СУБМИЛЛИМЕТРОВОЕ ПРИМЕСНОЕ МАГНИТОПОГЛОЩЕНИЕ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ Ge/GeSi С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

В.Я. Алешкин¹⁾, Д.Б. Векслер¹⁾, В.И. Гавриленко¹⁾, И.В. Ерофеева¹⁾,
А.В. Иконников¹⁾, Д.В. Козлов¹⁾, О.А. Кузнецов²⁾

¹⁾Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород,
603950, Россия.

²⁾Научно исследовательский физико-технический институт ННГУ,
пр. Гагарина, 23, 603950, Нижний Новгород, Россия.

Гетероструктуры Ge/GeSi с квантовыми ямами являются подходящим модельным объектом для изучения трансформации энергетических спектров носителей при переходе от объемного полупроводника к напряженным квантоворазмерным слоям. В работе исследовались гетероструктуры Ge/Ge_{1-x}Si_x(111) с концентрацией остаточных примесей (акцепторов) порядка 10^{14} см^{-3} . Спектры магнитопоглощения измерялись при постоянной частоте излучения и развертке магнитного поля при $T = 4.2 \text{ К}$. В качестве источников излучения использовались лампы обратной волны ($\hbar\omega = 0.5 \div 5 \text{ мэВ}$). Свободные носители в образце создавались модулированной межзонной подсветкой ($\lambda \approx 0.9 \text{ мкм}$). Приемником прошедшего через образец излучения служил кристалл $n\text{-InSb}$. На поверхность образцов наносились полосковые омические контакты, позволявшие прикладывать латеральное электрическое поле. Для уменьшения эффектов интерференции в образце подложка шлифовалась на клин с углом 2° .

В исследуемых структурах были обнаружены линии циклотронного резонанса (ЦР) дырок CH_1 и Ch_1 [1], обусловленные переходами с двух нижних уровней Ландау, а также линия ЦР электронов в 1L-долине в слоях GeSi [2]. В дополнение к этим линиям в спектрах магнитопоглощения были обнаружены новые линии $\text{CI}_1 - \text{CI}_3$, которые связываются с переходами с участием мелких примесей, а не с ЦР свободных носителей по следующим причинам:

(i) Экстраполяция положения линий $\text{CI}_1 - \text{CI}_3$ дает ненулевую энергию при $H \rightarrow 0$ (ср. [1]).

(ii) Расстояние между $1^{\text{й}}$ и $3^{\text{й}}$ подзонами размерного квантования в исследуемых образцах превышает 4.4 мэВ, поэтому линии $\text{CI}_1 - \text{CI}_3$ не могут быть результатом межподзонного ЦР [2].

(iii) При приложении к образцу постоянного напряжения (до 35 В/см) в спектре магнитопоглощения остаются линии, связанные с ЦР (CH_1 , Ch_1 , $\text{CE}_{1\text{L}}$), в то время как интенсивность «примесных» линий последовательно уменьшается.

(iv) В магнитных полях свыше 10 кЭ «зазор» между двумя нижними уровнями Ландау и вышележащими уровнями превышает 1 мэВ, что намного больше $k_{\text{B}}T$, поэтому переходы с последних невозможны.

При межзонной фотоподсветке генерируемые электроны и дырки могут захватываться как ионизованными примесями (всегда присутствующими

в образце вследствие примесной компенсации), так и нейтральными примесями. Поскольку энергия связи доноров в гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами значительно больше, чем энергия связи акцепторов, можно предположить, что обнаруженные «примесные» линии связаны с переходами с участием акцепторов. Энергия связи нейтральных акцепторов, расположенных вблизи центров квантовых ям составляет около 7 мэВ, что превышает максимальную энергию квантов излучения в исследованном диапазоне. Таким образом, наблюдаемые линии поглощения могут быть связаны с возбуждением более мелких примесных центров.

Во-первых, это переход $1s \rightarrow 2p^+$ для акцепторов, расположенных вблизи центров барьеров (энергия связи порядка 2 мэВ).

Во вторых, это переходы, связанные с ионизацией A^+ -центров, образующихся при захвате “лишней” дырки нейтральным акцептором в квантовой яме. По оценкам, энергия связи таких центров составляет также около 2 мэВ, поэтому они могут проявляться в спектрах наряду с нейтральными акцепторами, находящимися в барьере.

В-третьих, при межзонной подсветке возможно связывание дырки на ионе акцептора, расположенном в соседней квантовой яме. Энергия $1s \rightarrow 2p^+$ переходов таких мелких центров составляет в исследуемых структурах около 0.5 мэВ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 03-02-16808) и ФЦП “Интеграция” (проект Б0039/2102). Авторы признательны М.Д.Молдавской за многолетнее сотрудничество, заложившее основу настоящей работы, У.А.Усковой за подготовку образцов, А.В.Антонову, В.Л.Ваксу и А.Н.Панину за помощь при подготовке экспериментов.

- [1] V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko et al. Proc. 8th Int. Symp. “Nanostructures: physics and technology”, St Peterburg, Russia, p. 356 (1999).
- [2] В.Я. Алешкин и др. Матер. совещ. «Нанофотоника», ИФМ РАН, Нижний Новгород, с. 11 (2003).

ОСЦИЛЛЯЦИИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ПРИСУТСТВИИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Е. Патраков, И. И. Ляпилин

Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург,

ул.С.Ковалевской,18

E-mail: Lyapilin@imp.uran.ru

Интерес к теоретическим исследованиям нелинейных явлений переноса в двумерных электронных системах возрос в связи с появлением новых экспериментальных результатов, выполненных на очень чистых 2DES образцах. В экспериментах, выполненных двумя независимыми группами [1,2] было обнаружено, что сопротивление двумерного электронного газа с высокой подвижностью в гетероструктурах GaAs/AlGaAs, под воздействием микроволнового излучения с частотой ω , проявляет целый ряд новых закономерностей в зависимости от температуры, мощности излучения и т.д. Так в присутствии микроволнового излучения, в двумерных системах при большом числе заполнения проявляются осцилляции продольного магнитосопротивления в той области изменения магнитного поля, где не проявляются обычные осцилляции Шубникова-де Гааза. При большой интенсивности излучения минимумы осцилляций переходят в состояние с нулевым сопротивлением. В отличие от осцилляций Шубникова-де Гааза, которые зависят от отношения химического потенциала ζ к циклотронной частоте ω_c , вызванные излучением осцилляции зависят от отношения частоты излучения к циклотронной частоте. Для объяснения наблюдаемых закономерностей предложен ряд теоретических моделей [3].

Мы рассмотрели простейшую классическую модель явлений переноса для двумерных электронов в классическом интервале изменения магнитного поля $\mathbf{H} = (0,0,H)$, и под воздействием микроволнового излучения ($\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$). Рассмотрен случай перекрывающихся уровней Ландау с плотностью состояний, даваемым выражением $\nu = 1 - 2\delta \cos(2\pi\varepsilon/\omega_c)$, ($\delta = \exp(-\pi/\omega_c\tau_q) \ll 1$, τ_q – одночастичное время релаксации без магнитного поля), а. основным механизмом рассеяния электронов считается упругое рассеяние на примесях.

1. M.A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, K. W. West. Phys. Rev. Lett. 90, 046807, (2003).
2. R.G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti. Nature. 420, 646, (2002).
3. И. И. Ляпилин, А. Е. Патраков. Препринт ИФМ УрО РАН (2004).

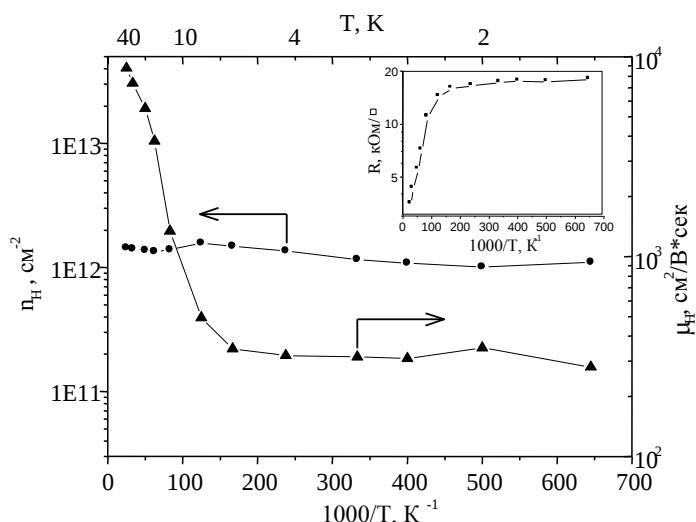
ПРОДОЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ И ИК ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В СТРУКТУРАХ InGaAs/GaAs С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ.

В.И.Шашкин¹⁾, В.М.Данильцев¹⁾, М.Н.Дроздов¹⁾, Л.Д.Молдавская¹⁾,
А.В.Мурель¹⁾, А.В.Германенко²⁾, Г.М.Миньков²⁾

¹⁾ *Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, 603950 ГСП-105*

²⁾ *НИИФПМ при УГУ им. А.М.Горького, Екатеринбург, 620083*

В работе [1] мы исследовали ИК фотопроводимость (ФП) многослойных селективно легированных гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми точками (КТ). При вариации соотношения поверхностных плотностей свободных электронов и КТ ($N_e/N_{КТ}$) обнаружены две линии ИК ФП (5мкм и 16мкм) и быстрое гашение длинноволновой линии при температуре T выше 40К. В данной работе представлены результаты исследования продольного электронного транспорта в этих структурах. Результаты холловских измерений одной из структур ($N_e/N_{КТ} > 4$) в диапазоне $T=1.5\text{К}\div 40\text{К}$ приведены на рис. В интервале 8К÷30К наблюдается сильная зависимость сопротивления от температуры, близкая к экспоненциальной: $R = R_0 \exp(T_0/T)$, где $T_0 = 29\text{К}$. Данная зависимость оказывается более сильной, чем наблюдалась в работе [2]: $\exp(T_1/T)^{1/3}$ (что соответствует закону Мотта). Кроме того, рис. демонстрирует, что в этом интервале T практически по тому же закону изменяется и холловская подвижность μ_H , а коэффициент Холла R_H почти постоянен. Проведено сопоставление зависимостей $R(T)$, $\mu_H(T)$ для структур с разным соотношением $N_e/N_{КТ}$. Предложена следующая трактовка полученных результатов. Двумерные электроны в смачивающем слое испытывают сильное кулоновское рассеяние на заряженных КТ. Поэтому резкий рост $\mu_H(T)$ связан с уменьшением числа рассеивающих заряженных КТ с ростом температуры из-за теплового выброса электронов из КТ. Для времени жизни фотовозбужденных электронов, превосходящего времени релаксации импульса и энергии, что характерно для систем с КТ, такую же зависимость от T будет иметь и подвижность фотовозбужденных электронов. При этом в результате фотовозбуждения носителей из КТ под действием ИК излучения в структуре будет наблюдаться заметный



фототок даже при небольшом изменении полной концентрации свободных электронов вследствие изменения их подвижности. Насколько нам известно, ранее о возможности подобного механизма ФП не сообщалось.

Работа поддержана РФФИ, гранты №№01-02-16451, 03-02-16780, 03-02-17404 и программой ФТНС.

[1] В.И. Шашкин и др. Прикладная физика, **2**, с.76 (2003).

[2] В.А.Кульбачинский, Р.А.Лунин и др. ФТП, т.**37**, вып.1, с.70 (2003).

СИЛЬНОЕ ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОМИЧЕСКУЮ ПРОВОДИМОСТЬ НЕМАГНИТНЫХ ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУР

Е.Н.Морозова¹, Ю.В.Дубровский¹, В.А.Волков²,
J.C.Portal^{3,4,5}, V.Renard³, L.Eaves⁶, M.Henini⁶

¹ *Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, 142432 Черно-
голова, Россия*

² *Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, 125009 Россия*

³ *GHMFL, MPI-FKF/CNRS, BP 166, F-38042, Grenoble, Cedex 9, France*

⁴ *INSA-Toulouse, 31077, Cedex 4, France*

⁵ *Institut Universitaire de France, Toulouse, France*

⁶ *The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham
NG7 2RD, UK*

Исследован вертикальный транспорт в туннельных трехбарьерных гетероструктурах на основе гетеропереходов GaAs/Al_{0.1}Ga_{0.9}As. Измерения проводились в перпендикулярном току магнитном поле величиной до 5 Т в интервале температур от 3 до 45 К. Толщина внешних барьеров симметричных гетероструктур составляла 5 нм, центрального барьера – 35 нм, квантовых ям – 9 нм. По обеим сторонам туннельной структуры размещались сильнолегированные слои GaAs, к которым и подводились омические контакты. В квантовых ямах с помощью дельта-легирования формировались двумерные электронные слои с концентрацией электронов $2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Туннельная проводимость имела максимум при нулевом напряжении смещения, связанный с междудымным туннельным 2D-2D резонансом в симметричной структуре в равновесных условиях. В работе исследованы температурные, $\sigma(T)$, и магнитополевые, $\sigma(B)$, зависимости проводимости именно при нулевом смещении (равновесная, или омическая туннельная проводимость).

В отсутствие магнитного поля равновесная проводимость слабо возрастает (на 10%) с увеличением температуры в интервале 3-25 К, рис.1. В интервале температур 30-45 К равновесная проводимость экспоненциально возрастает почти на два порядка с энер-

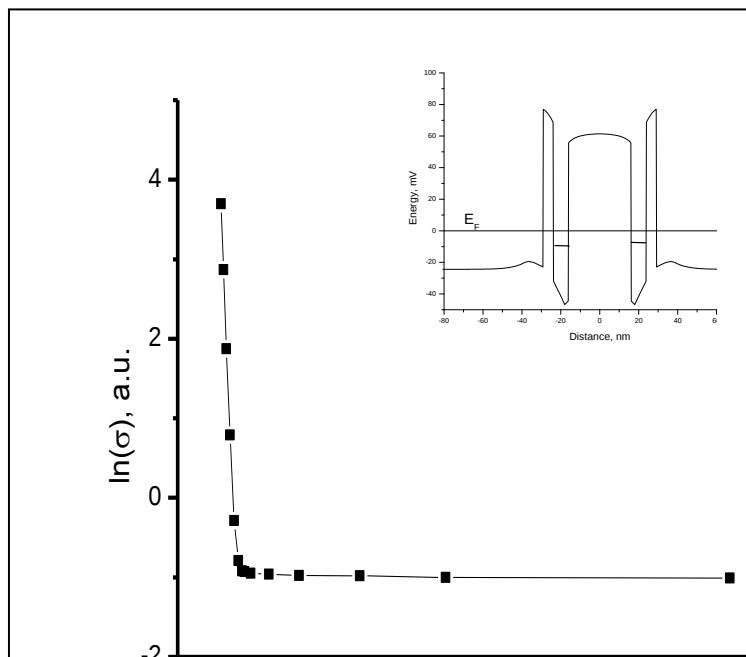


Рис.1. Зависимость омической проводимости от обратной температуры. Проявляются два качественно разных температурных режима. Вставка: зонная диаграмма трехбарьерной структуры.

гией активации 50 мэВ. Энергия активации коррелирует с расчетной величиной высоты барьера (около 80 мэВ). Заметим, что точный расчет последней величины затруднен, так как состав барьера при концентрациях Al от 10% и ниже сильно зависит от условий роста и способа калибровки ростовой аппаратуры.

С увеличением магнитного поля проводимость туннельной структуры при постоянной температуре уменьшается во всем температурном диапазоне и в поле 5 Т уменьшается на порядок, рис.2. Однако энергия активации от магнитного поля не зависит. Как и при $B=0$ обнаружено два температурных режима в магнитолевой зависимости проводимости, низкотемпературный (3-20 К) и активационный, когда отношение $\sigma(B)/\sigma(0)$ не зависит от температуры. При низких температурах подавление равновесной проводимости перпендикулярным току магнитным полем хорошо известно и связано с влиянием силы Лоренца на изменение параллельного интерфейсу импульса туннелирующего электрона.

Более интересен высокотемпературный (активационный) режим. Наблюдаемое в этом режиме гигантское положительное магнитосопротивление связано, возможно, с баллистическим транспортом надбарьерных электронов.

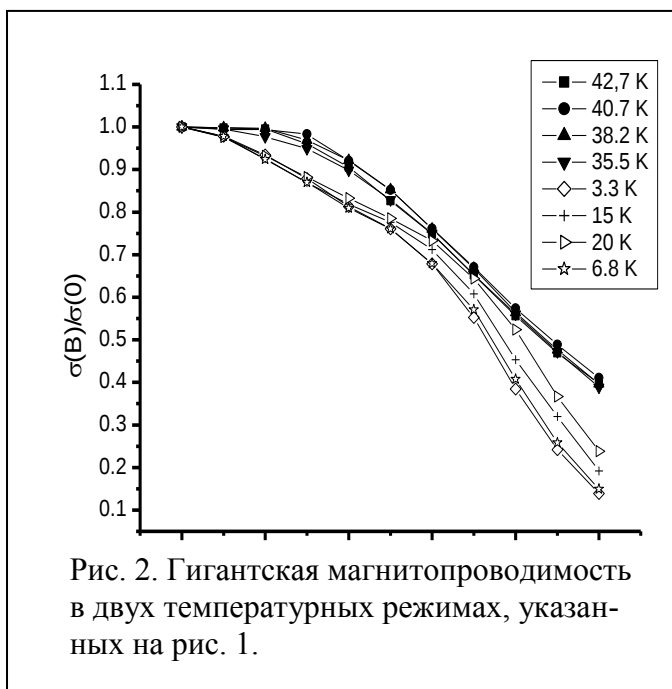


Рис. 2. Гигантская магнитопроводимость в двух температурных режимах, указанных на рис. 1.

НЕМОНОТОННАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СОПРОТИВЛЕНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР p-Ge/Ge_{1-x}Si_x В ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК

Ю. Г. Арапов¹⁾, О. А. Кузнецов³⁾, В. Н. Неверов^{1),2)}, Г. И. Харус¹⁾,
Н. Г. Шелушина¹⁾, М. В. Якунин¹⁾, Л. Пономаренко⁴⁾, А. Де Виссер⁴⁾
¹⁾Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18.
²⁾Уральский госуниверситет 620083, Екатеринбург, пр. Ленина, 51.
³⁾НИФТИ, НГУ, 603600, Нижний Новгород, Россия
⁴⁾Институт Ван дер Ваальса-Зеемана Амстердамского университета,
Валкниерстраат 65, 1018 ХЕ Амстердам, Нидерланды.

Проведены измерения гальваномагнитных эффектов в многослойных гетероструктурах p-Ge/Ge_{1-x}Si_x в магнитных полях до 5Тл и $T = (0.3 \div 4.2)\text{К}$. Для образца с концентрацией $p = 1.0 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$ и подвижностью $\mu_p = 4 \cdot 10^3 \text{см}^2/\text{Вс}$ наблюдается немонотонное низкотемпературное поведение сопротивления (рис. 1): рост $\rho(T)$ с понижением T от 4.2К до 1.5К (локализация) и падение $\rho(T)$ при понижении T от 1.5К до 0.3К (антилокализация). В области антилокализации при $T \leq 1\text{К}$ проводимость логарифмически зависит от температуры. Во всем интервале температур наблюдается положительное магнитосопротивление (ПМС), резко усиливающееся при понижении T (рис. 2). При низких температурах $T < 1\text{К}$ в полях $B < 0.3\text{Т}$ МС $\Delta\rho_{xx}$ является почти универсальной функцией отношения B/T (рис. 3).

Наблюдаемые зависимости сопротивления $\rho(B, T)$ можно сопоставить с квантовыми поправками к двумерной (2D) проводимости за счет эффектов слабой локализации $\delta\sigma_{WL}$ и электрон-электронного (е-е) взаимодействия $\delta\sigma_{ee}$ [1]. Для эффектов е-е взаимодействия в диффузионном режиме $k_B T \tau / \hbar \ll 1$ имеем:

$$\delta\sigma_{ee}(B, T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} (1 - 3\lambda) \ln \frac{k_B T \tau}{\hbar} - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} G(b), \quad (1)$$

где $b = \frac{g\mu_B B}{k_B T}$. В (1) первое слагаемое в множи-

теле $(1 - 3\lambda)$ перед логарифмом соответствует обменной части е-е взаимодействия, а второе – хартриевскому вкладу (триpletный канал). Здесь

$$\lambda = \frac{1 + \gamma_2}{\gamma_2} \ln(1 + \gamma_2) - 1, \quad \gamma_2 - \text{параметр ферми-}$$

жидкостного взаимодействия [2]. Зависимость е-е вклада от магнитного поля (от отношения B/T) определяется второй частью выражения (1), где $G(b)$ – известная функция, описывающая ПМС за счет зеемановского расщепления уровней энергии

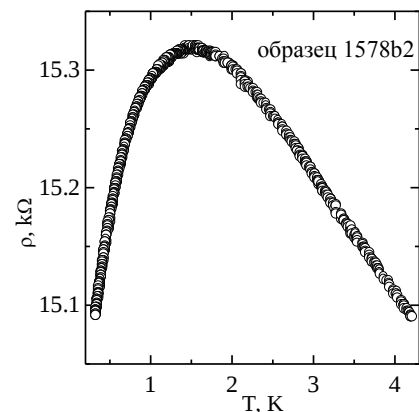


Рис. 1.

