

**Федеральное агентство научных организаций
Российская академия наук
Научный совет РАН по физике полупроводников
Уральское отделение РАН
ФГБУН Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН
ФГАОУ ВО УрФУ им. первого Президента России Б.Н. Ельцина
ООО "Успешное развитие"**

XXII Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников

Электронные свойства низкоразмерных систем

*Структура и свойства полупроводников
с примесями переходных элементов*

Новые электронные явления и материалы

19 февраля – 24 февраля 2018 года
Екатеринбург

ПРОГРАММА И ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Екатеринбург 2018

УДК 53
ББК 22.3

Тезисы докладов XXII Уральской международной зимней школы по физике полупроводников. – Екатеринбург, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, 2018. – с. 298

Издание осуществлено на основе MS Word файлов, представленных авторами докладов. В процессе верстки исправлены только ошибки стилевого оформления.

ISBN 978–5–9907151–9–6

**Federal Agency for Scientific Organizations
Russian Academy of Sciences
Scientific Council of RAS on Physics of Semiconductors
Ural Branch of Russian Academy of Sciences
M.N. Miheev Institute of Metal Physics of UB RAS
FSAEI of Higher Education Ural Federal University
named after the first President of Russia B.N. Yeltsin
Successful Development Ltd.**

XXII Ural International Winter School on the Physics of Semiconductors

Electronic properties of low-dimensional systems

*Structures and properties of the semiconductors
with impurities of transition elements*

New Electronic phenomena and materials

February 19 – 24, 2018

Yekaterinburg

PROGRAMME AND ABSTRACT BOOK

Yekaterinburg 2018

Organizing and Programme Committees

Organizing Committee

Okulov V.I., (chairman)	IMP UB RAS
Arapov Yu.G., (co-chairman)	IMP UB RAS
Govorkova T.E., (secretary)	IMP UB RAS
Germanenko A.V.	UrFU
Gudina S.V.	IMP UB RAS
Zhevstovskikh I.V.	IMP UB RAS
Novokshonov S.G.	IMP UB RAS
Neverov V.N.	IMP UB RAS
Surkova T.P.	IMP UB RAS
Charikova T.B.	IMP UB RAS
Sherstobitov A.A.	IMP UB RAS
Bobin S.B.	IMP UB RAS
Deryushkin V.V.	IMP UB RAS
Il'chenko E.V.	IMP UB RAS
Korobejnikov I.V.	IMP UB RAS
Perevozchikova Yu.A.	IMP UB RAS
Popov M.R.	IMP UB RAS
Savel'ev A.P.	IMP UB RAS
Usik A.Yu.	IMP UB RAS
Nazipov D.V.	UrFU

Program Committee

Parfen'ev R.V., (co-chairman)	A.F. Ioffe PTI RAS
Charikova T.B., (co-chairman)	IMP UB RAS
Gudina S.V., (secretary)	IMP UB RAS
Averkiev N.S.	A.F. Ioffe PTI RAS
Aronzon B.A.	RSC KIAE, Moscow
Val'kov V.V.	IP SB RAS, Krasnoyarsk
Volkov V.A.	IRE RAS, Moscow
Godlevskij M.	IP PAS, Warsaw, Poland
Drichko I.L.	A.F. Ioffe PTI RAS
Dolgopolov V.T.	ISSP, Chernogolovka
Kagan M.S.	IRE RAS
Kvon Z.D.	IPS SD RAS, Novosibirsk
Krasil'nik Z.F.	IMP, Nizhni Novgorod
Kul'bachinskij V.A.	MSU, Moscow
Lashkarjov G.V.	IPM NASU, Kiev, Ukraine
Lonchakov A.T.	IMP UB RAS
Marchenkov V.V.	IMP UB RAS
Min'kov G.M.	IMP UB RAS
Pamyatnykh E.A.	UrFU
Robush V.V.	LNF, Frascati, Italy
Sibel'din N.N.	LPI RAS
Khokhlov D.R.	MSU, Moscow
Kharus G.I.	IMP UB RAS
Shelushinina N.G.	IMP UB RAS
Yakunin M.V.	IMP UB RAS

Школа проводится при финансовой поддержке

Федерального агентства
научных организаций



Российского фонда
фундаментальных исследований
(проект № 18-02-20009 Г)



ФГБУН Институт физики
металлов им. М.Н. Михеева
УрО РАН



ФГАОУ ВО УрФУ им. первого
Президента России
Б.Н. Ельцина



Sponsored by

Federal Agency for Scientific
Organizations



Russian Foundation for Basic
Research
(project №18-02-20009 Г)