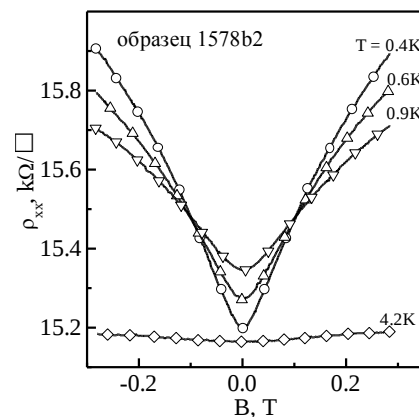


Рис. 2

электронов [1, 3, 4].

Для эффектов слабой локализации при $B \ll B_{tr}$, $B_\phi \ll B_{tr}$ ($B_{tr} = \hbar c/4eD\tau$, $B_\phi = \hbar c/4eD\tau_\phi$, где D – коэффициент диффузии, $\tau_\phi = T^{-p}$ – время сбоя фазы) $\delta\sigma$ определяется выражением [1, 5]

$$\delta\sigma_{WL}(B, T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[p \ln \frac{T}{T_0} + \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_\phi}{B} \right) - \ln \frac{B_\phi}{B} \right] \quad (2)$$

Формула (2) описывает отрицательное магнитосопротивление (ОМС) за счет подавления интерференционных эффектов магнитным полем.

Подчеркнем, что $\delta\sigma_{WL}$ зависит лишь от отношения B/B_ϕ и для $p = 1$ (механизм Найквиста) является функцией отношения B/T . Сопоставляя зависимости $\rho(T)$ в области “металлической” проводимости с выражениями (1) и (2) для $p = 1$, видим, что такое поведение возможно лишь при преобладающей роли антилокализационного вклада от триплетного канала. Из подгонки находим $\lambda=0.68$ ($\gamma_2=2.15$). Зависимость от магнитного поля (рис.3) можно описать совместным действием двух эффектов: ПМС за счет зеемановского расщепления и ОМС за счет дефазировки – с преобладанием первого эффекта.

Мы полагаем, что наблюдаемое немонотонное поведение $\rho(T)$, а именно, переход от диэлектрического ($d\rho/dT < 0$) к “металлическому” ($d\rho/dT > 0$) поведению с понижением температуры (рис. 1), связано с усилением роли триплетного канала в квантовой поправке к проводимости за счет электрон-электронного взаимодействия. Увеличение вклада триплетного канала по мере понижения температуры обусловлено, по-видимому, перенормировкой параметра электрон-электронного взаимодействия [2], особенно существенной для 2D-систем в окрестности концентрационного перехода металл – диэлектрик ($\varepsilon_F \tau / \hbar \cong 1$). Зеемановское расщепление уровней энергии электрона в магнитном поле приводит к эффективному подавлению триплетного канала, что восстанавливает диэлектрическое поведение $\rho(T)$ вплоть до самых низких температур (рис. 4).

Работа поддержана РФФИ, гранты №02-02-16401 и 04-02-16614 программа президиума РАН “Низкоразмерные квантовые гетероструктуры”, CRDF и минобразования РФ грант Y1-P-05-14 (Ek-005 [X1]).

- [1] A. Lee, T.V. Ramakrishnan, Rev. Mod. Phys. **57**, 287 (1985).
- [2] A.M. Finkelstein, Z. Phys. B **56**, 189 (1984).
- [3] C.Castellani, C. Di Castro, P.A.Lee Phys. Rev. B **57**, R9381 (1998).
- [4] G.Zala, B.N.Narozhny, I.L.Aleiner cond-mat/0109531
- [5] S. Hikami, A.I. Larkin, I. Nagaoka, Progr. Teor. Phys. **63**, 707 (1980).
- [6] A. Punnoose, A.M. Finkelstein, Phys. Rev. Lett. **88**, 016802-I (2002).

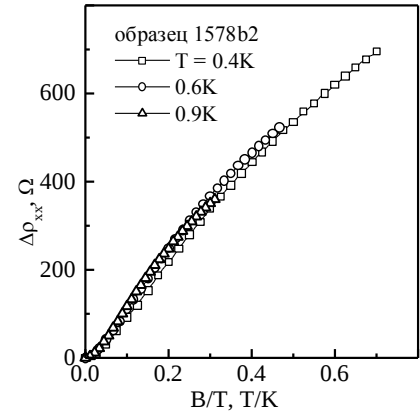


Рис. 3

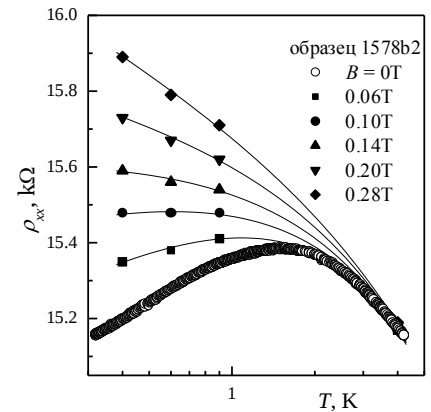


Рис.4

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ИНДУЦИРОВАННОМ ПАРАЛЛЕЛЬНОМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИИ ДВОЙНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЫ $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$

М.В. Якунин¹⁾, Г.А. Альшанский¹⁾, Ю.Г. Арапов¹⁾, В.Н. Неверов¹⁾,
Н.Г. Шелушина¹⁾, Г.И. Харус¹⁾, Б. Н. Звонков²⁾, Е. А. Ускова²⁾

¹⁾Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, ул.С.Ковалевской, 18.

²⁾НИФТИ при Нижегородском Государственном Университете, 603600, Нижний Новгород.

Ранее [1] нами были обнаружены локальные особенности на зависимостях магнитосопротивления (МС) от ориентированного параллельно слоям магнитного поля для двойных квантовых ям (ДКЯ) в гетеросистеме $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$, которые были интерпретированы как следствия прохождения краев туннельной щели Δ_{SAS} ДКЯ через уровень Ферми E_F (рис.1). Щель движется вверх по энергии с ростом параллельного поля вследствие латерального относительного смещения в k -пространстве параболоидов энергетической дисперсии слоев ДКЯ. Анализ полученных результатов на основе расчетов, выполненных в рамках традиционной схемы [2], давал понятную на качественном уровне картину. Так, в образцах, где в отсутствие поля уровень Ферми расположен выше туннельной щели, в МС наблюдался минимум и максимум, обусловленные прохождением через уровень Ферми, соответственно, верхнего края туннельной щели и связанной с нижним ее краем седловой точки на поверхности энергетической дисперсии. В тех же образцах, где уровень Ферми в отсутствие поля расположен внутри туннельной щели, наблюдался только максимум МС, в согласии с предложенным механизмом. Вместе с тем, рассчитанные положения максимума МС отличались от экспериментальных, в особенности для тех образцов, где максимум расположен в полях в несколько десятков Тесла.

С целью устранения указанных расхождений мы провели расчеты положения указанных особенностей МС в более высоком приближении, а также с учетом спиновых расщеплений в зонном энергетическом спектре. Оказалось, что традиционное рассмотрение величины туннельной щели как независимой от параллельного магнитного поля неточно, и это особенно ярко проявляется в сильных полях. Так, для образца с самой широкой туннельной щелью в поле порядка 30 Тл, где располагается его максимум МС, щель увеличивается примерно вдвое против величины в отсутствие поля (рис.1). С применением более точных расчетов удалось приблизить вычисленные положения максимума МС к экспериментальным. Но совпадения при этом все еще достигнуто не было.

Полное согласие результатов расчета и эксперимента для положения максимума МС удастся получить после учета спиновых расщеплений в энергетическом спектре. До сих пор влияние спина при исследованиях МС ДКЯ в параллельном магнитном поле не принималось во внимание, поскольку исследовалась только гетеросистема $n\text{-GaAs/AlGaAs}$, где величина g -фактора электронов GaAs $g = -0.44$ примерно в 35 раз меньше, чем в InAs ($g = -15$).

Даже при небольшой доле InAs $x = 0.18$ в наших образцах $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ интерполяция дает величину $|g| = 3.5$, существенно большую, чем в GaAs.

Рассчитаны положения двух спиновых компонент максимума МС в зависимости от величины g -фактора для параметров конкретных образцов (рис.2). Положение компоненты в большом поле совпадает с экспериментальным при $|g| > \sim 4$, что примерно соответствует оценкам из интерполяции. В картине квантового эффекта Холла, наблюдаемой в данных образцах в перпендикулярном поле, имеются особенности с нечетными значениями фактора заполнения $\nu \leq 5$, обусловленные спиновым расщеплением уровней Ландау. Таким образом, наши эксперименты позволяют выявить спиновые расщепления в энергетическом спектре ДКЯ не только в перпендикулярном, но и параллельном магнитных полях.

Работа поддерживается РФФИ, проекты №№ 02-02-16401, 04-02-16614, и программой РАН «Физика твердотельных наноструктур».

- [1] М.В. Якунин, Г.А. Альшанский, Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, Н.Г. Шелушина и др., Известия АН, сер. физ., **68**, в.1 (2004).
 [2] G.S. Boebinger, A. Passner et al., Phys. Rev. Lett., **43**, 12673 (1991).

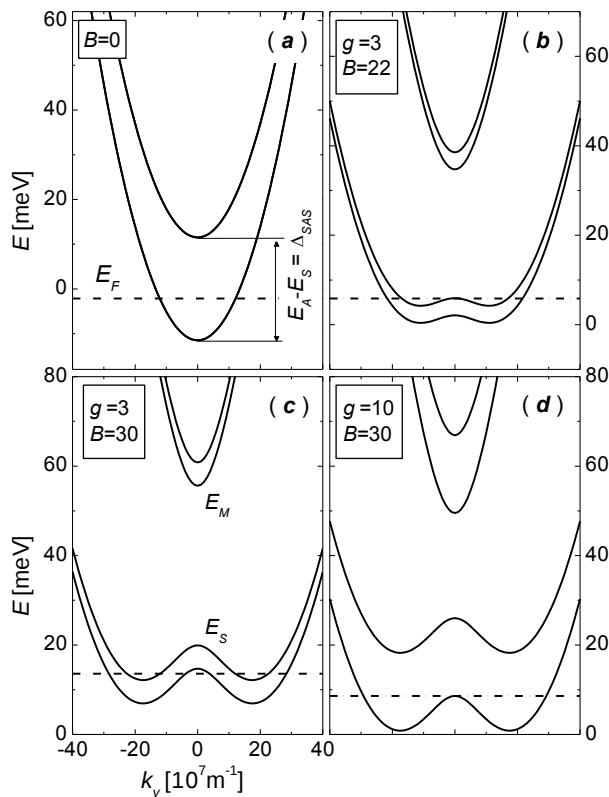


Рис.1. Дисперсия энергии вдоль k_y образца 2984 с узким барьером при различных величинах магнитного поля [Тл] и g -фактора (указаны на рисунке).

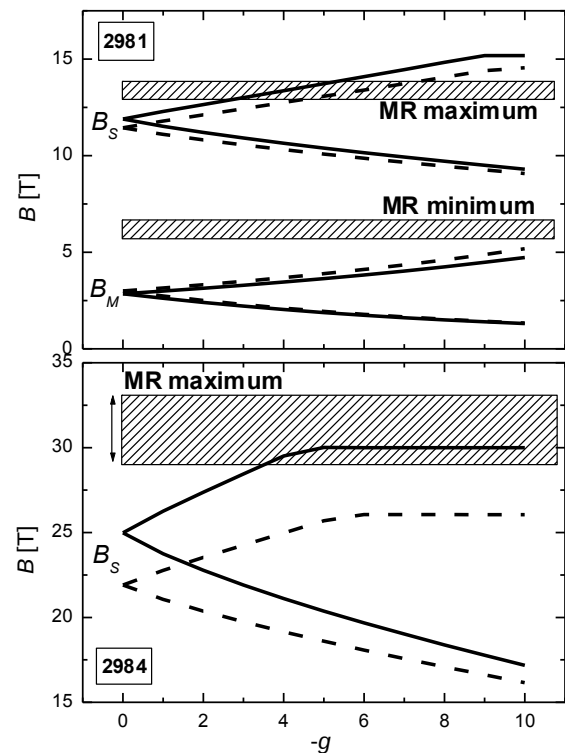


Рис.2. Сравнение экспериментальных положений максимума и минимума МС (заштрихованные области) с результатами расчетов. Штриховые линии – для упрощенных расчетов с $\langle s|z^2|s \rangle = \langle a|z^2|a \rangle = 0$ [2], а сплошные – для точных.

ОПТИЧЕСКАЯ ИНДИКАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В СЛОИСТЫХ МАНГАНИТАХ

Н.Н.Лошкарева, Н.И.Солин, Е.В.Мостовщикова,

Ю.П.Сухоруков, С.В.Наумов

Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург,

ул.С.Ковалевской,18

Интерес к манганитам со структурой перовскита $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ вызван наблюдаемым в них колоссальным магнетосопротивлением (КМС). Тетрагональная система Руддлсдена-Поппера $\text{La}_{2-2x}\text{Sr}_{1+2x}\text{Mn}_2\text{O}_7$ содержит перовскитные бислои (ab), разделенные слоем $\text{La}_{1-y}\text{Sr}_y\text{O}$, что приводит к сильной анизотропии физических свойств, к колоссальному и туннельному магнетосопротивлению [1]. Переход металл-изолятор наблюдается для концентраций $0.3 \leq x \leq 0.45$ вблизи температуры Кюри ($T_C = 90$ К для $x=0.3$, $T_C = 120$ К для $x=0.4$). Как показано при исследовании монокристаллов с $x=0.3$ [1], ход температурной зависимости электросопротивления в плоскости ab при охлаждении изменяется вблизи 270 К с полупроводникового на металлический, в то время как переход металл-изолятор в сопротивлении вдоль направления c наблюдается при $T=T_C$. Таким образом, в диапазоне температур 90-270 К манганит с $x=0.3$ является двумерным металлом, а ниже 90 К – трехмерным металлом. Анизотропия сопротивления ρ_c/ρ_{ab} составляет 10^3 при комнатной температуре и 10^4 при T_C . Для состава $x=0.4$ кривые $\rho(T)$ в плоскости ab и перпендикулярно ей подобны – имеют максимум вблизи T_C , а отношение сопротивлений составляет 10^2 .

Цель настоящей работы состоит в обнаружении оптическим методом электронных неоднородностей, т.е. областей с металлической проводимостью в диэлектрической матрице, с которыми связаны ферромагнитные корреляции и магнетосопротивление при температурах, значительно превышающих T_C . Для этого были выбраны поликристаллы $\text{La}_{2-2x}\text{Sr}_{1+2x}\text{Mn}_2\text{O}_7$ с $x=0.3$ и $x=0.4$. Для состава $x=0.3$, как показано выше, естественно ожидать наличие металлических включений, а для $x=0.4$ существование металлических включений не очевидно, поскольку даже для монокристалла [1] наблюдается полупроводниковый ход сопротивления выше T_C . Ранее, высокая чувствительность оптического поглощения к существованию электронных неоднородностей была использована нами для доказательства разделения фаз в монокристаллах, поликристаллах и пленках трехмерных манганитов различного состава [2].

Как видно из рис.1а, температурная зависимость сопротивления поликристалла с $x=0.3$ носит полупроводниковый характер до $T_C=107$ К, ниже которой наблюдается металлический ход сопротивления. Магнетосопротивление начинается при высоких температурах (~ 270 К) и имеет максимум вблизи T_C (рис.1а). Температурная зависимость электросопротивления поликристаллического манганита не отражает в полной мере особенностей транспортных

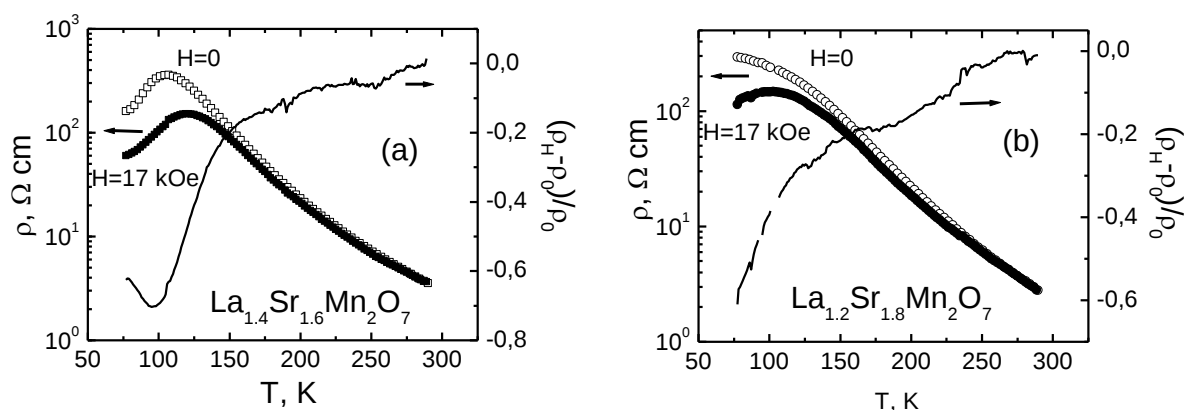


Рис.1 Температурные зависимости электро- и магнетосопротивления манганитов

явлений низкоразмерного соединения. Магнетосопротивление, однако, даже в поликристалле, может свидетельствовать о существовании электронных неоднородностей (металлических «капель», хаотически расположенных *ab* плоскостей с металлической проводимостью). Это согласуется с данными, полученными на монокристаллах с $x=0.3$ [1]. Металлический ход оптического пропускания манганита, прессованного с CsI, который начинается при 270 К (рис.2), также свидетельствует о металлических включениях в манганите.

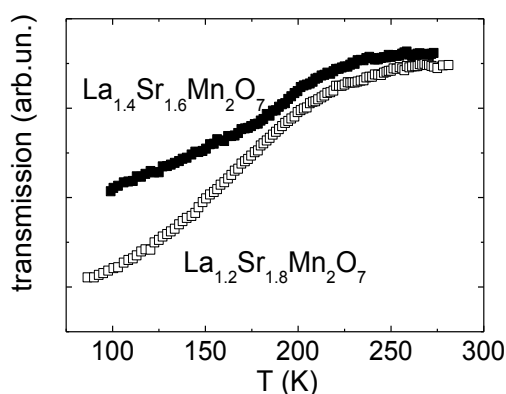


Рис.2 Температурные зависимости пропускания манганитов при $E=0.09$ эВ

Для состава с $x=0.4$ отсутствие перехода изолятор-металл в электросопротивлении и максимума магнетосопротивления при T_C (рис.1b), по-видимому, в большой степени связаны с поликристаллическостью образца. Появление магнетосопротивления и металлический ход пропускания (рис.2) при высоких температурах (ниже 270 К), несмотря на полупроводниковое сопротивление монокристалла того же состава [1], является указанием на существование металлических, несвязанных между собой капель, – зародышей низкотемпературной металлической фазы.

Работа поддержана РФФИ 02-02-16429, ФЦНТП 40.012.1.1.1153, проектом ОФН РАН.

[1] Т. Kimura, Y.Tokura, Annu. Rev. Mater.Sci. **30**, 30 (2000).

[2] N.N.Loshkareva, N.I.Solin, Yu.P.Sukhorukov et al., Physica B, **293**, 390 (2001).

ДВУМЕРНЫЕ РЕОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ВЯЗКОУПРУГИХ СВОЙСТВ МИОКАРДА

А.В. Кобелев¹⁾, Р.М. Кобелева²⁾, Ю.Л. Проценко²⁾, И.В. Берман³⁾

¹⁾Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург,
ул. С.Ковалевской, 18.

²⁾Институт иммунологии и физиологии, 620219, Екатеринбург,
ул. Первомайская, 91.

³⁾Университет Сан Хосе, Калифорния, США.

В биомеханике пассивного миокарда [1] для экспериментального исследования реологических свойств сердечной мышцы в норме и при патологии используются три типа механических испытаний, в соответствии с которыми получают статические кривые «деформация-напряжение», квазистатические петли гистерезиса и релаксационные кривые. В ряде случаев задаются деформации препарата и регистрируется результирующее напряжение, или же измеряют деформацию (смещение), возникающее в результате нагрузки, приложенной в точках закрепления препарата.

В соответствии с принципом использования минимально возможного количества постулатов, моделирование вязко-упругих свойств миокарда основывается на введении упругих (Гуковских) и вязких (Ньютоновских) элементов, соединенных топологически различным образом. Обычно используются двухэлементные (Кельвина и Максвелла), трехэлементные (Фойгта, Зенера и др.), а так же четырехэлементные (Бюргера-Френкеля, Бауша и др.) модели, в которых упругие и вязкие элементы соединены параллельно и (или) последовательно в некоторую одномерную структуру. При этом, последовательный вязкий элемент описывает текучесть (податливость), а блок Кельвина (вязкий и упругий элементы параллельно) - вязкоупругую деформацию.

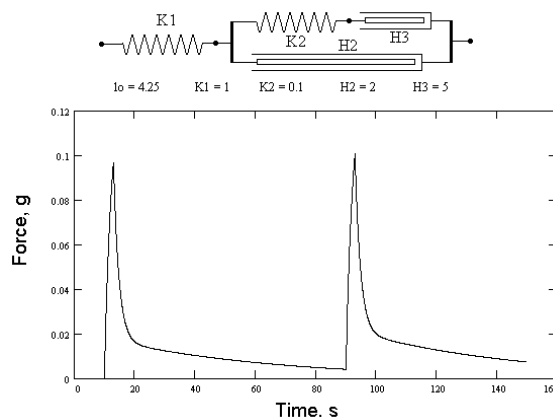


Рис.1. Реакция четырехэлементной модели (см.верху) на двухступенчатое растяжение ($l/l_0=1.02$). Значения параметров жесткости K в г/мм, вязкости H в г/мм сек, l_0 – в мм.

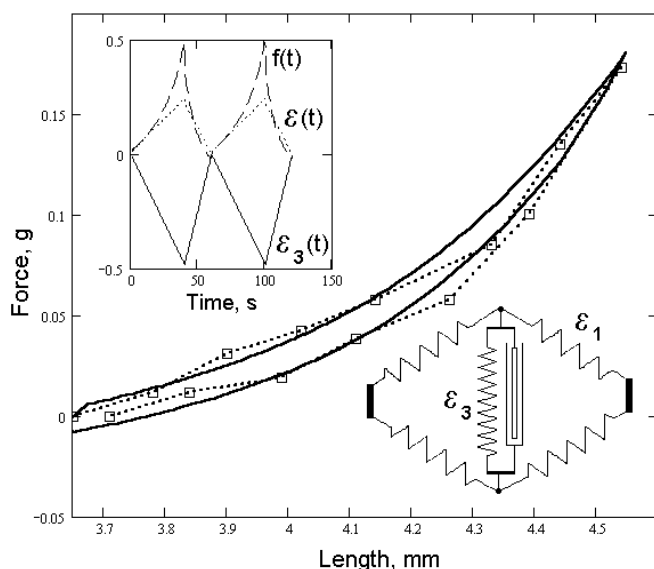


Рис. 2. Кривая 'сила-длина' при пилообразной поперечной деформации.

мации, поэтому часть одномерных моделей не может описывать релаксацию напряжения. Кроме того, очевидно, что одномерные модели, состоящие из линейных Гуковских и Ньютоновских элементов не могут описать в целом ни наблюдаемые зависимости релаксации от длины препарата, ни нелинейные статические кривые нагружения. В этом смысле переход к двумерным моделям [2], в которых, помимо продольной деформации, учитываются и поперечные, не только расширяет возможности описания релаксации напряжения, но и позволяет учитывать нелинейные эффекты. На Рис.2 представлена кривая гистерезиса, в 'ромбической' модели с вязким поперечным элементом. Экспериментальные точки получены на папиллярной мышце кролика.

На Рис. 3 представлена кривая релаксации в той же модели, но с вязким наклонным элементом. Нелинейная зависимость скачка напряжения от номера ступени обусловлена тем, что соответствующая статическая кривая 'напряжение-деформация' включает область нелинейности (ср. Рис. 2). Значения параметров, дающие хорошее согласие с экспериментальными данными на скелетных мышцах мышей [3], позволяют получить представление о механизмах, вносящих существенный вклад в релаксацию.

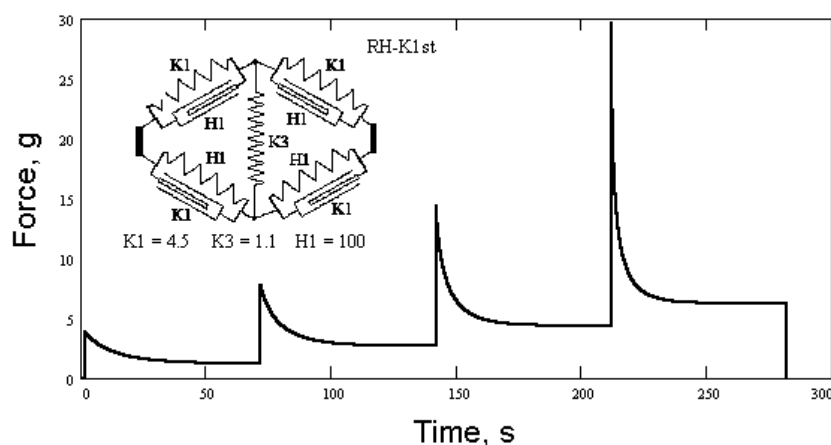


Рис. 3. Релаксация напряжения для приведеннойверху модели. Четырехступенчатая продольная деформация с $l/l_0=1.4$, $l_0=11$ мм, $l_0/3=7$ мм, $h=1.5$ мм.

- [1] В.Я. Изаков, В.С. Мархасин и др., Введение в биомеханику пассивного миокарда, М.: Наука (2000).
- [2] А.В.Кобелев, Р.М. Кобелева, Ю.Л. Проценко, И.В. Берман, Российский журнал биомеханики, 7, №1: 9 (2003)
- [3] J. Anderson, Z.Li. Goubel, Journal of Biomechanics, 35,1315 (2002).

САМОСОГЛАСОВАННЫЙ РАСЧЕТ ЗАКОНА ДИСПЕРСИИ И ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ ПРОСТРАНСТВЕННО-КВАНТОВАННЫХ ДЫРОК. ОБРАЗОВАНИЕ САМОСОГЛАСОВАННОЙ ДВОЙНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЫ В ОДИНОЧНОЙ ШИРОКОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ.

Г.А. Альшанский¹⁾

¹⁾Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург,
ул.С.Ковалевской,18.

В данной работе представлена методика самосогласованного расчета спектров пространственного квантования носителей заряда в дырочных полупроводниковых структурах, основанная на использовании гамильтониана Латтинжера. Особенность представленной методики заключается в том, что ее можно использовать для расчета близлежащих уровней пространственного квантования, что актуально для расчетов спектра пространственного квантования двойных квантовых ям. Результаты такого расчета для квантовой ямы в гетероструктуре Ge/GeSi приведены на рис. 1.

В работе также представлены результаты численного расчета энергетического спектра и профиля самосогласованного потенциала для гетерострук-

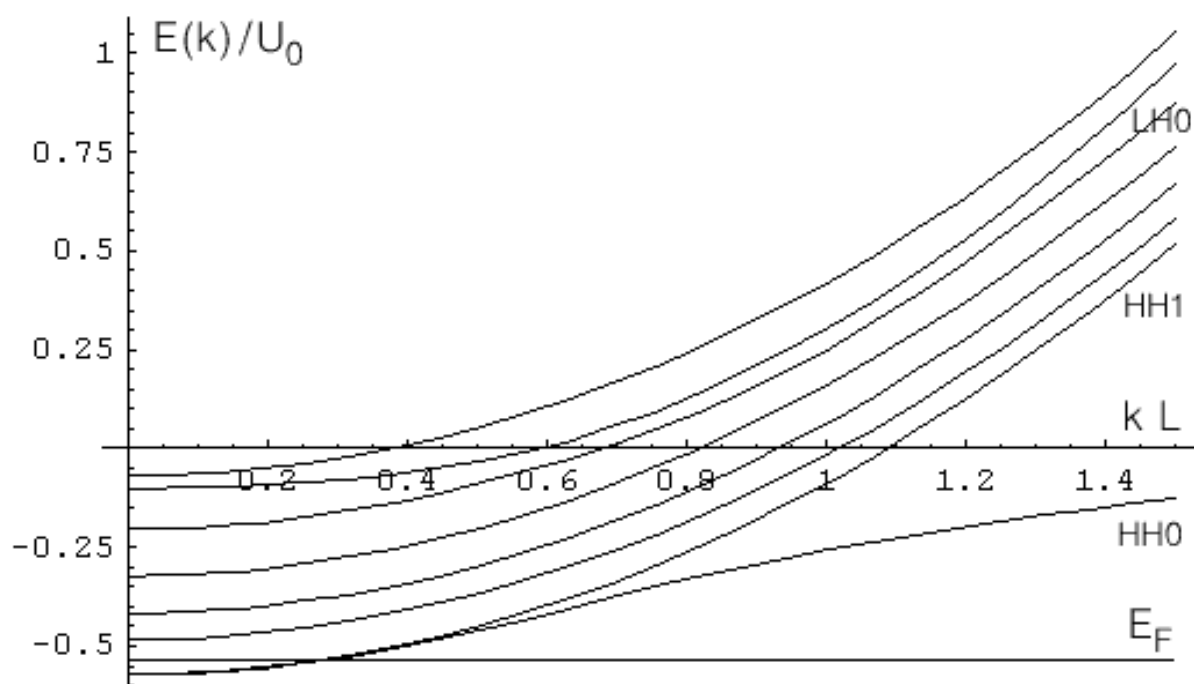


Рис.1. Электрические свойства сплавов. $U_0 = 100$ meV – глубина ямы,
 L – длина волны электрона с энергией U_0

тур Ge/GeSi. Мы пренебрегаем разницей значений параметров Латтинджера в слоях Ge и GeSi, т.к. концентрация Si достаточно мала (примерно 8%). При увеличении ширины квантовой ямы расстояние между подзонами пространственного квантования тяжелых и легких дырок уменьшается, в силу чего возрастает взаимодействие подзон тяжелых и легких дырок. Последнее обстоятельство приводит к увеличению непараболичности закона дисперсии дырок. Сильная непараболичность закона дисперсии приводит к тому, что даже при высоких концентрациях дырок в широкой квантовой яме не возникает самосогласованной двойной квантовой ямы, как это происходит в случае электронных систем.

Нами также рассмотрено влияние одноосной деформации на спектр пространственного квантования дырок в широкой квантовой яме. Согласно [1] одноосная деформация приводит к уменьшению разрыва зон для легких дырок и увеличению для тяжелых. Величина параметра одноосного сжатия подбиралась таким образом, чтобы величина эффективной массы носителей заряда на уровне Ферми соответствовала значению эффективной массы, полученному из эксперимента. При учете одноосного сжатия система подзон пространственного квантования тяжелых дырок сдвигается по энергии вниз, а система подзон пространственного квантования легких дырок сдвигается по энергии вверх (энергия дырок выбрана положительной). При этом уменьшается взаимодействие подзон тяжелых и легких дырок, являющееся причиной сильной непараболичности. Заселенными остаются только нижние подзоны тяжелых дырок, при этом закон дисперсии в диапазоне значений волнового вектора $k \leq k_F$ становится близким к квадратичному (рис. 1). Последнее обстоятельство служит обоснованием применимости модели анизотропной эффективной массы для расчета дырочных спектров пространственного квантования.

Уменьшение непараболичности спектра носителей заряда приводит к возможности формирования самосогласованной двойной квантовой ямы. Таким образом, наличие одноосного сжатия приводит к возникновению в широкой квантовой яме *p*-типа самосогласованной двойной квантовой ямы. Последнее обстоятельство подтверждается данными по квантовому эффекту Холла в гетероструктурах с широкой квантовой ямой [2].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-16401) и программы РАН «Низкоразмерные квантовые наноструктуры».

[1] Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус, Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, Наука (1972)

[2] М.В.Якунин, Г.А.Альшанский, Ю.Г.Арапов, В.Н.Неверов, О.А.Кузнецов. Квантовые гальваномагнитные явления в системе двух взаимосвязанных двумерных слоев дырок в широкой потенциальной яме $p\text{-Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}/p\text{-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$. Известия АН, сер. физ., **65(2)**, 207 (2001)

ОСОБЕННОСТИ 2D-ТЕРМОЭДС УВЛЕЧЕНИЯ И МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ p-Ge/GeSi НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СТОРОНЕ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ– ДИЭЛЕКТРИК

Ю. Г. Арапов¹⁾, А. Т. Лончаков¹⁾, О. А. Кузнецов³⁾, В. Н. Неверов^{1),2)},
Г. И. Харус¹⁾, Н. Г. Шелушина¹⁾, М. В. Якунин¹⁾

¹⁾Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18.

²⁾Уральский госуниверситет 620083, Екатеринбург, пр. Ленина, 51.

³⁾НИФТИ, НГУ, 603600, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, корп. 3.

Интенсивные исследования проводимости неупорядоченных 2D-систем привели к обнаружению ряда интересных эффектов, в частности, слабой локализации (СЛ) и усиления беспорядком электрон-электронного взаимодействия (ЕЕВ). Наиболее интригующим является обнаружение запрещенного для 2D-систем теорией скейлинга перехода металл-диэлектрик [1-3]. Существенно меньшее внимание уделяется исследованию квантовых поправок в термомагнитных эффектах (термоэдс, теплопроводности и эффекта Нернста-Эттингсгаузена), хотя очевидно, что из них можно извлечь информацию о природе квантовых поправок [5-8]. В имеющихся на сегодняшний день теоретических [5] и экспериментальных [6-8] работах содержатся взаимоисключающие выводы о наличии квантовых поправок к термоэдс и теплопроводности.

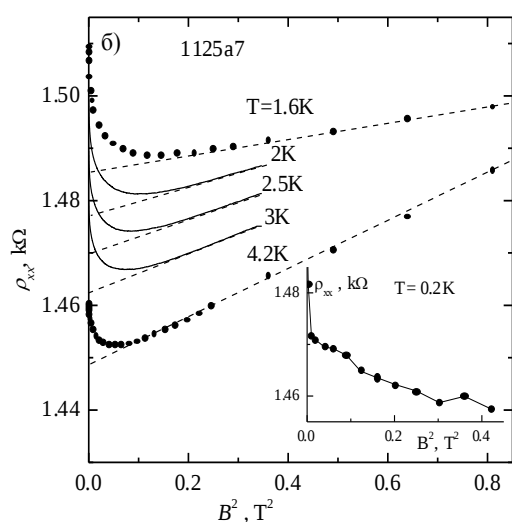
Гетероструктуры (ГС) p-Ge/GeSi со сравнительно невысокими подвижностями являются подходящими объектами для исследования квантовых поправок не только к проводимости, но и к термоэдс увлечения. Нами впервые на этих структурах проведены подобные исследования [4, 8].

Измерены термо- и гальваномагнитные эффекты для многослойных ГС p-Ge/GeSi в нулевом и слабых магнитных полях ($\omega_c \tau \ll 1$) при температурах $T = 0.3 \div 77$ К. Показано, что в нулевом магнитном поле в проводимости двумерного дырочного газа наблюдаются эффекты СЛ и е-е взаимодействия. Анализ отрицательного магнитосопротивления (ОМС) в перпендикулярном магнитном поле позволил разделить вклады в проводимость от эффектов СЛ и е-е взаимодействия. Для некоторых образцов обнаружено влияние второй подзоны пространственного квантования на характер зависимости ОМС от температуры и магнитного поля [4] (см. рис. 1).

На зависимости 2D-термоэдс от температуры обнаружены два пика (рис. 2). Аналогичные пики, наблюдаются и на зависимости поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена от магнитного поля [8]. Абсолютные значения ($>10^3$ мкВ/К) и сильная температурная зависимость ($\sim T^3$) термоэдс (см. рис. 3) позволяют сделать заключение, что термоэдс для p-Ge/GeSi, как и для других 2D-систем, в основном определяется вкладом от термоэдс увлечения дырок

фононами α_{ph} . Мы считаем, что наблюдаемые особенности в области высоких температур связаны с вкладом в α_{ph} носителей из включаемого при этих температурах дополнительного канала проводимости

рис.



1

(второй подзоны пространственного квантования, проводимости по барьеру и т.п.). Анализ этих экспериментальных данных позволил оценить концентрацию и подвижность дырок в этом дополнительном канале проводимости [8]. Предполагается выделить квантовые поправки к термоэдс и теплопроводности, определить время релаксации дырок на фононах и т.д.

Работа поддержана РФФИ, гранты №02-02-16401 и 04-02-16614 программа президиума РАН “Низко-размерные квантовые гетероструктуры”, CRDF и Минобрнауки РФ грант У1-Р-05-14 (Ек-005 [X1]), грант УрО РАН для молодых ученых.

- [1] E. Abrahams, S. V.Kravchenko, M.P.Savachik, Rev.Mod.Physics,73,251 (2001); S. V.Kravchenko, M.P.Savachik, Cond-mat/0309140.
- [2] G.Zala, B.N.Narozhny, I.L.Aleiner, Phys.Rev. B64, 214204 (2001); Phys.Rev. B65 R02201 (2002).
- [3] G.M.Minkov, O.E.Rut et al. Phys.Rev B64, 235327 (2001).
- [4] Ю.Г.Арапов, А.Т.Лончаков и др. Материалы VI Сессии «Нанопотоника 2003», Н.Новгород, 17-19 марта 2003, т.2, 231.

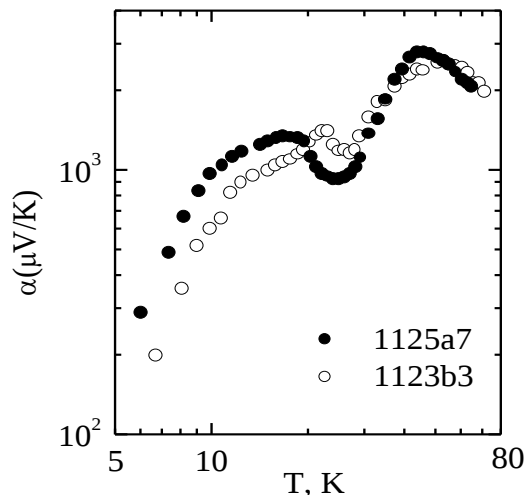


рис. 2

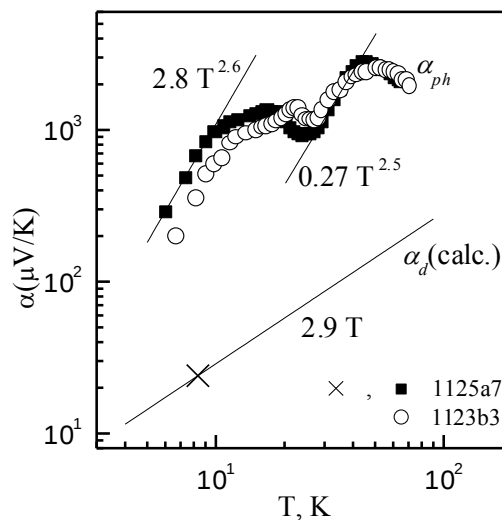


рис. 3

- [5] D.R.Niven, R.A.Smith, Cond-mat/0301451.
- [6] R.Fletcher, V.M.Pudalov et al., Cond-mat/0002436.
- [7] R.Fletcher, V.M.Pudalov et al., Physica E6, 202 (2000).
- [8] А.Т.Лончаков, Ю.Г.Арапов и др. VI Рос. Конф. По физике полупроводников, 27-31 октября 2003. Тезисы докладов с.318.

РАЗОГРЕВ 2D ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА. МЕХАНИЗМЫ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ.

Шерстобитов А.А.¹, Миньков Г.М.¹, Рут О.Э.¹, Германенко А.В.¹.

Звонков Б.Н.².

¹ *НИИ ФПМ, УрГУ. Екатеринбург, 620083, Ленина 51, Россия*

² *НИИ ФТИ, НГУ им. Н.И.Лобачевского. 603600 Нижний Новгород, Россия.*

При низких температурах проводимость σ двумерного электронного газа возрастает с ростом электрического поля и в полях (E) порядка нескольких вольт на сантиметр наблюдается заметная неомичность. При диффузионной проводимости когда $\sigma > e^2/h$ этот рост связан с разогревом электронного газа. Исследования неомической проводимости позволяют получить информацию о механизмах релаксации энергии. Дополнительный интерес к таким исследованиям связан с тем, что исследования неомической проводимости дает возможность экспериментально определить условия (степень беспорядка, температура), при которых диффузионная проводимость сменяется прыжковой. Эта возможность основана на том, что механизмы нелинейности в диффузионном и прыжковом режимах существенно различны. В первом случае изменение проводимости в электрическом поле вызвано изменением эффективной электронной температуры, а во втором - появляются дополнительные механизмы нелинейности, а именно изменение вероятности прыжков в сильном электрическом поле [1] и ударная ионизация локализованных электро-

нов. Однако для надежной интерпретации результатов в тех условиях, когда возможен переход к прыжковому механизму проводимости, сначала необходимо количественно разобраться с механизмами неомической проводимости в заведомо диффузионной области.