M.N. Miheev Institute of Metal
Physics of UB RAS

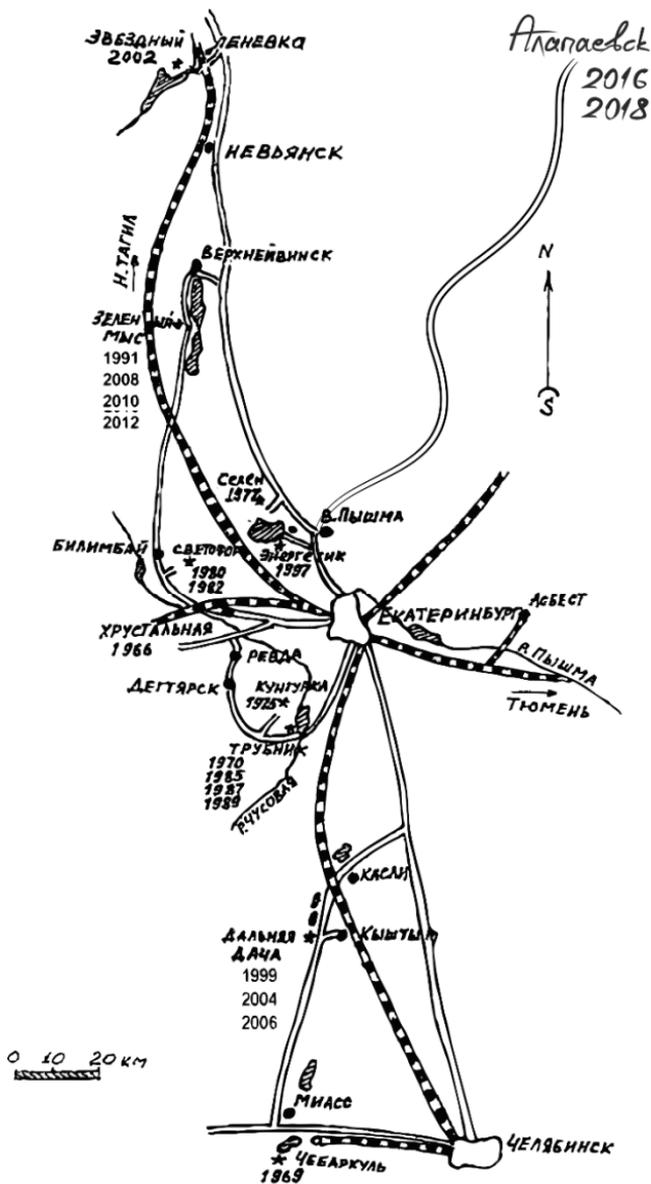


FSAEI of Higher Education Ural
Federal University named after the
first President of Russia
B.N. Yeltsin



География проведения Уральской Зимней Школы по физике полупроводников

1. 1966 год, т.б. «Хрустальная», Первоуральск, Свердловская обл.
2. 1–6 марта 1969 г., сан. Урал ВО "Чебаркуль", Чебаркуль, Челябинская обл.
3. 15–21 марта 1970 г., б.о. "Трубник", Курганове, Свердловская обл.
4. 1975 год, б.о. «Кунгурка» Кунгурка, Свердловская обл.
5. 14–19 марта 1977 г., б.о. "Селен", Среднеуральск, Свердловская обл.
6. 1–7 марта 1980 г., б.о. "Светофор", Билимбай, Свердловская обл.
7. 28 февраля–5 марта 1982 г., б.о. "Светофор", Билимбай, Свердловская обл.
8. 28 февраля–3 марта 1985 г., б.о. "Трубник", Курганово, Свердловская обл.
9. 3–8 марта 1987 г., б.о. "Трубник", Курганово, Свердловская обл.
10. 27 февраля–3 марта 1989 г., б.о. "Трубник", Курганово, Свердловская обл.
11. 2–10 марта 1991 г., панс. "Зелёный мыс", Верх-Нейвинск, Свердловская обл.
12. 3–7 марта 1997 г., б.о. "Энергетик", Коптяки, Свердловская обл.
13. 15–20 февраля 1999 г., сан. "Дальняя дача", Кыштым, Челябинская обл.
14. 18–22 февраля 2002 г., б.о. "Звездный", Н.Тагил (Леневка), Свердловская обл.
15. 16–21 февраля 2004 г., сан. "Дальняя дача", Кыштым, Челябинская обл.
16. 27 февраля–4 марта 2006 г., сан. "Дальняя дача", Кыштым, Челябинская обл.
17. 18–23 февраля 2008 г., сан. "Зелёный мыс", Новоуральск, Свердловская обл.
18. 15–20 февраля 2010 г., сан. "Зелёный мыс", Новоуральск, Свердловская обл.
19. 20–25 февраля 2012 г., сан. "Зелёный мыс", Новоуральск, Свердловская обл.
20. 17–22 февраля 2014 г., сан. "Зелёный мыс", Новоуральск, Свердловская обл.
21. 15–20 февраля 2016 г., сан. «Самоцвет», Алапаевск, Свердловская обл.
22. 19–24 февраля 2018 г., сан. «Самоцвет», Алапаевск, Свердловская обл.