За последние 20 лет выполнено достаточно много экспериментальные исследований разогрева двумерного электронного газа при больших проводимостях в структурах на основе *GaAs*. Все авторы приходят к выводу, что основным механизмом релаксации энергии при низких температурах является взаимодействие с деформационным и пьезоэлектрическим потенциалами акустических фононов, однако между результатами, полученными в разных работах существует значительное количественное расхождение. Так например скорость релаксации энергии $P(T_L, T_e)$ при температуре решетки $T_L=1.5$ К, и температуре электронов $T_e=2$ К в сходных структурах при концентрации электронов $5 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$, определенная в работах [2] и [3]

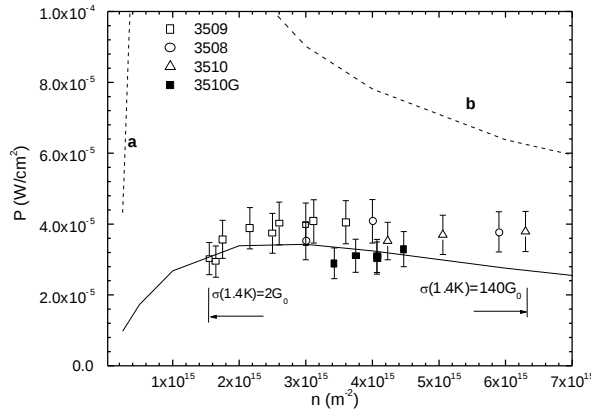


Рисунок 1. Зависимость скорости релаксации энергии от концентрации при $T_L=1.4\text{K}$ $T_e=1.9\text{K}$. Сплошная линия результат численного расчета. Пунктир аналитические выражения, при $q_t > k_f$, $q_t < k_f$ (a) и (b) соответственно.

отличается в 4 раза. При более низких температурах решетки это различие еще больше. Остаются не ясным связано ли такое отличие с наличием дополнительных механизмов релаксации энергии в структурах, исследованных в ряде работ, или с экспериментальными погрешностями.

В данной работе мы подробно исследуем зависимость скорости релаксации энергии от концентрации носителей в структурах на основе *GaAs/InGaAs* при $\sigma > e^2/h$ в диапазоне концентраций $(1.5-6) \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ и температур 0.4-4 К.

Теория релаксации энергии [4] предсказывает, что кроме констант взаимодействия с фононами и T_L, T_e , единственным параметром образца, от которого зависит скорость релаксации энергии, является концентрация носителей. Проанализируем эту зависимость при $T_L=1.4\text{K}$, $T_e=1.9\text{K}$. Она приведена рисунке 1 для четырех исследованных образцов. Видно, что в пределах экспериментальной ошибки все точки ложатся на плавную кривую близкую к теоретической зависимости рассчитанной в соответствии с [4]. Как видно из рис. 1, часто используемые аналитические выражения для предельных случаев ($q_t < k_f$, $q_t > k_f$, $q_t = k_b T / \hbar s$, s - скорость звука), которые предсказывают достаточно сильные концентрационные зависимости $P(n)$ ($P \sim 1/(n)^{1/2}$ при $q_t/k_f < 1$ и $P \sim n^2$ при $q_t/k_f > 1$), лишь асимптотически приближаются к численному расчету.

Проведенные исследования разогрева электронного газа в диффузионной области проводимости показывают, что зависимости $P(T_e, T_L)$ хорошо

описываются теорией релаксации энергии при рассеянии на деформационном и пьезоэлектрическом потенциале акустических фононов. При $T < 1.5$ К основным механизмом релаксации энергии является рассеяние на пьезоэлектрическом потенциале акустических фононов, а при $T > 1.5$ К становится существенным взаимодействие с деформационным потенциалом. Показано, что скорость релаксации энергии возрастает при уменьшении концентрации электронов до $n = 2.5 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ и падает при дальнейшем уменьшении n , что связано с изменением соотношения между q_t и k_f .

Работа поддержана грантом РФФИ 03-02-16150, программой Минпромнауки «Физика твердотельных наноструктур», INTAS (грант 1B290), грантом REC-005 Американского фонда поддержки и развития гражданских исследований независимых государств бывшего Советского Союза (CRDF) и грантом Министерства образования РФ для аспирантов.

[1] S. Marianer and B.I. Shklovskii, PRB **46**, 13100 (1992)

[2] Y. Ma, R. Fletcher, E. Zaremba, M. D'Iorio, C.T. Foxon and J.J. Harris, PRB **43** 9033 (1991)

[3] Савельев И.Г., Полянская Т.А., Шмарцев Ю.В., ФТП **21** 2096 (1987)

[4] P.J. Price, J. Appl. Phys. **53** 6863 (1982)

АНТИЛОКАЛИЗАЦИЯ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs/InGaAs/GaAs

А. В. Германенко, О. Э. Рут, Г. М. Миньков, А. А. Шерстобитов

*Уральский государственный университет им. А. М. Горького,
пр. Ленина 51, Екатеринбург 620083, Россия*

В настоящей работе исследовано влияние спинового расщепления на эффекты слабой локализации в одиночных квантовых ямах GaAs/InGaAs/GaAs с одной заполненной подзоной размерного квантования. Исследовано два типа структур: симметричные структуры с двумя легирующими δ -слоями, расположенными в барьерах по обе стороны от квантовой ямы, и несимметричные структуры с градиентом состава внутри квантовой ямы и одним легирующим δ -слоем в барьере. На основе структур были изготовлены полевые транзисторы в виде Холловских мостиков, что позволяло проводить измерения при разных концентрациях электронов в квантовой яме (n). Были исследованы магнитополевые зависимости поперечного магнитосопротивления при $T=0.45 - 4.2$ К. Для обработки результатов были использованы формулы [1]. В результате были определены времена спиновой релаксации τ_1 и τ_3 (связанные, соответственно, с линейным и кубическим по k членом в электронном спектре) и время сбоя фазы τ_ϕ . Из зависимостей $\tau_1(n)$ и $\tau_3(n)$ были получены экспериментальные зависимости от n величин линейного и кубического расщепления спектра (Ω_1 и Ω_3 соответственно), для интерпретации которых были использованы самосогласованные расчеты спектра.

В несимметричной структуре доминирующий вклад в спиновую релаксацию, как и ожидалось, давал линейный по k член. Выяснить в такой ситуации, какой из эффектов - Рашбы или Дрессельхауза – является главным, невозможно. Однако сравнение экспериментальных и теоретических концентрационных зависимостей Ω_1 косвенно указывало на то, что линейное по k расщепление обусловлено механизмом Дрессельхауза. Подозрение перешло в уверенность после анализа экспериментальных результатов, полученных на симметричных структурах, в которых времена τ_1 и τ_3 оказались одного порядка. Это позволило надежно определить константу γ , описывающую линейный и кубический вклады эффекта Дрессельхауза, которая оказалась равной $(18.0 \pm 1.5) \text{ eV} \times \text{\AA}^3$. При использовании этого значения результаты, полученные на несимметричной структуре, удалось описать не только качественно, но и количественно с хорошей точностью во всем интервале n . Таким образом, наблюдаемые эффекты объясняются в рамках механизма Дрессельхауза.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (03-02-16150), INTAS (1B290), CRDF (REC-005), программы *Физика твердотельных наноструктур* (40.072.11.1176).

[1] S. V. Iordanskii, Yu. B. Lyanda-Geller, G. E. Pikus.// Письма в ЖЭТФ

ZnSe:Cr – NEW PERSPECTIVE MATERIAL FOR OPTOELECTRONIC APPLICATIONS

M. Godlewski^{*,**} and V.Yu. Ivanov^{*}

^{*}*Institute of Physics PAS, Al. Lotnikow32/46, 02-668 Warsaw, Poland*

^{**}*College of Science, Cardinal S. Wyszyński University, Warsaw, Poland*

Zinc selenide doped with chromium is an attractive material for many practical applications, especially for a room temperature highly efficient optically pumped solid state tunable laser in a mid infrared spectral range.

Chromium (and also iron) impurity substitutes for the cation in ZnSe lattice in a 2+ charge state. Cr²⁺ exhibits 3d⁴ electronic configuration. A crystal field in ZnSe splits the free ion ⁵D ground term into ⁵E and ⁵T₂ multiplets. The laser action in mid infrared is related to the intra-center optical transition between these two group of states.

In addition to 2+ charge state, 1+ charge state (with 3d⁵ electronic configuration) can also be observed under optical excitation. This turned out to be important for possible applications of ZnSe:Cr in optoelectronics. 2+ to 1+ photo-excitation results in efficient pumping of Cr²⁺ intra-shell emission, but also in a new phenomenon of energy up-conversion.

In the talk we will discuss results of optical, time-resolved, electron spin resonance and optically detected magnetic resonance (ODMR) studies of chromium and/or iron doped ZnSe and ternary wide bandgap II-VI compounds. Bulk samples, thin films and quantum well structures were studied. We first discuss mechanisms of energy up-conversion following ionization transitions of the two transition metal ions studied. Such energy up-conversion results in the appearance of an efficient so-called anti-Stokes luminescence (ASL). A distinct difference in efficiency of the ASL is observed between chromium and iron doped samples. This difference we relate to a very efficient Auger mechanism of DAP quenching in Fe doped samples. For bulk chromium doped samples Auger mechanism is inefficient, as we demonstrate from the ODMR study. However, for chromium doped quantum well structures the Auger process becomes very efficient and results in a dramatic reduction of PL decay time of excitonic emissions.

We will further demonstrate an anti-correlation of intensity of mid-infrared Cr and shallow donor – shallow acceptor pair (DAP) light emission. The former emission becomes more efficient at increased temperatures, at which shallow DAP emission is thermally deactivated.

О СВЯЗИ ЗАДЕРЖАННОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ С ФАЗОВЫМ ПЕРЕХОДОМ В ЛЕГИРОВАННЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА СВИНЦА

Б. А. Акимов, В. В. Прядун, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, В. Н. Штанов
*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992, Москва.*

Галлий в теллуриде свинца и ряде твердых растворов на его основе проявляет переменную валентность, что приводит к формированию системы примесных уровней, стабилизации положения уровня Ферми внутри запрещенной зоны и долговременным релаксационным процессам при температурах ниже ~ 80 К [1]. Поскольку легированные галлием кристаллы являются достаточно высокоомными, было предпринято исследование полного импеданса монокристаллических образцов $\text{PbTe}(\text{Ga})$ и $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga})$ с целью получить прямую экспериментальную информацию о наличии ферроэлектрического фазового перехода и его возможном влиянии на корреляционные процессы в системе кристаллическая решетка-примесные центры. Измерения проводились в области температур от 4.2 до 300 К и диапазоне частот опорного сигнала от 100 Гц до 1 МГц. В частности, для образца $\text{Pb}_{0.94}\text{Ge}_{0.06}\text{Te}(\text{Ga})$ при $T=140$ К на температурной зависимости емкости наблюдается отчетливый пик, положение которого не имеет выраженной зависимости от частоты. Температура пика на ~ 20 К ниже температуры фазового перехода T_c для не легированного сплава того же состава. Важно, что T_c оказалась существенно выше, чем характерные температуры появления задержанной фотопроводимости (80 К). Поскольку в $\text{PbTe}(\text{Ga})$ температурная зависимость емкости не имеет выраженных особенностей и соответствует значению статической диэлектрической проницаемости $\epsilon \sim 1000$, полученные данные можно рассматривать как прямое экспериментальное подтверждение отсутствия прямой связи между ферроэлектрическим фазовым переходом и долговременными релаксационными процессами. Для образцов $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga})$ в области низких температур наблюдается появление частотнозависимой компоненты емкости. Это может быть связано с неоднородным распределением примеси, наличием р-п переходов, вкладом состояний/диполей на границах раздела. Именно в этой области температур наблюдаются аномалии на температурных зависимостях гальваномагнитных характеристик.

[1] Б.А.Волков, Л.И.Рябова, Д.Р.Хохлов. УФН, **172**, 875 (2002).

NEPHELAUXETIC EFFECT IN LUMINESCENCE OF Cr^{3+} DOPED LITHIUM NIOBATE AND GARNETS

A. Suchocki¹, S. W. Biernacki¹, A. Kaminska¹, and L. Arizmendi²

¹-*Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Al. Lotnik—w 32/46, 02-668 Warsaw, Poland*

²-*Departamento de Fisica de Materiales, Universidad Autonoma de Madrid, Cantoblanco, 28049 Madrid, Spain*

The nephelauxetic effect is associated with a decrease of interelectronic crystal field Racah's repulsion parameters B and C due to covalency of bonds between the central ion and ligands [1]. The enhancement of the nephelauxetic effect can be easily observed in the luminescence of transition metal or rare earth ions in various hosts (semiconducting or insulating) under influence of high hydrostatic pressure. The increase of the effect strength under pressure is attributed to greater covalency of bonds due to a reduction of bond lengths with pressure.

The effect of changes of the luminescence of Cr^{3+} ions in laser materials under influence of pressure is a very good example of the nephelauxetic effect. The luminescence of Cr^{3+} ions that experience strong crystal field strength is dominated by relatively sharp luminescence lines associated with the ${}^2\text{E} \rightarrow {}^4\text{T}_2$ transitions (so called R-lines). Energy of the ${}^2\text{E}$ level in the d^3 electron system, according to the Tanabe-Sugano theory, increases a little with increase of the strength of the crystal field. The strength of crystal field experienced by the dopand ions can be controlled by application of hydrostatic pressures, which decreases interatomic distances. The Cr^{3+} luminescence experiments in the DAC show, contrary to the prediction of the Tanabe-Sugano theory, that the energy of the ${}^2\text{E}$ level of Cr^{3+} ions decreases slightly with increase of the crystal field strength.

Although the effect is well understood qualitatively and also applied for pressure calibration in DAC technique (ruby R-line luminescence) [2], its quantitative description is far from completeness and clarity. In this work we would like to present a new approach to this problem, based on Harrison theory of ionic-covalent bonding, normally considered in the context of band structure. A model is developed for quantitative explanation of the nephelauxetic effect in Cr^{3+} ions luminescence, taking into account valence orbitals of nearest and second nearest neighbor atoms [3]. The results are used for description of the effect in chromium doped lithium niobate and garnet crystals, although the model can be also applied for the other systems. The results are in very good agreement with the experimental data obtained in the high-pressure low-temperature luminescence experiment, performed in the diamond anvil cell with pressures up to 150 kbar [3, 4].

Recent results of the theory of the nephelauxetic effect applied to the system of transition metal ions in various compounds, including several

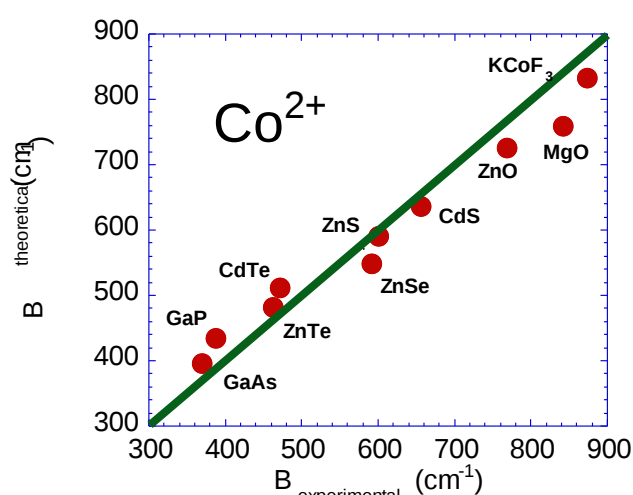


Fig. 1. Comparison of experimental and theoretical values of the B Racah crystal field parameter.

semiconductors will be presented, within the framework of Harrison theory of bonding. An example of this application for Co^{2+} ion in various compounds is shown in the graph. An excellent agreement between the experimental and calculated values of the B crystal field Racah parameter is observed.

More difficult problem is encountered in the case of ternary or quaternary compounds. In this case the theory must take into account existence of different second neighbours of the dopant. Recent results of the theory for such compounds will be also shown.

- [1] C.K. Jorgensen, *Orbitals in Atoms and Molecules*, Academic Press, London and New York (1962).
- [2] G.J. Piermarini, S. Block, J.D. Barnett, R.A. Forman, *J. Appl. Phys.* **46**, 2774 (1975).
- [3] S.W. Biernacki, A. Kamińska and A. Suchocki, and L. Arizmendi, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 442 (2002).
- [4] A. Suchocki, S. W. Biernacki, A. Kamińska, L. Arizmendi, *J. Lumin.* **102-103C**, 571-574 (2003).

DILUTE GaAsN: AN "UNUSUAL" ALLOY BAND STRUCTURE PROBED BY MAGNETO-TUNNELLING SPECTROSCOPY

A. Patanè¹⁾, J. Endicott¹⁾, J. Ibáñez¹⁾, L. Eaves¹⁾,
M. Hopkinson²⁾, R. Airey²⁾, and G. Hill²⁾

¹⁾*School of Physics and Astronomy, University of Nottingham,
Nottingham NG7 2RD, UK*

²⁾*Dept. of Electronic and Electrical Engineering, University of Sheffield, S3 3JD
Sheffield, UK*

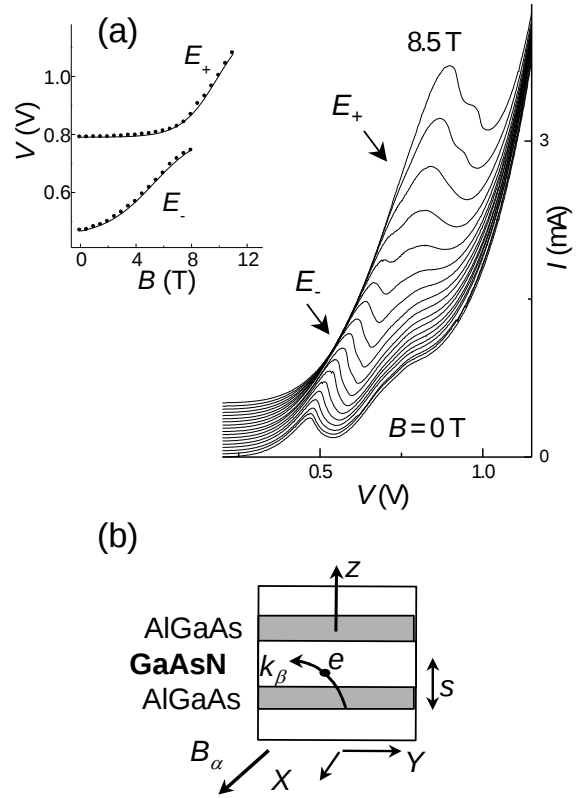
We use magneto-tunnelling spectroscopy [1] to investigate the nature of the N-induced states (band- and impurity-like) in GaAs_{1-y}N_y alloys. In our resonant tunnelling diodes (RTDs), a quantum well (QW) layer of GaAs_{1-y}N_y ($y < 2\%$) is embedded between two Al_{0.4}Ga_{0.6}As tunnel barriers. Undoped GaAs spacer layers separate the barriers from two contact layers with *n*-type doping. These devices are designed to act as RTDs in which electrons can tunnel from the doped GaAs layers into the N states: resonant tunnelling through a particular state in the QW leads to a resonant feature in the current-voltage $I(V)$ plot whenever the energy of the state is resonant with a filled state in the negatively biased emitter layer.

We find that the $I(V)$ are profoundly affected by the incorporation of low N content. When y is increased from 0 to 0.1 %, the resonance due to electrons tunnelling through the ground state of the QW splits into two main features, E_- and E_+ corresponding to electron tunneling into the N-induced hybridised subbands of the GaAs_{1-y}N_y layer. [2] A further increase of y smears out the resonance and strongly quenches the current due to electron trapping on strongly localised N-levels.

A magnetic field, B , applied perpendicular to the current direction, is used to probe in detail the nature of the N-states. In our experiment, the magnetic field imparts to the tunnelling electron a change of the in-plane wave vector $k = eBs/\hbar$, where s is the tunnelling distance from the emitter to the QW [1]. Varying B allows us to tune an electron to tunnel into a given k -state of the well; the voltage tunes the energy so that we can map out the energy-momentum dispersion curve $\mathcal{E}(k)$ of the E_- and E_+ subbands over a wide range of k values. The data reveal that for a small N-content ($y = 0.1\%$) the E_- and E_+ subbands are highly non-parabolic and that the heavy effective mass E_+ states have a significant Γ -conduction band character even at $k = 0$ [3].

Our results indicate that the dispersion curves of the hybridised subbands of GaAs_{1-y}N_y QW layers have a very well-defined character and suggest that the highly non-parabolic dispersion of E_- and E_+ could be tailored by the quantum well confinement and exploited to design novel band-structure engineered devices with negative differential velocity characteristics, similar to those occurring in semiconductor superlattices or Gunn diodes.

Fig. 1. (a) I - V curves at $T=4.2$ K for a RTD with $y= 0.1$ % at various B . B is increased from 0 to 8.5 T by steps of 0.5 T. For clarity, the curves are displaced along the vertical axis. The inset shows the voltage position of current peaks E_- and E_+ as a function of B . (b) Sketch of the magneto-tunnelling experiment. The form of the I - V curves are almost isotropic as B_α is rotated in the X-Y plane.



- [1] R. K. Hayden et al., Phys. Rev. Lett. 66, 1749 (1991).
- [2] W. Shan et al., Phys. Rev. Lett. 82, 1221 (1999).
- [3] J. Endicott et al., Phys. Rev. Lett. 91, 126802 (2003).

РАЗБАВЛЕННЫЕ ФЕРРОМАГНИТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СПЛАВЫ

К.А. Кикоин

Университет Бен-Гурион, Беер-Шева, Израиль

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) – это полупроводниковые соединения группы A_3B_5 , в которых часть атомов одной из подрешеток замещена примесями переходных или редкоземельных металлов. При достаточно высокой концентрации магнитных ионов в сплаве возникает ферромагнитный порядок. Если температура Кюри T_C достаточно высока, то такой материал чрезвычайно расширяет возможности современной микроэлектроники и спинтроники. Марганец оказался наиболее подходящей магнитной примесью благодаря своей высокой растворимости и диффузионной способности. К настоящему времени получены РМП с $T_C \sim 160$ К на основе p -(Ga,Mn)As. В широкощелевых материалах p -(Ga,Mn)P, а также p - и n -(Ga,Mn)N ферромагнетизм обнаружен и при температурах, превышающих комнатную.

Для теории ферромагнитный порядок в легированных полупроводниках представляет определенный вызов, поскольку прямое обменное взаимодействие в разбавленных магнитных сплавах слишком мало, чтобы обеспечить такие высокие T_C , а большинство известных механизмов косвенного обмена благоприятствует антиферромагнитному упорядочению. Обойти эту трудность пытались с помощью чисто феноменологического подхода, взяв sd -обмен Вонсовского-Зинера в качестве исходного взаимодействия между локальным спином магнитной примеси и электронами (дырками) в валентной зоне и выбрав ферромагнитный знак для косвенного взаимодействия Рудермана-Киттеля между магнитными ионами [1]. Другой подход основан на численном методе расширенных кластеров, в котором взаимодействие магнитного иона с ближайшим окружением учитывается максимально точно, затем строится периодическая сверхрешетка и делается зонный расчет спинполяризованной электронной структуры, иногда с учетом локальных поправок типа когерентного потенциала [2].

Мы поставили себе задачу вывести межпримесное ферромагнитное взаимодействие в РМП *микроскопически*, основываясь на знании электронной структуры изолированной примеси Mn в матрицах A_3B_5 [3]. Оказалось [4], что в кристаллах p -типа это взаимодействие не сводится ни к одному из известных типов непрямого обмена, хотя и напоминает механизм двойного обмена, предложенный Зинером еще в 1951 г. В системе n -(Ga,Mn)N зине-

ровский обмен реализуется почти в своем классическом виде. Полученные формулы для концентрационной зависимости T_C воспроизводят экспериментальные данные для p -(Ga,Mn)As. Для других систем зависимость T_C от концентрации носителей еще экспериментально не установлена, однако теория позволяет получить T_C выше комнатной температуры при разумных значениях параметров модели.

- [1] T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukara, Phys. Rev. B **63**, 2034 (2001); **66**, 033203 (2002).
- [2] E. Kulatov et al, Phys. Rev. B **66**, 045203 (2002); K. Sato, P.H. Dederichs and H. Katayama-Yoshida, Europhys. Lett. **61**, 403 (2003).
- [3] K. A. Kikoin and V. N. Fleurov, *Transition Metal Impurities in Semiconductors* (World Scientific, Singapore, 1994).
- [4] P.M. Krstajic, V. A. Ivanov, F. M. Peeters, V. Fleurov, and K. Kikoin, Europhys. Lett. **61**, 235 (2003); arXiv:cond-mat/0311525.

МАГНИТОСТАБИЛИЗИРОВАННЫЕ СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Н. Н. Сибельдин

Физический институт им. П.Н.Лебедева, 119991 Москва, Ленинский пр-т. 53

Как известно, магнитное поле лабораторного масштаба весьма слабо воздействует на внутреннюю структуру (распределение электронной плотности) и энергетический спектр атомов (если не принимать во внимание зеемановское расщепление уровней, которое мало по сравнению энергией связи атомных электронов, и слабый диамагнитный сдвиг высоко лежащих уровней энергии). Действие магнитного поля становится существенным в достаточно сильных полях, когда циклотронная энергия электрона порядка энергии связи частиц в атоме, а его магнитная длина - порядка радиуса атома. Для атома водорода, например, это поля напряженностью $H \sim 10^9$ Э, недостижимой при современных экспериментальных возможностях. Поэтому о свойствах атомов в сильных магнитных полях можно узнать либо из данных астрофизических наблюдений, либо из экспериментов на модельных системах.

По-видимому, наиболее привлекательными модельными объектами для таких исследований являются экситоны и атомы водородоподобных примесей в полупроводниках. Благодаря большой диэлектрической проницаемости среды и малой величине эффективных масс электронов и дырок типичные значения энергий связи экситонов и атомов водородоподобных примесей на 3 – 4 порядка величины меньше, чем атома водорода, а их боровские радиусы – больше на 2 – 3 порядка. В поле одинаковой напряженности циклотронная частота носителей заряда в полупроводнике больше, чем свободного электрона в вакууме, в m_0/m^* раз. Поэтому уже магнитное поле с напряженностью $H \sim 10^3 - 10^4$ Э является сильным для экситонов и атомов мелких примесей.

Поведение атомов водородоподобных примесей и экситонов в сильных магнитных полях довольно хорошо изучено^{*)}. Магнитное поле стабилизирует экситонные (атомные) состояния. В сверхсильных полях экситон (атом) анизотропен; он имеет форму эллипсоида вращения, вытянутого вдоль направления поля.

Магнитное поле может стабилизировать связанные состояния не только атомного, а и более сложного (например, молекулярного) типа. Так, благодаря увеличению с ростом магнитной индукции эффективной массы экситона в направлении, поперечном магнитному полю, становится возможным образование экситонов, локализованных вблизи дефектов и примесных атомов, которые не могли связать экситон в отсутствие поля.

^{*)}Ссылки на соответствующие теоретические и экспериментальные работы, а также более подробное изложение затронутых здесь вопросов, содержатся в недавно опубликованной статье автора [1].

Особый интерес вызывают поведение и свойства конденсированного вещества в сверхсильных магнитных полях. Модельной системой для экспериментального исследования этого круга явлений может служить конденсированная фаза экситонов в полупроводниках – электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ). Теоретически было показано, что в сверхсильном магнитном поле при определенных условиях должна образовываться «сильно сжатая» ЭДЖ с плотностью, существенно превышающей обратный объем экситона, и с энергией на пару частиц значительно большей по абсолютной величине его энергии связи.

В настоящем докладе речь, в основном, пойдет о магнитостабилизированных экситонно-примесных комплексах (ЭПК) и магнитостабилизированной ЭДЖ, обнаруженных и исследованных нами в антимониде индия.

Экспериментально было показано, что в предельно очищенных образцах антимонида индия возможно образование стабилизированных магнитным полем ЭПК, сформированных экситонами, связанными на мелких акцепторах различной химической природы. В спектрах люминесценции эти комплексы дают характерные узкие линии, в десятки раз превышающие по интенсивности соответствующие акцепторные линии излучения.

Линия излучения магнитостабилизированной ЭДЖ возникает на длинноволновом краю спектра люминесценции ЭПК при высоких интенсивностях возбуждения в магнитном поле напряженностью большей 20 кЭ ($T = 1,8 - 2$ К). Из обработки формы линии излучения ЭДЖ были определены ее плотность и работа выхода экситонов из жидкости (энергия перехода в основное состояние свободного экситона находилась из спектров магнитоотражения). В результате этих экспериментов было установлено, что плотность магнитостабилизированной ЭДЖ, величина энергии на пару частиц в основном состоянии жидкости и работа выхода экситонов из ЭДЖ увеличиваются при возрастании напряженности магнитного поля. Экспериментальные данные будут обсуждены на основе имеющихся теоретических представлений.

Следует отметить, что исследования ЭДЖ и других электронных систем в сильном магнитном поле имеют не только самостоятельный интерес, поскольку полученные результаты могут быть применены и к системам, обладающим квазиодномерным электронным спектром в отсутствие поля (например, система параллельных квантовых нитей). Экспериментальные исследования условий, в которых возможно образование ЭДЖ в квазиодномерных системах, а также в других структурах с пониженной размерностью, практически только начинаются и могут представлять существенный интерес в плане изучения межчастичных взаимодействий в таких системах.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ и Программы поддержки ведущих научных школ РФ (№ НШ-1923.2003.2).

[1] Н.Н.Сибельдин, УФН, **173**, 999 (2003).

ФЕРРОМАГНЕТИЗМ И ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК В МНОГОЭЛЕКТРОННЫХ МОДЕЛЯХ СИЛЬНОКОРРЕЛИРОВАННЫХ СИСТЕМ

А.В. Зарубин, В.Ю. Ирхин

Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18.

В последнее время возрос интерес к магнитной фазовой диаграмме сильно коррелированных систем. В частности, это связано с открытием манганитов с колоссальным магнитосопротивлением, а также разбавленных магнитных полупроводников на основе марганца, демонстрирующих ферромагнетизм с высокими точками Кюри.

В работе построена самосогласованная схема вычисления одночастичных функций Грина в формализме многоэлектронных операторов Хаббарда с учетом продольных и поперечных спиновых флуктуаций. Такой подход позволяет построить физически наглядную картину плотности состояний в хаббардовском магнетике. Использование локаторного представления позволяет устранить ряд трудностей, связанных с нарушением аналитических свойств функций Грина.

Проведен расчет в первом порядке по обратному координационному числу. Детально исследован энергетический спектр в пара- и ферромагнитных узкозонных электронных системах с сильным кулоновским или s - d обменным взаимодействием. Найдены особенности электронного спектра вблизи энергии Ферми, обусловленные многоэлектронным рассеянием с переворотом спина; получены логарифмические поправки кондовского типа и описан резонанс Абрикосова—Сула. Вычислены критические концентрации носителей тока, соответствующие переходу в насыщенное и ненасыщенное ферромагнитное состояние. Обсуждается возможная роль беспорядка в системе.

Исследован переход металл—диэлектрик в парамагнитных системах с полузаполненной энергетической зоной. Вычислены критические параметры локального кулоновского взаимодействия в точке перехода. Рассмотрено изменение картины плотности состояний при увеличении параметра хаббардовского отталкивания электронов на узле, которая также демонстрирует центральный «кондовский» пик.

- [1] А. В. Зарубин, В. Ю. Ирхин, ФТТ, 1999, т.41, с.1057—1063.
- [2] V. Yu. Irkhin, A. V. Zarubin, arXiv:cond-mat/0212586, Eur. Phys. J. B, в печати.
- [3] V. Yu. Irkhin, A. V. Zarubin, Eur. Phys. J. B, 2000. v. 16, p. 463—468; arXiv:cond-mat/9911405.

A statistical strained-tetrahedron model to describe local structure of ternary zincblende crystals: interpretation of EXAFS and far IR vibrational spectra.

B.V.Robouch^(a), E.M.Sheregii^(b), A.Kisiel^(c)

^(a) *Laboratori Nazionali di Frascati INFN, DAΦNE-L lab, C.P.:13,
00044 Frascati(RM), Italy*

^(b) *Institute of Physics, Rzeszow University, Rejtana 16A, 35-310 Rzeszów, Poland*

^(c) *Instytut Fizyki im. M. Smoluchowskiego, Uniwersytet Jagiellonski, Reymonta 4,
30-059 Krakow, Poland*

To correctly interpret ternary zincblende experimental EXAFS as well as far IR vibrational spectrum results, by better describing and understanding the local structure of such crystals, a statistical strained-tetrahedron model has been developed ^[1]. This is the substance of the presented talk.

The model considers the five constituting tetrahedron configurations, with their realistic distortions in shape from one to the other; it allows for non random distributions due to thermodynamic properties, resulting in site occupation preference (SOP) distributions; conserves the coordination numbers; guarantees respects to stoichiometry; assumes that beyond next neighbor (NN) preferences are determined by precisely first neighbor preference values. Thus, configuration population probabilities are shown to depend on only three degrees of freedom parameters.

The nineteen interior crystal distances are constrained by the tetrahedron structure; also, to avoid destructive stresses within the crystal, the local average tetrahedron volume of both ion sublattices are assumed to relax to have equal values. These constraints reduce to ≤ 7 the number of distance free parameters. Model estimates are compared to published in literature EXAFS experimental results amply validating the model ^[1,2].

Knowing the configuration population probabilities, one readily writes the dielectric function of absorption\reflection for far-Infrared vibrational spectra. Here too, to restrict the various parameters to the true number of degrees of freedom, assumptions are made on the specific oscillator strength values; the constraints allow the unfolding of experimental spectra yielding among others the values of SOP-coefficients and\or specific oscillator strengths. Here too carried out validation confirms the model ^[3].

[1] B.V.Robouch, A.Kisiel, J.Konior, *J. Alloys Compounds* 339, 1 (2002)

[2] B.V.Robouch, A.Kisiel, J.Konior, *J. Alloys Compounds* 340, 13 (2002)

[3] B.V.Robouch, E.M.Sheregii, J.Polit, J.Cebulski, E.Burattini, submitted to *Phys.Rev.B*

СПИНОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ОБЪЁМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Л.Е. Голуб

*Физико-технический институт, 194021, Санкт-Петербург,
ул. Политехническая, 26.*

Рассмотрены различные механизмы спиновой релаксации носителей тока в объёмных полупроводниках: спин-зависимое рассеяние (механизм Эллиота-Яфета), вращение спина в поле кристаллической решётки (механизм Дьяконова-Переля), электрон-дырочное рассеяние в образцах p -типа (механизм Бира-Аронова-Пикуса). Приводятся зависимости времён спиновой релаксации от температуры и уровня легирования [1].

В полупроводниковых гетероструктурах спин-орбитальное взаимодействие усиливается по сравнению с объёмными системами. Размерное квантование приводит к зависимости времён спиновой релаксации от таких параметров гетероструктур как электрическое поле вдоль оси роста и ширина квантовой ямы, то есть к управляемости спиновыми свойствами. В гетероструктурах спиновая релаксация становится анизотропной из-за понижения симметрии. Анизотропия в плоскости квантовой ямы может быть гигантской [2], и, как показывают расчёты [3] это имеет место при реально достижимых параметрах структур. В образцах с высокой подвижностью скорость спиновой релаксации становится чувствительной к электрон-электронным столкновениям [4].

Рассмотрены возможности измерения времён спиновой релаксации. Экспериментально они изучаются по подавлению циркулярной поляризации фотолюминесценции поперечным магнитным полем (эффект Ханле) или в опытах по электронному парамагнитному резонансу [1]. В транспортных измерениях информация извлекается из магнетосопротивления в слабых полях, обусловленного слабой локализацией [5]. Возможны также и смешанные оптико-транспортные эксперименты спин-гальванического эффекта [6], который заключается в возникновении электрического тока в процессе релаксации неравновесного спина.

- [1] Оптическая ориентация, под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Майера, Наука (1989).
- [2] N.S. Averkiev, L.E. Golub and M. Willander, J. Phys.: Condens. Matter, **14**, R271 (2002).
- [3] J. Kainz, U. Rössler, and R. Winkler, Phys. Rev. B, **68**, 075322 (2003).
- [4] M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, J. Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism, **16**, 735 (2003).
- [5] W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak, E. Litvin-Staszewska, D. Bertho, F. Kobbi, J.L. Robert, G.E. Pikus, F.G. Pikus, S.V. Iordanskii, V. Mosser, K. Zekentes, and Yu.B. Lyanda-Geller, Phys. Rev. B, **53**, 3912 (1996).
- [6] S.D. Ganichev E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, W. Wegscheider, D. Weiss, and W. Prettl, Nature, **417**, 153 (2002).

УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ZnSe:Ni

В.В. Гудков^{1,2)}, А.Т. Лончаков¹⁾, А.В.Ткач¹⁾, И.В. Жевстовских¹⁾, В.И. Соколов¹⁾, Н.Б. Груздев¹⁾

¹⁾Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, ул.С.Ковалевской, 18.

²⁾Российский государственный профессионально-педагогический университет, 620012 Екатеринбург, ул.Машиностроителей, 11.

Обнаруженная ранее в кристаллах ZnSe:Ni низкотемпературная аномалия теплопроводности κ [1] стимулировала постановку нейтронографических и ультразвуковых исследований с целью получения новых экспериментальных данных.

Нейтронографические исследования [2], выполненные на образце ZnSe:Ni, показали что дифрактограммы, полученные при температуре 13 и 60 К, соответствуют различным кристаллическим решеткам. На основе имеющихся в настоящее время данных, наиболее вероятным представляется переход из кубической фазы типа цинковой обманки в тетрагональную.

В ходе выполненных параллельно ультразвуковых измерений [3] на примесном образце и в чистом ZnSe было установлено, что на температурных зависимостях ультразвуковых параметров для примесного образца имеются особенности: максимум поглощения Γ и излом кривой фазовой скорости v при температуре, близкой к той, что соответствует минимуму $\kappa(T)$.

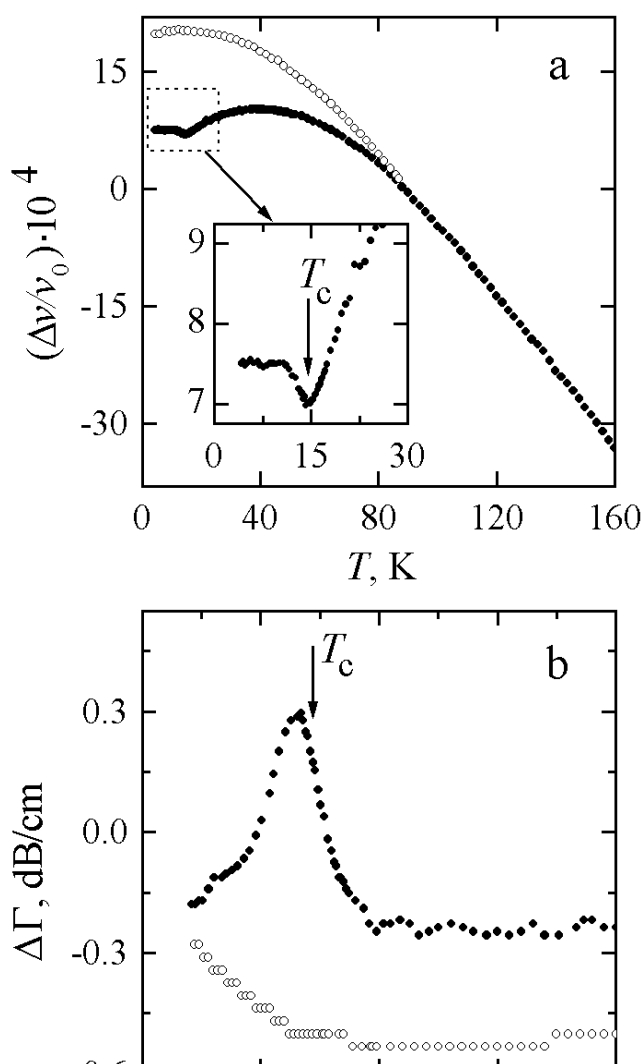


Рис.1. Температурные зависимости изменений скорости (а) и поглощения (б) продольного ультразвука в ZnSe (○) и ZnSe:Ni (●).

Температурные зависимости, полученные для образца без примесей, не содержали этих аномалий. Тем самым было доказано, что обнаруженные особенности связаны с наличием примесей Ni.

Дальнейшие ультразвуковые исследования на образце с концентрацией никеля $n=5,5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ с использованием волн продольной (рис.1) и поперечной (рис.2) поляризации при направлении распространения [110] позволили:

- определить температуру перехода $T_c=14,5 \text{ K}$,
- установить факт смягчения упругих модулей задолго до перехода,
- выявить модуль, испытывающий наибольшее смягчение (C_{44}),
- по виду кривой $C_{44}(T)$ сделать вывод, что наблюдаемый фазовый переход, скорее всего, является переходом второго рода.

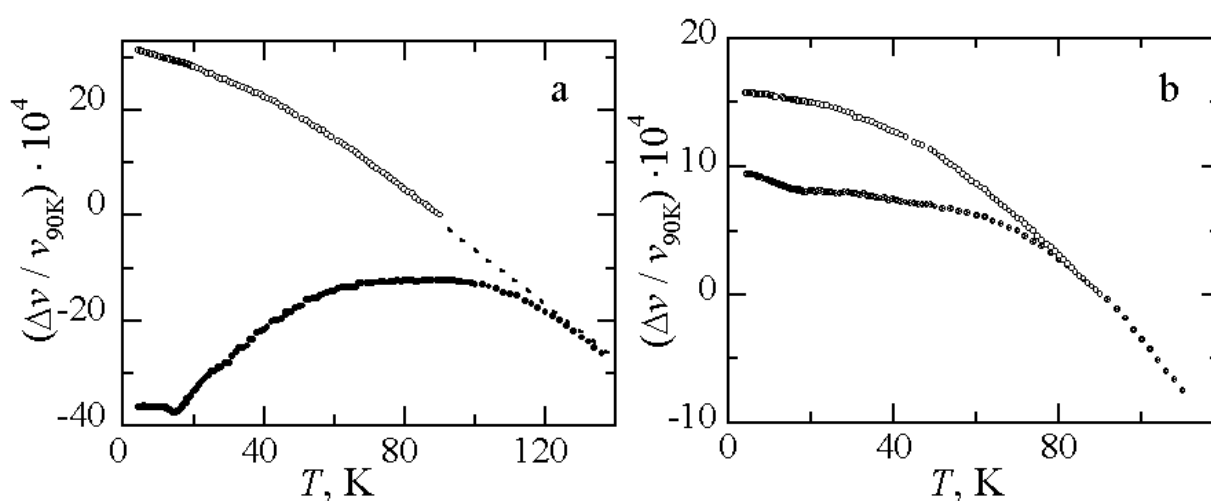


Рис.2. Температурные зависимости изменений скорости поперечных волн в ZnSe (○) и ZnSe:Ni (●): (a) – поляризация вдоль [100], (b) – [110].