Информация для участников

Школа проводится в санатории "Самоцвет", расположенном в 20 км от г. Алапаевска Свердловской области. Место расположения санатория относится к лесному району Среднего Урала.

Распорядок дня в санатории:

Завтрак 8:45 - 9:30 Обед 14:00 - 15:00 Ужин 18:00 - 19:00

В перерывах заседаний будет подаваться чай и кофе.

Участники школы могут воспользоваться услугами, предоставляемыми санаторием, включая медицинское обслуживание, прокат лыж и др.

Расписание работы школы

Понедельник, 19 февраля 2018 года

14:00	<i>Отъезд в санаторий «Самоцвет»</i>	
16:00 – 18:00	<i>Регистрация и поселение</i>	
18:00 – 19:00	<i>Открытие школы (Кинозал)</i>	
19:00 – 22:00	<i>Вечер встречи (Банкетный зал)</i>	

Вторник, 20 февраля 2018 года

08:45 – 09:30	<i>Завтрак</i>	
	<i>Кинозал</i>	<i>Концертный зал</i>
09:30 – 11:30	<i>Секция I</i>	
11:30 – 11:50	<i>Кофе брейк</i>	
11:50 – 13:50	<i>Секция II</i>	
13:50 – 14:00	<i>Общая фотография</i>	
14:00 – 16:00	<i>Обед</i>	
16:00 – 18:10	<i>Секция III</i>	<i>Секция IV</i>
18:10 – 19:10	<i>Ужин</i>	
19:10 – 20:30	<i>Секция V</i>	
20:30 – 22:30	<i>Круглый стол I</i>	<i>Круглый стол II</i>

Среда, 21 февраля 2018 года

08:45 – 09:30	<i>Завтрак</i>	
	<i>Кинозал</i>	<i>Концертный зал</i>
09:30 – 11:40	<i>Секция VI</i>	
11:40 – 12:00	<i>Кофе брейк</i>	
12:00 – 13:50	<i>Секция VII</i>	
13:50 – 14:30	<i>Обед</i>	
14:30 – 18:00	<i>Экскурсия</i>	

18:00 – 18:40	Ужин	
18:40 – 20:20	Секция VIII	
20:20 – 20:40	Кофе брейк	
20:40 – 22:30	Стендовая сессия	

Четверг, 22 февраля 2018 года

08:45 – 09:30	Завтрак	
	Кинозал	Концертный зал
09:30 – 11:20	Секция IX	
11:20 – 11:40	Кофе брейк	
11:40 – 13:40	Секция X	
13:40 – 16:00	Обед	
16:00 – 18:00	Секция XI	
18:00 – 19:30	Заседание, посвященное памяти Константина Абрамовича Кикоина и Валерия Яковлевича Демиховского	
19:30 – 20:00	перерыв	
20:00 – 23:00	Товарищеский ужин	

Пятница, 23 февраля 2018 года

08:45 – 09:30	Завтрак	
	Кинозал	Концертный зал
09:30 – 11:40	Секция XII	Секция XIII
11:40 – 12:00	Кофе брейк	
12:00 – 14:00	Секция XIV	
14:00 – 16:00	Обед	
16:00 – 18:10	Секция XV	
18:10 – 19:10	Ужин	
19:10 – 20:00	Секция XVI	
20:00 – 21:00	Заккрытие школы	

Суббота, 24 февраля 2018 года

08:45 – 09:30	Завтрак	
12:00	Отъезд из санатория «Самоцвет»	

На устных заседаниях докладчикам для демонстраций будут предоставлены мультимедийные проекторы. На стендовой сессии предоставляются металлические стенды с магнитами, на которых можно разместить плакаты формата А0 в поперечном и продольном направлениях.

Information for participants

The School will be held in the sanatorium "Samotsvet" (rus."The Gem") located in the outskirts of Alapaevsk city, Sverdlovskaya region. Samotsvet is located in the forest area of Middle Ural.

The daily routine in the sanatorium is as follows:

Breakfast 8:45 - 9:30, **Dinner** 14:00 - 15:00, **Supper** 18:00 - 19:00

Coffee and tea will be served during the session breaks.

The School participants may use the services offered by the sanatorium including medical care, hire of skies etc.