Частично материал данного доклада опубликован в [4].

- [1] В.И.Соколов, А.Т.Лончаков, Письма в ЖЭТФ, **73**, 708 (2001).
- [2] В.И.Соколов, А.В.Лукоянов, И.А.Некрасов, Н.Б.Груздев, Е.А.Широков, С.Ф.Дубинин, С.Г.Теплоухов, В.Д.Пархоменко, А.Т.Лончаков, В.И.Соколов, В.И.Анисимов, XXXIII Всероссийское совещание по физике низких температур. Тезисы докладов секций S и N. Екатеринбург, 2003, с.279.
- [3] Н.Б.Груздев, В.В.Гудков, И.В.Жевстовских, А.Т.Лончаков, В.И.Соколов, А.В.Ткач, XXXIII Всероссийское совещание по физике низких температур. Тезисы докладов секций S и N. Екатеринбург, 2003, с.291.
- [4] V.I.Sokolov., S.F.Dubinin, S.G.Teploukhov, V.D.Parkhomenko, A.T.Lonchakov, V.V.Gudkov, A.V.Tkach, I.V.Zhevstovskikh, N.B.Gruzdev, Solid St. Commun., **129**, 507 (2004).

МЕХАНИЗМ РЕЛАКСАЦИИ ЛАНДАУ – РУМЕРА В КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ ГЕРМАНИЯ, КРЕМНИЯ И АЛМАЗА

И.Г.Кулеев, И.И.Кулеев

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

e-mail: kuleev@imp.uran.ru

Рассмотрена релаксация поперечных фононов в механизме Ландау-Румера для изотропной среды и кристаллов германия, кремния и алмаза, имеющих кубическую симметрию. Получено выражение для упругой энергии, обусловленной ангармонизмом колебаний решетки кристалла кубической симметрии, через упругие модули второго и третьего порядка. Из известных значений упругих модулей второго и третьего порядка найдены параметры, определяющие величины частот релаксации поперечных фононов в механизме Ландау-Румера для кристаллов Ge, Si и алмаза. Показано, что зависимость частоты релаксации от волнового вектора тепловых и высокочастотных фононов резко отличается от классической зависимости Ландау-Румера как в изотропных средах, так и в кубических кристаллах. Установлено, что обнаруженные нами особенности частоты релаксации обусловлены угловой зависимостью вероятности ангармонического рассеяния и анизотропией упругих свойств кристаллов Ge, Si и алмаза. Предложен метод экспериментального определения зависимости частоты релаксации высокочастотных фононов от волнового вектора из измерений температурной зависимости коэффициента поглощения высокочастотного ультразвука.

МОДЕЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ КОРРЕЛИРОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИМЕСНЫХ ДЫРОК С ПОМОЩЬЮ КОНФИГУРАЦИОННОЙ ЭНТРОПИИ СИСТЕМЫ ТВЕРДЫХ ШАРОВ

В.М. Михеев

*Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург,
ул. С.Ковалевской, 18.*

На основе модели твердых шаров развита теория, описывающая корреляции в системе примесей с переменной валентностью. Изучается подвижность электронов, обусловленная рассеянием электронов на коррелированном распределении примесных ионов в твердых телах. При этом заряженный примесный центр описывается как центр, на котором расположена примесная дырка.

При модельном описании корреляций в жидкостях и расплавах радиус твердого шара отождествляется с радиусом короткодействующего потенциала молекулы или атома и определяется из экспериментов по рассеянию. В работах последнего десятилетия (ссылки см. в [1]) при модельном описании корреляций в системе примесных ионов диаметр твердого шара, который отождествляется с минимальным расстоянием между примесными дырками, определяется по относительной концентрации заряженных ионов в твердом теле. При этом уравнение, связывающее диаметр шара с концентрациями примесных центров и примесных дырок, постулируется.

В развитой нами теории [2–5] конфигурационная энтропия системы коррелированных примесных дырок отождествляется с конфигурационной энтропией системы твердых шаров. Диаметр шара отождествляется с минимальным расстоянием между примесными дырками r_c , а концентрация шаров отождествляется с концентрацией дырок n^+ .

Мы получили уравнение, связывающее параметр r_c с концентрациями примесных дырок:

$$n^+ = n \exp[S(r_c, n^+)/k_B]$$

где $S(r_c, n^+)$ – конфигурационная энтропия системы примесных дырок, рассчитанная на одну дырку, n^+ – концентрация примесных дырок, n – концентрация примесных центров, а k_B – постоянная Больцмана.

Конфигурационную энтропию примесных дырок мы вычислили с помощью корреляционной функции для системы твердых шаров. С помощью фурье-образа этой корреляционной функции мы вычислили интерференционный вклад в подвижность электронов при рассеянии на коррелированном распределении заряженных примесных центров при нулевой температуре решетки.

Температурные зависимости электронной подвижности, связанные с распадом корреляций в расположении дырок, мы учли, заменив значение па-

раметра r_c на его термодинамическое среднее. Термодинамическое осреднение проводилось с помощью функции:

$$W(r_c) = \exp[T S(r_c, n^+) - \varepsilon_c(r_c, n^+)] / k_B T$$

Энергия корреляции, приходящаяся на одну дырку, $\varepsilon_c(r_c, n^+)$, вычислялась с помощью корреляционной функции для шаров. Взаимодействие между примесными дырками моделировалось экранированным кулоновским потенциалом.

Численные расчеты выполнены для HgSe, легированного железом. Описаны пространственные корреляции ионов железа Fe^{+3} , заряженных относительно решетки. Объяснены концентрационные аномалии подвижности электронов при рассеянии на коррелированном распределении ионов железа. Объяснены температурные аномалии подвижности электронов при низких температурах.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУМАГНИТНЫХ ТВЁРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

И.М. Несмелова¹⁾, В.Н. Рыжков¹⁾, М.И. Ибрагимова²⁾, В.Ю. Петухов²⁾

¹⁾ФГУП «НПО Гос. институт прикладной оптики», 420075, Казань

²⁾КНЦ КФТИ РАН, 420029, Казань, Сибирский тракт, 7

Изучались электрические, оптические, магнитные и фотоэлектрические свойства эпитаксиальных слоёв полумагнитных полупроводников $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ (МРТ) n- и p-типа с $x = 0.09 - 0.19$. Образцы получались методом жидкофазной эпитаксии из теллуровых растворов-расплавов. Исследования проводились на слоях с концентрациями носителей заряда ($10^{14} - 5 \times 10^{18}$) см^{-3} при температурах 300К и 77К.

В слабых магнитных полях и при температурах $T > 40\text{К}$ основные электрофизические свойства твёрдых растворов МРТ определяются энергетической структурой вблизи точки Г (центр зоны Бриллюэна), в **кр** – расчётах необходимо учитывать по крайней мере три близко расположенных зоны – Γ_6 , Γ_7, Γ_8 . Сильно локализованный d-уровень ионов Mn^{2+} расположен на 3 эВ ниже потолка валентной зоны и практически не влияет на электрофизические свойства слоёв МРТ.

С целью установления механизмов рассеяния носителей заряда в МРТ с $x \sim 0.1$ проведён анализ температурных и концентрационных зависимостей подвижностей электронов и дырок. В области высоких температур преобладающим механизмом является рассеяние на полярных оптических фононах, а при низких температурах – на ионизированных акцепторных и донорных центрах.

На основании исследования спектров поглощения показано, что образцы МРТ более однородны по составу по сравнению с твёрдым раствором КРТ. Получены значения эффективных масс электронов, лёгких и тяжёлых дырок в зависимости от состава, концентрации носителей заряда и температуры. Оценена энергия ионизации акцепторного уровня в p-МРТ в зависимости от содержания теллурида марганца.

Исследования магнитных свойств проводились методом ЭПР в диапазоне частот ~ 9.5 и 37 ГГц при температурах 300 и 77К. Анализ спектров показал, что величина g- фактора и ширина линии поглощения ЭПР зависят от состава образцов.

Были изготовлены и изучены фотоэлектрические свойства фотодиодных структур, изготовленных методом барьеров Шоттки, диффузией ртути и имплантацией ионов бора и серебра в образцы эпитаксиальных слоёв. Получены фоточувствительные меза-структуры на область спектра (3–5) мкм и (8–12) мкм. Обнаружительная способность диодов, полученных имплантацией ионами бора, близка к значениям при работе в режиме фонового ограничения.

Таким образом, проведено комплексное изучение свойств перспективного полумагнитного твёрдого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

СИММЕТРИЙНЫЙ АНАЛИЗ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ДОПИРОВАННОМ ZnSe

С.Б. Петров^{1,2)}

¹⁾*Российский государственный профессионально-педагогический университет, 620012, Екатеринбург, ул. Машиностроителей 11.*

²⁾*Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской 18.*

Влияние примесей 3d металлов на динамику решетки, оптические и магнитные свойства ZnSe изучается уже около тридцати лет [1]. Например, в работе [2] исследовалось, как локальные колебания добавляемых в кристалл атомов Fe видоизменяют спектры Рамановского рассеяния. Однако примеси воздействуют не только на локальные свойства допированного ZnSe. Несмотря на малую концентрацию, примесь влияет, например, на низкотемпературную теплопроводность ZnSe [1,3] за счет сильного рассеяния фононов на локальных колебаниях решетки. Это, по-видимому, говорит о существенной роли вызванных примесью деформаций. В недавней работе [4], с целью прояснения роли деформаций, были предприняты нейтронографические и ультразвуковые исследования ZnSe, допированного Ni. При этом установлено, что при температуре примерно 15K допированный кристалл испытывает переход из кубической фазы в фазу тетрагональную и разбивается на тетрагональные домены.

Целью данного исследования является симметричный анализ обнаруженного в работе [4] фазового перехода. На основе исходной симметрии кристалла рассчитываются возможные группы симметрии низкотемпературной фазы. С этой же целью проведен симметричный анализ динамики решетки ZnSe и выявлены связанные с наблюдаемым фазовым переходом возможные смещения атомов и возможные деформации кристалла. Обсуждается взаимосвязь найденных смещений и деформаций с наличием примеси. Полученные в работе результаты позволят упростить дальнейшее экспериментальное исследование диссимметричного состояния ZnSe.

[1] G.A. Slack, Phys. Rev. B 6 (1972) 3791.

[2] A.V. Krol', N.V. Levichev, A.L. Natadze and A.I. Ryskin, Sov. Phys. Solid State 20 (1978) 85.

[3] V.I. Sokolov, A.T. Lonchakov, JETP Letters 73 (2001) 708.

[4] V.I.Sokolov, S.F. Dubinin, S.G. Teploukhov, V.D. Parkhomenko, A.T. Lonchakov, V.V. Gudkov, A.V. Tkach, I.V. Zhevstovskikh, N.B. Gruzdev, Sol. State Comm. 129 (2004) 507 - 510

ДИНАМИКА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В ГАЛОГЕНИДАХ АММОНИЯ

Г.В. Тихомирова, А.Н. Бабушкин

*Уральский Государственный Университет им. А.М. Горького,
620083, Екатеринбург, пр.Ленина, 51*

В поликристаллических образцах галогенидов аммония NH_4X (X: F, Cl, Br) обнаружен фазовый переход, возникающий под действием высокого давления. Переход проявляется в резком (скачкообразном) изменении сопротивления на несколько (более трех) порядков и сопровождается гистерезисом, характерным для фазовых переходов 1-го рода, с критическими давлениями P_{c1} и P_{c2} . А именно, при увеличении давления до P_{c2} сопротивление скачком уменьшается, а при последующем уменьшении давления образцы переходят обратно в высокоомное состояние при давлении P_{c1} . Значения P_{c1} коррелируют с плотностью материала и составляют 42, 25-27 и ≤ 15 ГПа, соответственно, для NH_4F , NH_4Cl и NH_4Br , т.е. критическое давление перехода из низкоомного в высокоомное состояние уменьшается с ростом атомного веса галогена. Аналогичный резкий (скачкообразный) переход наблюдается на температурных зависимостях электросопротивления при давлениях вблизи критического (рис. 1-2). Критическое давление $P_{c2} > P_{c1}$ зависит от предыстории образца, и его не удастся точно определить из-за большого времени установления стационарной проводимости.

Гистерезис наблюдается также на температурных зависимостях сопротивления. Величина петли барического и температурного гистерезиса сопротивления уменьшается с ростом числа циклов приложения и снятия давления и/или длительности выдержки под давлением. Это показывает, что для достижения стабильного состояния изучаемых галогенидов аммония необходима достаточно длительная обработка высоким давлением, причем иногда статической выдержки при фиксированном давлении оказывается недостаточно и требуется несколько последовательных циклов увеличения-уменьшения давления. Время первоначальной обработки давлением для стабилизации низкоомного состояния различно для всех исследованных материалов. Наблюдается корреляция времени обработки (как и величины P_{c1}) с плотностью материалов (атомным весом галогенов F, Cl, Br).

Немонотонность $R(T)$, уменьшающаяся при увеличении времени предварительной выдержки образца под давлением, указывает на существование промежуточных (метастабильных) состояний. Все исследованные галогениды аммония при давлениях выше P_{c1} и некоторой выдержке под давлением переходят в состояние, характеризующееся ростом сопротивления с температурой, подобно галогенидам щелочных металлов.

Исследована релаксация сопротивления галогенидов аммония при изменении давления (рис. 3-4). Обнаружено, что времена релаксации сопротивления сильно зависят от давления: в области перехода время релаксации сильно увеличивается (от нескольких часов до суток) (рис. 4). При давлениях

значительно выше R_{c1} оно составляет несколько минут. Немонотонность (скачки) сопротивления вблизи перехода связаны с неоднородностью (полукристаллической структурой) образца и вызваны, по-видимому, процессами неоднородного уплотнения структуры под давлением.

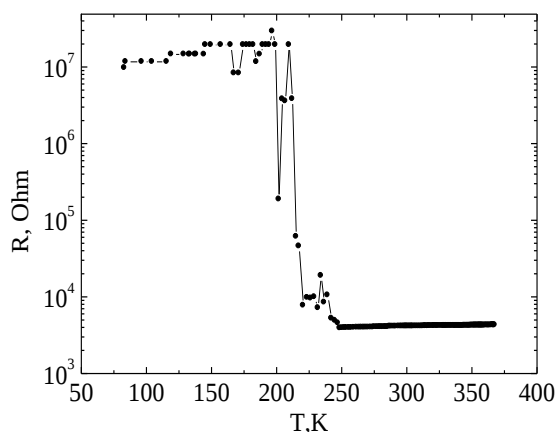


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления NH_4Cl при 27 ГПа.

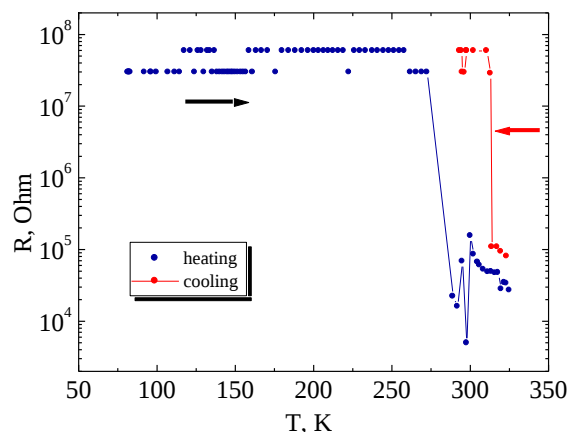


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления NH_4F при давлении $P=50$ ГПа.

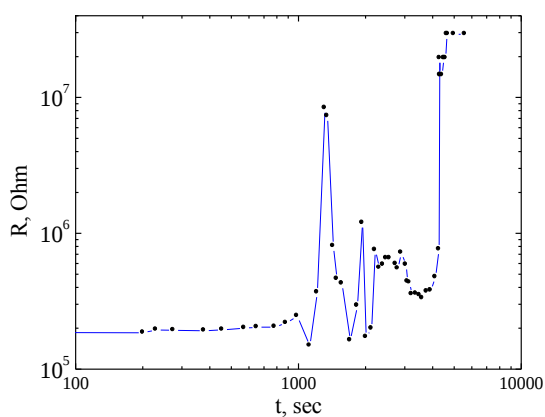


Рис. 3. Зависимость сопротивления NH_4Cl от времени после уменьшения давления от 35 до 27,5 ГПа.

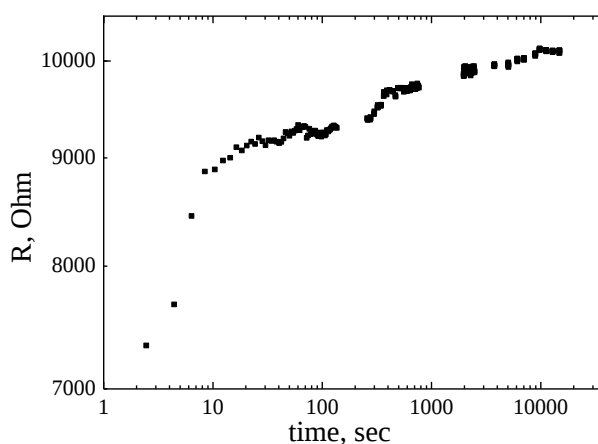


Рис. 4. Изменение сопротивления NH_4Br от времени после уменьшения давления от 27 до 22 ГПа.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ-Урал № 01-03-96494 и фонда CRDF, грант Ек-005-00[X1] в рамках Уральского НОЦ “Перспективные материалы”.

К ИНТЕРПРЕТАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВОЙСТВ СПЛАВОВ ТИПА СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА

Игнатенков А.Н., Говоркова Т.Е., Марченков В.В., Окулов В.И.,
Сабирзянова Л.Д., Шредер Е.И.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

Настоящее сообщение посвящено проблемам, связанным с обоснованной интерпретацией электронных свойств определенного типа сплавов, близких по структуре и составу к сплавам Гейслера и обладающих температурным поведением проводимости, характерным для легированных полупроводников. Такие особенности проводимости были обнаружены в немагнитных сплавах, близких по составу к сплаву Гейслера Fe_2VAl [1,2]. Проводящиеся в последние годы интенсивные исследования данных объектов не привели пока к однозначному объяснению наблюдаемых аномалий. Нами в экспериментах по температурной зависимости электросопротивления и коэффициента Холла на группе сплавов $(\text{Fe}_{1-x}\text{V}_x)_3\text{Al}$ с одинаковой структурой, приготовленных по одной методике, было установлено, что полупроводниковыми свойствами обладает сплав с $x = 0.37$ [3]. Цель настоящей работы состояла в проведении сравнительного анализа данных на близких по составу образцах для разработки адекватных представлений о природе наблюдаемых полупроводниковых свойств. На образцах с $x = 0.27$, $x=0.33$, $x=0.37$ были измерены температурные зависимости сопротивления и коэффициента Холла в интервале от 1.3 К до комнатной температуры. Экспериментальные результаты представлены на рис.1 и 2. Подвижность и концентрация носителей заряда рассчитаны из результатов измерения коэффициента Холла при учете одного типа носителей на основании того, что зависимость коэффициента Холла от магнитного поля оказалась линейной вплоть до 5 Т.

Полученные температурные зависимости сопротивления $\rho(T)$ (рис.1) содержат известные особенности. Максимумы на кривых $\rho(T)$ при $T = 11$ К (для образца с $x = 0.33$) и $T = 105$ К (для образца с $x = 0.27$) соответствуют температуре Кюри для этих составов. Широкий максимум при $T \approx 225$ К у образца с $x = 0.33$ согласно нашим дан-

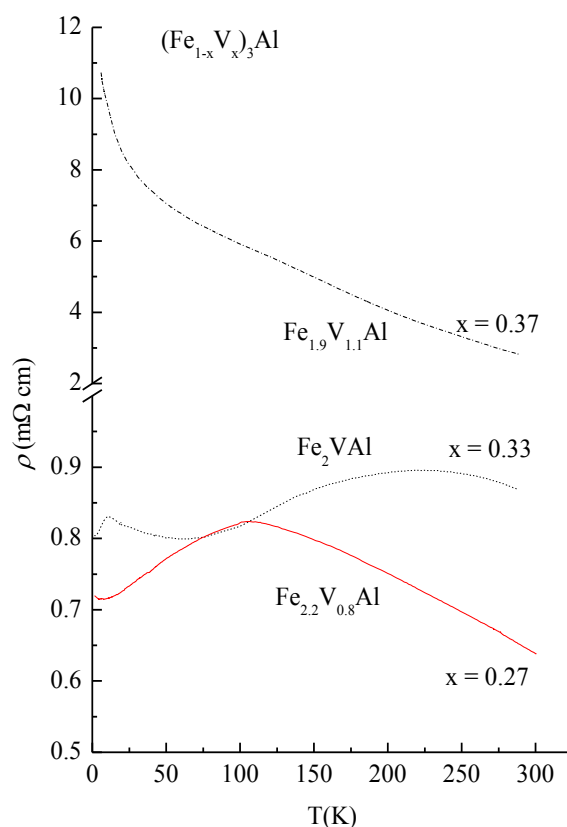


Рис. 1

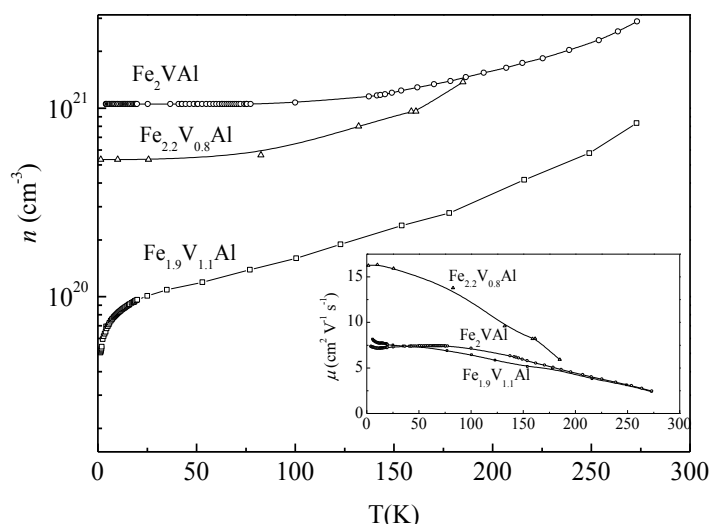


Рис. 2

гда как поведение $\rho(T)$ кардинально различается (рис.1). Таким образом, поведение $\rho(T)$ связано с различным поведением концентрации носителей тока при изменении температуры. Для образца с $x=0.33$ концентрация носителей тока увеличивается примерно в 3 раза в диапазоне температур (1.3÷273) К, тогда как для образца с $x=0.37$ это изменение составляет 13 раз (см. табл.). Причина температурной зависимости концентрации носителей тока может быть связана с тем, что энергия Ферми находится вблизи минимума плотности состояний. В таблице приведены полученные в работе данные по концентрации электронов, оценки энергии Ферми ε_F и параметра $\varepsilon_F \tau / \hbar$, характеризующего тип проводимости (τ -время релаксации электронов).

x	n (см ⁻³) при $T = 4.2\text{K}$	n (см ⁻³) при $T=273\text{K}$	ε_F (мэВ)	$\varepsilon_F \tau / \hbar$
0.37	6.5×10^{19}	8.3×10^{20}	0.061	0.43
0.33	1.0×10^{21}	2.9×10^{21}	0.38	2.4
0.27	5.3×10^{20}		0.23	3.2

Величина этого параметра для образца с $x = 0.37$ меньше единицы, что свидетельствует о неметаллическом характере проводимости.

Таким образом, результаты нашего сравнительного анализа обнаружили зонную природу температурных аномалий проводящих свойств исследованного сплава типа Гейслера и подтвердили тем самым их аналогию с полупроводниковым поведением.

Авторы благодарны Н.Г. Шелушиной и Г.И. Харусу за помощь в работе.

- [1] Y.Nishino et al., Phys. Rev. Lett., **79** No 10 (1997) 1909
- [2] Y.Nishino, Mater. Sci. Eng. A, **258** (1998) 50
- [3] Т.Е.Говоркова, Е.И.Шредер, В.В.Марченков, В.И.Окулов, Л.Д.Сабирзянова, А.Н.Игнатенков, 33 Совещание по физике низких температур, Екатеринбург, июнь 2003 г., Тезисы докладов, с. 180.

ным обусловлен действием при повышении температуры двух факторов - увеличения концентрации носителей тока (рис.2), и уменьшения подвижности. Наиболее важный результат заключается в том, что характер температурных зависимостей подвижности $\mu(T)$ (рис.2) для образцов с $x=0.33$ и $x=0.37$ одинаков – слабое уменьшение при повышении температуры, то-

КОНЦЕНТРАЦИОННЫЙ МАКСИМУМ ПОДВИЖНОСТИ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПРИМЕСЯХ ПЕРЕХОДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В БЕСЩЕЛЕВОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

В.И Окулов, Л. Д. Сабирзянова, К. С. Сазонова

*Институт физики Металлов УрО РАН, Екатеринбург, 620219,
ул. С. Ковалевской, 18*

Настоящее сообщение посвящено изложению результатов изучения низкотемпературной подвижности электронов при резонансном рассеянии на донорных d-уровнях, расположенных в полосе проводимости бесщелевого полупроводника. Нами показано, что теория резонансного рассеяния и подход

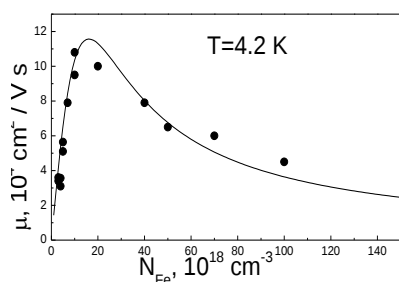


Рис.1 Зависимость подвижности электронов μ от концентрации железа N_{Fe} для образцов HgSe:Fe. Точки - экспериментальные значения, линия - расчет по формуле в тексте.

Фриделя [1], обобщенный для доноров в полупроводнике, позволяют предсказать существование максимума подвижности μ в зависимости от концентрации доноров n_i в условиях стабилизации концентрации электронов n_0 , проявляющейся при достижении энергией Ферми энергии резонанса. Причиной максимума оказывается уменьшение эффективного заряда каждой из примесей при росте их концентрации, которое учитывается в следующей формуле для подвижности:

$$\mu = 2\mu_r n_0 / n_i (a + 4n_0^2 / n_i^2),$$

справедливой при $n_i > 2n_0$, и при малых значениях параметра a , описывающего вклад нерезонансного рассеяния. Эта формула хорошо описывает концентрационную зависимость подвижности кристаллов HgSe:Fe как установлено нами при обработке новых экспериментальных данных, полученных в настоящей работе и согласующихся с известными ранее. Согласно результатам, приведенным на рис.1, параметр a , определяющий форму максимума кривой, оказался близким к 0.1. Это значение, как и величины параметров μ_r

и n_0 , было найдено при согласованной подгонке рассматриваемой кривой вместе с зависимостями концентрации электронов от концентрации примесей и подвижностей от температуры, формулы для которых были также получены в рамках развитой теории. Существующие до сих пор теоретические объяснения максимума подвижности в HgSe:Fe [2-4] основываются на предположениях об одновременном существовании ионизованных и неионизованных доноров и об их пространственном упорядочении, а также на других модельных допущениях. Эти предположения, не получившие строгого обоснования, несовместимы с представлением о резонансном рассеянии электронов на эквивалентных d-донорах, в то время, как подход Фриделя, основанный на таком представлении, как показано нами, дает последовательное объяснение наблюдаемых закономерностей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 03-02-16246

- [1] J.Friedel, Nuovo Cimento Suppl, **2**, 287., (1958).
- [2] J. Mycielski, Solid State Commun., **60**, 165, (1986).
- [3] Z. Wilamowki, Acta Phys. Polonica **A77**, 133, (1990).
- [4] I.M. Tsidilkovski, I.G. Kuleev, Semicond.Sci. Technol., **11**, 625, (1996).

ЭФФЕКТЫ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА ДОНОРНЫХ ПРИМЕСЯХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.И. Окулов

Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18.

В квантовомеханической теории рассеяния электрона на статическом центре детально изучено резонансное рассеяние, при котором энергия рассеивающегося электрона близка к энергии резонансного уровня, принадлежащего непрерывному спектру. В стационарном состоянии, отвечающем резонансу, соответствующая фаза рассеяния в зависимости от энергии имеет лоренцевский пик, ширина которого мала по сравнению с энергией резонанса. Особенность состояний с энергиями вблизи резонанса состоит в том, что электронная плотность имеет кроме вклада свободного движения также и часть, отвечающую локализации электрона на рассеивающем центре. При рассеянии электронов проводимости на примесных центрах в твердых телах резонанс может проявиться в случае, когда примеси являются донорами и донорный уровень энергии попадает в полосу проводимости и становится резонансным. Однако в физике полупроводников более широко известны и исследованы такие ситуации, когда примесный донорный уровень энергии расположен в запрещенной полосе энергий и отвечает связанному состоянию, или же температура настолько высока, что различие между связанными и резонансными состояниями электронов на примесях может быть несущественным. При низких температурах и малых концентрациях донорных примесей резонансное рассеяние электронов может приводить к эффектам, которые обусловлены с одной стороны локализацией в резонансных состояниях, а с другой стороны отличием таких состояний от связанных. Рассмотрению таких эффектов посвящен настоящий доклад.

В основу теории положен подход Фриделя [1], который позволяет выразить вклады от локализации при резонансе в плотность состояний и длину свободного пробега электронов через резонансную фазу рассеяния. После достижения энергией Ферми энергии резонансного уровня с ростом концентрации доноров оказывается, что концентрация электронов проводимости практически фиксируется на определенном значении n_0 . При возрастании концентрации примесей выше резонансного значения $2n_0$ возникает максимум подвижности электронов, который связан с уменьшением эффективного заряда доноров. Для этой области концентраций характерны также аномалии температурной зависимости электронной подвижности. С локализованными резонансными состояниями связан вклад в спиновую восприимчивость, температурная зависимость которого описывается законом Кюри с константой Кюри, отражающей стабилизацию электронной концентрации. В докладе приводятся теоретические результаты, описывающие эти эффекты и обсуждаются их экспериментальные подтверждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 03-02-16246

[1] J.Friedel, Nuovo Cimento Suppl, 2, 287, (1958).

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ АНОМАЛИИ ФОНОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ $A^{II}B^{VI}$, ЛЕГИРОВАННЫХ ПРИМЕСЯМИ ПЕРЕХОДНЫХ 3-d ЭЛЕМЕНТОВ.

А.Т.Лончаков¹⁾, В.И.Соколов¹⁾, Н.Б. Груздев¹⁾

¹⁾Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург,
ул. С. Ковалевской, 18.

Данная работа посвящена исследованию фононной теплопроводности κ в соединениях, представляющих интерес для спинтроники, - полупроводниках $A^{II}B^{VI}$ с примесями переходных 3-d металлов. Ранее в кристаллах $ZnX : Ni$ (где X -селен или сера) на температурной зависимости $\kappa(T)$ были обнаружены глубокие резонансного типа минимумы [1,2], которые не наблюдаются в чистых образцах ZnX [3]. Однако, до сих пор эти аномалии не получили удовлетворительной интерпретации, несмотря на попытку теоретического анализа [4]. Для выяснения причин аномального поведения $\kappa(T)$ в соединениях $ZnX : Ni$ мы провели экспериментальное исследование теплопроводности селенида и сульфида цинка, содержащих другие 3-d элементы - Cr, Fe, Co, Ti .

Результаты измерений $\kappa(T)$ для образцов $ZnX : 3d$ (рис.1,2) показали, что наряду с легированием Ni , легирование кубических кристаллов $A^{II}B^{VI}$ примесями Cr и Fe также приводит к глубоким минимумам на зависимости $\kappa(T)$. В образцах $ZnX : Co$ и $ZnSe : Ti$ температурных аномалий теплопроводности не обнаружено.

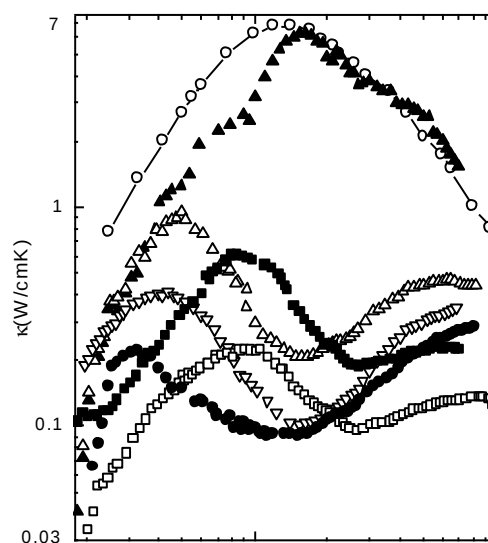


Рис.1. Зависимость $\kappa(T)$ для кристаллов $ZnSe:3d$. Символы : $\circ$ -чистый $ZnSe$ [3]; $\blacktriangle$ - $ZnSe:Co$ ($5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$); $\triangle$ - Ni ($3 \cdot 10^{19}$); ∇ - Ni ($5.5 \cdot 10^{19}$); $\blacksquare$ - Cr ($6 \cdot 10^{19}$); $\square$ - Cr ($2 \cdot 10^{20}$); $\bullet$ - Fe ($3.8 \cdot 10^{20}$).

Установлено, что наличие или отсутствие резонансноподобного минимума на кривой $\kappa(T)$ всталлах $ZnX:3d$ зависит от типа нового состояния 3-d примеси в матрице $A^{II}B^{VI}$. Основными термами ионов Co^{2+} и Ti^{2+} в поле эдрической симметрии являются синглеты 4A_2 и 3A_2 соответственно. Тогда как основное состояние иона железа в ZnX есть дуплет 5E , а ионов Ni^{2+} и Cr^{2+} - триплеты 3T_1 и 5T_2 . Наличие орбитально вырожденного основного состояния для ионов Ni^{2+} , Cr^{2+} и Fe^{2+} приводит к возможности проявления в $\kappa(T)$ соединений ZnX динамического эффекта Яна-Теллера через резонансное рассеяние фононов в области энергий порядка нескольких мэВ [5]. Свидетельства значительной роли ян-теллеровского взаимодействия для ионов Cr^{2+} в $ZnSe$ приведены в [6]. Для ионов Fe^{2+} в ZnS этот вопрос обсуждался в [7]. Что касается ионов Ni^{2+} в ZnX , то наши экспериментальные данные, по-видимому, впервые указывают на наличие сильного эффекта Яна-Теллера в этих системах. Для ионов Co^{2+} и Ti^{2+} в кристаллах ZnX ян-теллеровское взаимодействие в основном невырожденном состоянии отсутствует и зависимости $\kappa(T)$ не имеют аномалий.

Таким образом исследование теплопроводности кубических кристаллов $A^{II}B^{VI}$, легированных различными 3-d элементами позволило выявить наиболее вероятную причину наблюдаемых аномалий $\kappa(T)$ - эффект Яна-Теллера.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 00-02-16299.

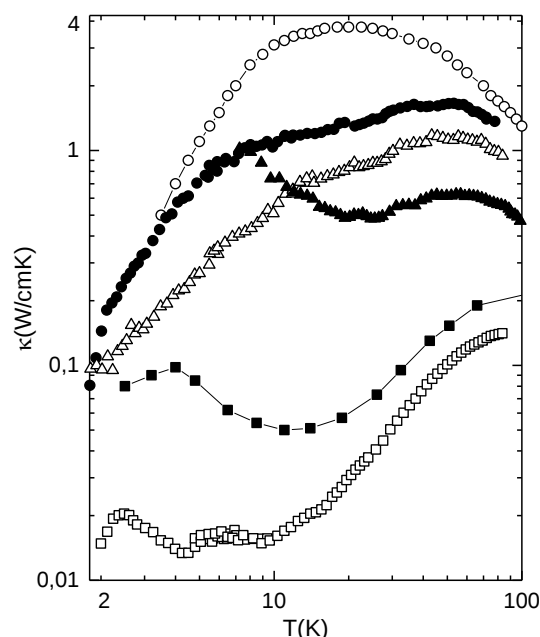


Рис.2. Зависимость $\kappa(T)$ для кристаллов $ZnS:3d$. Символы : $\circ$ -чистый $ZnSe$ [3]; $\bullet$ $ZnS:Ti$ ($3.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$); Δ - Co ($5 \cdot 10^{19}$); $\blacktriangle$ - Ni ($2.6 \cdot 10^{19}$); $\blacksquare$ - Fe ($3.5 \cdot 10^{20}$) [3]; $\square$ - Fe ($8.8 \cdot 10^{20}$).

- [1] В.И.Соколов, А.Т.Лончаков, Письма в ЖЭТФ, **73**, 708 (2001).
- [2] А.Т.Лончаков, Н.Б.Груздев, В.И.Соколов, ФТТ, **44**, 1462 (2002).
- [3] G.A.Slack, Phys.Rev., **B6**, 3791 (1972).
- [4] В.М.Михеев, ФТТ, **45**, 227 (2003).
- [5] E.Sigmund, K.Lassman, Phys.stat.sol. (b), **111**, 63 (1982); J.Maier, E.Sigmund J.Phys.C.:Solid State Phys., **17**, 4141 (1984).
- [6] W.Mass, A.Twardowski, P.J.T.Eggenkamp, H.J.M.Swarten, Y. Shapira, M. Demianiuk, Phys.Rev., **B50**, 14144 (1994).
- [7] F.S.Ham, G.A.Slack, Phys. Rev. **B4**, 777 (1971).

ОПТИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПСЕВДОЩЕЛЕВОГО СОСТОЯНИЯ В МОДЕЛИ “ГОРЯЧИХ ТОЧЕК” НА ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ.

М.В. Садовский

Институт Электрофизики УрО РАН,

Екатеринбург, 620016, Россия

E-mail: sadovski@iep.uran.ru

Рассматривается двумерная модель псевдощелевого состояния, основанная на картине сильного рассеяния электронов на флуктуациях ближнего порядка "диэлектрического" (AFM, CDW) типа, существующего в окрестности так называемых "горячих точек" на поверхности Ферми [1]. Построена система рекуррентных уравнений для одночастичной функции Грина и вершинной части, описывающей взаимодействие электронов с внешним полем, учитывающая все фейнмановские диаграммы для рассеяния электронов на флуктуациях ближнего порядка. Приводятся результаты детальных расчетов оптической проводимости [2] для различных форм (топологий) поверхности Ферми, демонстрирующие как эффекты образования псевдощели в электронном спектре, так и эффекты локализации. Обсуждается связь этих результатов с данными оптических экспериментов на высокотемпературных сверхпроводниках, на основе оксидов меди.

Литература:

1. М.В. Садовский. УФН **171**, 539 (2001)
2. М.В. Садовский, Н.А. Стригина. ЖЭТФ **122**, 610 (2002)

НАБЛЮДЕНИЕ АНОМАЛИЙ В ПОВЕДЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ПРИ $T \leq 1200 \text{ K}$

А. В. Митин

*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН,
119334, Москва, ул. Косыгина 2*

Изучение псевдощелевых аномалий у слабодопированных купратов (СДК), область проявлений которых на $T - \bar{n}_p$ диаграмме перекрывает $\sim 10^3 \text{ K}$, в последние годы приобрело особую актуальность, поскольку именно с выявлением их генезиса связываются перспективы поиска подходов к разгадке природы ВТСП [1] (T – температура, а $\bar{n}_p$ – усреднённая концентрация дырок в слоях CuO_2). Предпринятые недавно усилия по “переосмысливанию” электронной структуры СДК привели к появлению нового термина – Gossamer Superconductivity [2]. Парадоксальность постулированного сценария “затаённой”¹⁾ сверхпроводимости в купратах заключается в том, что неустойчивость по отношению к парным корреляциям с громадной щелью $|\Delta_p| > 0,1 \text{ эВ}$ может возникнуть даже при $\bar{n}_p \rightarrow 0$. Следует отметить, что этот сценарий возник не на пустом месте, и предшествующие ему опыты по изучению СДК уже не раз служили поводом для заключений о преимущественно сверхпроводящей природе наблюдаемых аномалий. Так, в [3] было показано, что особенности в эволюции температурных зависимостей ($4,2 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$) электронных свойств слабодопированных образцов купратов и ниобатов наиболее самосогласованным образом могут быть объяснены формированием в почти диэлектрической матрице квазиодномерных сверхпроводящих структурных фрагментов (ССФ) с широкой функцией распределения локальных значений T_{ci} , существенно превышающих критическую температуру T_c сверхпроводящего (перколяционного) перехода образцов с $\bar{n}_p > 0,1$. На основе сформулированных в указанной публикации представлений о специфике спаривания дырок в условиях создаваемого ионами-допантами экстрапотенциала была получена оценка $T_{ci} \sim 10^3 \text{ K}$ для наиболее “жаростойких” ССФ [3, 4].

Логическим развитием этих представлений стала разработка модели [5], в которой возникновение резонансной (бозонной) моды с энергией связи $E_o = \omega_o \hbar = \hbar^2 / 2m_e \tilde{r}_O^2 \approx 2,06 \text{ эВ}$ внутри фермионной зоны шириной $W = 2|t_{pp}| \approx 1 \text{ эВ}$ у купратов с $\bar{n}_p \rightarrow 0$ обусловлено димеризацией кислородной подрешетки и сильными обменными взаимодействиями между $2p$ состояниями (m_e – масса электрона, $2\tilde{r}_O$ – среднее расстояние между узлами кислородной подрешетки в слоях CuO_2 , $|t_{pp}|$ – матричный элемент туннелирования электронов между соседними $2p$ оболочками кислорода). Допирование приводит к появлению возбуждений с квантованными дырочными орбиталями, иерархия которых определяется рангом η , играющего роль аналогичную главному квантовому числу n в атомах. Упорядочение спаренных возбуждений сопровождается формированием ниже критической температуры $T_{c\eta}$ протяженных когерентных состояний (ПКС) ранга η в виде страйпов. В случае купратов с дыроч-

¹⁾ По мнению Ю.В.Копаева такая трактовка термина “Gossamer” ближе к его сути.

ной проводимостью величина $T_{c\eta}$ в упрощенной версии модели [5] определяется формулой: $T_{c\eta} = E_o C_\eta [2k_B(2\eta^2 + \eta)]^{-1}$, где $C_\eta \leq 1$ – фактор соответствия ПКС данного ранга и потенциального экстрарельефа, создаваемого распределением ионов-допантов в соседних зарядовых слоях, k_B – константа Больцмана. Понижение уровня допирования $\bar{n}_p$ от 0,16 до $\sim 0,05$ сопровождается уменьшением η от 6 до 2 у доминирующих ПКС, что должно приводить к росту максимальных значений $T_{c\eta}^*$ (при $C_\eta \rightarrow 1$ и $\tilde{\gamma}_O = 136$ пм) от 153 К до 1196 К [5]. Основная цель данной работы заключалась в том, чтобы выяснить, каким образом предсказания модели [5] соотносятся, например, с поведением температурных зависимостей электросопротивления $\rho(T)$ при $T \leq 1280$ К.

Для проведения исследований было выбрано соединение $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. В процессе измерений наряду с $\rho(T)$ фиксировались также значения термо-э.д.с. $\alpha(T)$. При этом в зону нагрева образца подавался поток контролируемой смеси инертного газа с кислородом. Оказалось, что при охлаждении образца от $1250 \div 1280$ К кривые $\rho(T)$ и $|\alpha(T)|$, полученные при разных парциальных давлениях кислорода P_O (от чистого O_2 до Ar), проходят через максимум, ниже которого наблюдается резкое падение $\rho(T)$ и $|\alpha(T)|$. С уменьшением P_O и скорости охлаждения максимум сдвигается от 1200 до 900 К. Причем, в области высоких температур рост электросопротивления приблизительно следует закону $\rho(T) \approx \rho_0(T) \exp(\varepsilon_A/k_B T)$ с параметром ε_A , значения которого соответствуют энергии связи $E_{B\eta} = E_o/2\eta \approx 0,5$ эВ неспаренных дырочных возбуждений второго ранга. Аналогичное поведение $\rho(T)$ наблюдается также в интервале $500 \div 600$ К, который отвечает $T_{c\eta}^* = 568$ К для ПКС третьего ранга [5]. Отметим, что в обоих случаях полученные зависимости напоминают поведение $\rho(T)$ оксидных систем вблизи порога перколяционной сверхпроводимости [6].

Работа поддержана Президиумом РАН (Контракт № 10002-251/ОФН-03/049-040/020703-952) и Минпромнауки (Договор № СП1-03 от 23.04.03).

- [1] Z.A.Xu, N.P.Ong, Y.Wang et al., Nature, **406**, 486 (2001).
- [2] R.B.Laughlin, Cond-mat/0209269; C.Zhang, PRL, **90**, 207002 (2003).
- [3] А.В.Митин, Г.М.Кузьмичева и др., ЖЭТФ, **107**, 1943 (1995).
- [4] A.V.Mitin, Proc. of LT21, Czech. J. Phys., **46**, Suppl. S5, 2679 (1996).
- [5] A.V.Mitin, Proc. of the XIV Ural Int. Winter School on the Physics of Semiconductors, (Ekaterinburg, 18-22 Febr. 2002), L10.
- [6] J.G.Bednorz, K.A.Müller, Z.Phys. B–Cond.Matter, **64**, 189 (1986).

SELF-TRAPPING OF CHARGE TRANSFER EXCITONS AND THE NUCLEATION OF ELECTRON-HOLE DROPLETS IN INSULATING CUPRATES

A.S. Moskvina

Ural State University, 620083, Екатеринбург.

I present novel scenario for cuprates in which its unconventional phase state evolves from parent insulator as a result of the self-trapping of the charge transfer excitons (CT) accompanied by a self-consistent lattice polarization and appearance of the "negative-U" effect. Parent insulating cuprates appear to be unstable with regard to a self-trapping of the low-energy one- and two-center CT excitons [1,2] with a nucleation of electron-hole (EH) droplets being actually the system of coupled electron CuO_4^{7-} and hole CuO_4^{5-} centers having been glued in lattice due to a strong electron-lattice polarization effects. Such a system can be regarded as an electron-hole Bose liquid described by the generalized Bose-Hubbard Hamiltonian. Doping, or deviation from half-filling in EH Bose liquid is accompanied by the formation of multi-center topological defect such as charge order (CO) bubble domain(s) with Bose superfluid (BS) and extra bosons both localized in domain wall(s), or a *topological CO+BS phase separation*, rather than an uniform mixed CO+BS supersolid phase [3]. The long-wavelength behavior of the system is believed to reveal many properties typical for granular superconductors, CDW materials, Wigner crystals, and multi-skyrmion system akin in a quantum Hall ferromagnetic state of a 2D electron gas. With decreasing the temperature we deal with isotropic liquid phase, liquid crystal, and crystallization of the multi-skyrmion system, respectively. Novel state of cuprate matter is characterized by a multicomponent order parameter including charge density, U(1) global phase, electric dipole and quadrupole moments, circular orbital current generated by oxygen holes. We discuss the detailed electronic structure of electron and hole CuO_4 centers, its magnetic and electric properties, the optical response of EH droplets, (pseudo)Jahn-Teller effect, hyperfine interactions. I address the numerous unconventional properties of novel phase and cuprate experimental data supporting the scenario in a broad doping range beginning from parent insulator to overdoped systems.

[1] A.S. Moskvina *et al.*, Phys. Rev. **B 65**, 180512(R) (2002).

[2] A. S. Moskvina *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 037001 (2003).

[3] A.S. Moskvina, I.G. Bostrem, A.S. Ovchinnikov, JETP Lett. **78**, 772 (2003).

ВЛИЯНИЕ БЕСПОРЯДКА НА АНИЗОТРОПИЮ ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ КВАЗИДВУМЕРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

Т.Б.Чарикова¹⁾, А.И.Пономарев¹⁾, А.Н. Игнатенков¹⁾,
А.О.Ташлыков¹⁾, Н.Г.Шелушина¹⁾, К.С. Редкина¹⁾, А.А. Иванов²⁾.

¹⁾ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

²⁾МИФИ, Москва

Электронные высокотемпературные сверхпроводники $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$, имеют в своей структуре слои CuO_2 , разделенные буферными слоями с атомами Nd и Ce. Эти соединения могут обратимо поглощать и выделять кислород, который занимает апексную позицию в структуре T' . Сверхпроводимость в $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$, появляется после отжига в бескислородной атмосфере при легировании церием с $0.14 \leq x \leq 0.22$. Анизотропия сопротивления ρ_c/ρ_{ab} в этом соединении достигает $\sim 10^4$, и до сих пор существуют нерешенные вопросы относительно проводимости вдоль оси c .

В работе исследовано влияние легирования и различных режимов отжига (изменение содержания кислорода) на анизотропию транспортных свойств монокристаллических пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$, изготовленных лазерным осаждением.

Исследовались пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$, с $x=0.12; 0.15; 0.17$ [1] двух конфигураций: 1) плоскость пленки совпадала с плоскостью ab -кристалла – (001) и 2) плоскость пленки совпадала с плоскостью (110) кристалла, содержащей ось c . Пленки с одинаковым содержанием церия были приготовлены при трех различных условиях: “as grown” – только что выращенные; отожженные в кислороде (60 мин., 500°C , 1.01 бар); отожженные в вакууме (60 мин., 780°C , $1.33 \cdot 10^{-5}$ бар). Толщина пленок составляла 1200-2000 Å.

Найдено, что для всех составов по церию характер температурной зависимости сопротивления в плоскости ab $\rho_{ab}(T)$ изменяется в зависимости от режимов отжига: металлический ход ($d\rho_{ab}/dT > 0$) после отжига в вакууме и диэлектрический ($d\rho_{ab}/dT < 0$) – после отжига в кислороде. Исследования эффекта Холла показали, что концентрация носителей тока при этом не изменяется, а изменяется их подвижность. Это может быть связано с тем, что после отжига в кислороде в решетке появляются избыточные ионы кислорода ($\delta > 0$), которые становятся новыми центрами рассеяния и центрами локализации носителей тока. При отжиге в вакууме избыточные атомы кислорода удаляются из решетки, беспорядок уменьшается, длина пробега растет, происходит переход от диэлектрического типа проводимости к металлическому.

Сопротивление пленок, выращенных вдоль оси c , для всех составов по x и при всех режимах отжига имело диэлектрическое поведение

($d\rho_c/dT < 0$). Зависимость $\rho_c(T)$ не была активационной, а подчинялась степенному закону $\rho_c(T) \sim 1/T$. Отжиг этих пленок в кислороде приводил к увеличению сопротивления при комнатной температуре и к более резкому росту сопротивления при понижении температуры.

Таким образом, была обнаружена анизотропия как по величине сопротивления ($\rho_c/\rho_{ab} \gg 1$), так и по характеру его температурной зависимости. Так, для образцов, отожженных в вакууме, в плоскости ab наблюдалась металлическая зависимость сопротивления от температуры и диэлектрический ход вдоль оси c . Такое поведение несомненно свидетельствует о квазидвумерном характере проводимости, когда система $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ состоит из хорошо проводящих CuO_2 -плоскостей, где носители заряда почти свободны, а некогерентное туннелирование между плоскостями осуществляется лишь за счет малого интеграла переноса $w \ll \epsilon_F$ (ϵ_F – энергия Ферми двумерного газа в плоскости) [2].

При отжиге в кислороде, т.е. с ростом степени беспорядка, состояния электронов в плоскости становятся локализованными, и происходит переход от квазидвумерной системы в фазу трехмерного (возможно, анизотропного) андерсоновского диэлектрика с неметаллическим характером проводимости во всех направлениях.

- [1] А.А.Иванов, С.Г.Галкин, А.В.Кузнецов и др., *Physica C* **180**, 69 (1991).
- [2] М.В.Садовский, *Сверхпроводимость: физика, химия, техника*, **8**, 337 (1995).

ЭКРАНИРОВАНИЕ И ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МНОГОЧАСТИЧНОЙ СИСТЕМЕ

И.И.Бойко

*Институт физики полупроводников им. В.Е.Лашкарёва НАН Украины,
03028, Киев, просп. Науки, 41.*

Обменным эффектом принято называть зависимость энергии системы частиц от полного спина этой системы. Введение фиктивного обменного оператора («обменного взаимодействия»), не содержащегося в исходном гамильтониане, позволяет при расчёте энергетических уровней системы отказаться от симметризации многочастичной волновой функции (см., например, [1]). Таким образом, обменное взаимодействие, является всего лишь удобным способом в процессе расчётов учесть истинную симметрию многочастичной волновой функции.

В данной работе рассматривается электронный газ с кулоновским взаимодействием; внешнее магнитное поле отсутствует; спин-орбитальное взаимодействие не учитывается. Полный спин такой системы является случайной, сохраняющейся величиной. В данной ситуации нет никакого смысла говорить о зависимости энергии исследуемой системы от полного спина её, поскольку она от спина не зависит, и последний под действием электрических сил не изменяется. В рамках определения, позаимствованного у Ландау, в данной системе нет обменного эффекта, нет обменного взаимодействия.

Тем не менее обменное взаимодействие в таких системах при рассмотрении задач физической кинетики явилось предметом подробного рассмотрения в большом количестве работ (см., например, [2 – 4]). В этих работах недвусмысленно утверждается, что при расчётах вклада e - e -рассеяния в кинетику, конкретно – при матрировании кулоновского потенциала взаимодействия двух электронов, использование двухчастичной волновой функции мультипликативного вида

$$\psi_A(\mathbf{r}_1, s_1) \psi_B(\mathbf{r}_2, s_2) \quad (1)$$

означает пренебрежение обменным взаимодействием, а использование антисимметризованной функции вида

$$(1/2)^{1/2} [\psi_A(\mathbf{r}_1, s_1) \psi_B(\mathbf{r}_2, s_2) - \psi_B(\mathbf{r}_1, s_1) \psi_A(\mathbf{r}_2, s_2)] \quad (2)$$

обеспечивает учёт его (и этим якобы улучшает результаты расчёта). В приведенных здесь выражениях $\psi_A(\mathbf{r}_1, s_1)$ – одночастичная волновая функция, мультипликативная по спиновой и орбитальным переменным, A – индекс, заключающий в себе всю совокупность квантовых чисел. При матрировании кулоновского потенциала двухчастичного взаимодействия на функциях вида (2) получающиеся матричные элементы называют «прямыми» или «обменными» в зависимости от порядка следования в них индексов. При этом появление матричных элементов с нарушенным порядком индексов непосредст-

венно связывают с обменным эффектом, с обменным взаимодействием (по нашему мнению, здесь кроется опасность подмены понятий).

В данной работе показывается, что оба показанные варианта двухчастичной волновой функции, (1) и (2), при явном учёте симметрии гамильтониана взаимодействия (по отношению к перестановкам операторов рождения и уничтожения) приводят в итоге к одному и тому же кинетическому интегралу экранированных e - e -столкновений, так что отмеченные в многочисленных работах расхождения в конкретном виде интеграла столкновений, отнесённые к «учёту или неучёту обменных эффектов», никак не могут быть связаны с архитектурой двухчастичной функции, используемой при матрировании кулоновского двухчастичного потенциала. Эти расхождения могут быть лишь результатом несовершенства формы теории возмущений, использованной в обширном ряде соответствующих работ. Приходится признать, что в литературе, так уж получилось, присутствуют два вида обменного эффекта. Один касается полной энергии изолированного атома (см. [1]), второй (см. [2 – 4] и др.) – кинетики многочастичных систем. Второй обменный эффект, повидимому, следует закрыть.

- [1] Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц, Квантовая механика, Физматгиз (1963).
- [2] В.П.Силин, Введение в кинетическую теорию газа, Наука (1971).
- [3] В.Ф.Гантмахер, И.Б.Левинсон, Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, Наука (1984).
- [4] Ю.Д.Климонтович, Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы, Наука (1975).

Указатель докладчиков

Докладчик	Номер в сборнике тезисов	Страница программы
Альперович В.Л	L17	15
Альшанский Г.А.	L35	18
Блошкин А.А.	L20	16
Бойко И.И.	S5	18
Болтаев А.П.	L18	15
Волков В.А.	L1	7
Волкова Я.Ю.	L24	11
Гавриленко Л.В.	L25	11
Германенко А.В.	L38	12
Голуб Л.Е.	M9	14
Гудков В.В.	M10	17
Давыдов А.Б.	L22	16
Демина П.Б.	L21	16
Дричко И.Л.	L5	8
Дубровский Ю.В.	L6	8
Заводько И.В.	L26	11
Игнатенков А.Н.	M16	12
Иконников А.В.	L27	11
Ирхин В.Ю	M7	14
Каган М.С.	L3	7
Кикоин К.А.	M5	13
Кобелев А.В	L34	12
Кулеев И.Г.	M11	18
Кульбачинский	L4	7
Лончаков А.Т.	L36, M19	12
Лошкарева Н.Н.	L33	11
Митин А.В.	S2	17
Михеев В.М.	M12	18
Молдавская Л.Д.	L29	11
Морозова Е.Н.	L30	11
Москвин А.С.	S3	17
Неверов В.Н.	L31	11

Несмелова И.М.	M13	12
Новокшенов С.Г.	L19	16
Окулов В.И.	M18	14
Парфеньев Р.В.	L2	7
Патраков А.Е.	L28	11
Петров С.Б.	M14	12
Пудонин Ф.А.	L16	15
Пчеляков О.П.	L9	10
Раданцев В.Ф.	L13	15
Садовский М.В.	S1	17
Садофьев Ю.Г.	L15	15
Сазонова К.С.	M17	12
Сибельдин Н. Н.	M6	13
Степина Н.П.	L23	15
Тихомирова Г.В.	M15	12
Хохлов Д.Р.	M2	9
Чарикова Т.Б.	S4	17
Чукалина М.В.	L7	8
Шерстобитов	L37	18
Якунин М.В.	L32, L14	11,15
Gaj J.A.	L11	13
Godlewski M.	M1	9
Majewski J.A	L10	13
Patanè A.	M4	10
Robouch B.V.	M8	10
Sheregii E.M.	L12	8
Suchocki A.	M3	9
Zytkiewicz Z.R.	L8	9

Авторский указатель сборника тезисов

- Аверкиев Н.С. 27
Акимов Б. А. 88
Алешкин В.Я. 61, 64
Алтухов И.В. 28
Альперович В.Л. 50
Альшанский Г.А. 44, 73, 79
Андрианов Г.О. 31
Арапов Ю.Г. 44, 71, 81
Аронзон Б.А. 58
Бабушкин А.Н. 60, 107
Байдусь Н.В. 56
Березовец В.А. 27
Берман И.В. 77
Блошкин А.А. 55
Болтаев А.П. 51
Варфоломеев С.П. 63
Векслер Д.Б. 64
Виссер А.Де 71
Волков В.А. 26, 69
Волкова Я.Ю. 60
Гавриленко Л.В. 61, 64
Германенко А.В. 67, 84, 86
Говоркова Т.Е. 109
Груздев Н.Б. 100, 114
Гудков В.В. 100
Давыдов А.Б. 58
Данильцев В.М. 67
Двуреченский А.В. 55, 59
Демина П.Б. 56
Дийков Л.К. 63
Дорохин М.В. 56
Дричко И.Л. 31
Дроздов М.Н. 67
Дубровский Ю.В. 32, 69
Дьяконов А.М. 31
Ерофеева И.В. 64
Жевстовских И.В. 100
Заварицкая Т.Н. 48
Заводько И.В. 63
Зарубин А.В. 97
Звонков Б.Н. 56, 73, 84
Ибрагимова М.И. 105
Иванов А.А. 120
Игнатенков А.Н. 109, 120
Иконников А.В. 64
Ирхин В.Ю. 97
Колодзей Дж. 28
Кружаев В.В. 42
Кузнецов О.А. 44, 64, 71, 81
Кулаев Г.И. 42
Кулеев И.Г. 102
Кулеев И.И. 102
Кульбачинский В.А. 29
Лончаков А.Т. 81, 100, 114
Лошкарева Н.Н. 75
Ляпилин И. И. 66
Малышева Е.И. 56
Марченков В.В. 109
Мельник Н.Н. 48
Миньков Г.М. 67, 84, 86
Митин А.В. 117
Михайлова М.П. 27
Михеев В.М. 103
Моисеев К.Д. 27
Молдавская Л.Д. 67
Морозова Е.Н. 69
Москвин А.С. 119
Мостовщикова Е.В. 75
Мурель А.В. 67
Нарыгина О.В. 60
Наумов С.В. 75
Неверов В.Н. 44, 71, 73, 81
Ненашев А.В. 59
Несмелова И.М. 105
Нижанковский В.И. 27
Никифоров А.И. 55, 59
Новокшенов С.Г. 53
Образцова Е.Д. 60
Однoblюдов М.А. 28
Окулов В.И. 109, 111, 113
Парфеньев Р.В. 27
Патраков А.Е. 66
Перегоедов А. В. 59
Петров С.Б. 106
Петухов В.Ю. 105
Пономарев А.И. 120

Пономаренко Л. 71
Прокофьев А.А. 28
Проценко Ю.Л. 77
Прядун В.В. 88
Пудонин Ф.А. 48, 51
Пчеляков О.П. 37
Раданцев В.Ф. 42
Рей С.К. 28
Романов К.С. 27
Рут О.Э. 84, 86
Рыжков В.Н. 105
Рябова Л.И. 88
Садовский М.В. 116
Сабирзянова Л.Д. 109, 111
Садофьев Ю.Г. 6
Сазонова К. С. 111
Сибельдин Н. Н. 51, 95
Синис В.П. 28
Смирнов И.Ю. 31
Соколов В.И. 100, 114
Степина Н.П. 59

Dobosz D. 35
Domagala J. 35
Eaves L. 69, 91
Endicott J. 91
Gaj J. 39
Godlewski M. 87
Henini M. 69
Hill G. 91
Hopkinson M. 91
Ibáñez J. 91
Ivanov V.Yu. 87
Kaminska A. 89
Kisiel A. 98
Kossacki Piotr 39

Сухоруков Ю.П. 75
Тахтамиров Э.Е. 26
Ташлыков А.О. 120
Тихомирова Г.В. 107
Ткач А.В. 100
Трёгер Р.Т. 28
Ускова Е.А. 56, 73
Хохлов Д.Р. 88
Харус Г.И. 44, 71, 73, 81
Чарикова Т.Б. 120
Чиркова Е.Г. 28
Чукалина М.В. 33
Шелушина Н.Г. 44, 71, 73, 81, 120
Шерстобитов А.А. 84, 86
Шредер Е.И. 109
Штанов В.Н. 88
Якимов А.И. 55, 59
Якунин М.В. 44, 71, 73, 81
Яссиевич И.Н. 28
Яфясов А.М. 42

Majewski Jacek A. 38
Maślana Wiktor 39
Mironov O.A. 31
Myronov M. 31
Patanè A. 91
Płochocka Paulina 39
Portal J.C. 69
Renard V. 9
Robouch B.V. 98
Sheregii E.M. 40, 98
Suchocki A. 89
Whall T.E. 31
Zytkiewicz Z.R. 35