Schedule

Monday, February 19, 2018

14:00	<i>Departure to the sanatorium "Samotsvet"</i>	
16:00 – 18:00	<i>Registration and accommodation</i>	
18:00 – 19:00	<i>School Opening (Cinema Hall)</i>	
19:00 – 22:00	<i>Welcome Party (Banqueting hall)</i>	

Tuesday, February 20, 2018

08:45 – 09:30	<i>Breakfast</i>	
	Cinema Hall	Concert Hall
09:30 – 11:30	<i>Section I</i>	
11:30 – 11:50	<i>Coffee break</i>	
11:50 – 13:50	<i>Section II</i>	
13:50 – 14:00	<i>Photo</i>	
14:00 – 16:00	<i>Dinner</i>	
16:00 – 18:10	<i>Section III</i>	<i>Section IV</i>
18:10 – 19:10	<i>Supper</i>	
19:10 – 20:30	<i>Section V</i>	
20:30 – 22:30	<i>Round-table discussion I</i>	<i>Round-table discussion II</i>

Wednesday, February 21, 2018

08:45 – 09:30	<i>Breakfast</i>	
	Cinema Hall	Concert Hall
09:30 – 11:40	<i>Section VI</i>	
11:40 – 12:00	<i>Coffee break</i>	
12:00 – 13:50	<i>Section VII</i>	
13:50 – 14:30	<i>Dinner</i>	
14:30 – 18:00	<i>Excursion</i>	
18:00 – 18:40	<i>Supper</i>	
18:40 – 20:20	<i>Section VIII</i>	

20:20 – 20:40	<i>Coffee break</i>	
20:40 – 22:30	<i>Poster session</i>	
<i>Thursday, February 22, 2018</i>		
08:45 – 09:30	<i>Breakfast</i>	
	<i>Cinema Hall</i>	<i>Concert Hall</i>
09:30 – 11:20	<i>Section IX</i>	
11:20 – 11:40	<i>Coffee break</i>	
11:40 – 13:40	<i>Section X</i>	
13:40 – 16:00	<i>Dinner</i>	
16:00 – 18:00	<i>Section XI</i>	
18:00 – 19:30	<i>Meeting dedicated to the memory of Konstantin Abramovich Kikoin and Valery Yakovlevich Demikhovskiy</i>	
19:30 – 20:00	<i>Break</i>	
20:00 – 23:00	<i>Banquet</i>	
<i>Friday, February 23, 2018</i>		
08:45 – 09:30	<i>Breakfast</i>	
	<i>Cinema Hall</i>	<i>Concert Hall</i>
09:30 – 11:40	<i>Section XII</i>	<i>Section XIII</i>
11:40 – 12:00	<i>Coffee break</i>	
12:00 – 14:00	<i>Section XIV</i>	
14:00 – 16:00	<i>Dinner</i>	
16:00 – 18:10	<i>Section XV</i>	
18:10 – 19:10	<i>Supper</i>	
19:10 – 20:00	<i>Section XVI</i>	
20:00 – 21:00	<i>Final sitting</i>	
<i>Saturday, February 24, 2018</i>		
08:45 – 09:30	<i>Breakfast</i>	
12:00	<i>Departure from the sanatorium "Samotsvet"</i>	

Multimedia projectors will be provided for oral presentations. Metallic stands with magnets will be provided for the poster session of the size suitable to put posters of A0 format either vertically or horizontally.

Departure of the participants to Yekaterinburg will be on Saturday, February 24, before 12:00.

Программа

Вторник, 20 февраля 2018 г.

Секция I

Кинозал

Председатель	Кульбачинский Владимир Анатольевич	09:30–11:30
Глазов М.М. (приглашенный)	NM-3 Транспорт экситонов в двумерных полупроводниковых наносистемах	09:30–10:00
Хохлов Д.Р. (приглашенный)	NM-41 Терагерцовая Фотопроводимость в Гетероструктурах на Основе Hg1-xCdxTe	10:00–10:30
Парфеньев Р.В. (приглашенный)	NM-28 Низкотемпературные магнитные и электрические свойства полупроводниковых твердых растворов PbSnTe:In	10:30–11:00
Godlewski M. (приглашенный)	NM-4 Wide band gap oxides – from applications in electronics to biology and medicine	11:00–11:30

Кофе брейк

Вторник, 20 февраля 2018 г.

Секция II

Кинозал

Председатель	Глазов Михаил Михайлович	11:50–13:50
Горный И.В. (приглашенный)	L-8 Многочастичная делокализация	11:50–12:20
Аверкиев Н.С. (приглашенный)	T-1 Статический эффект Яна-Теллера в полупроводниках	12:20–12:50
Качоровский В.Ю. (приглашенный)	NM-16 Наномеханика графена	12:50–13:20
Зудов М.А. (приглашенный)	L-18 Анизотропный и неравновесный транспорт в двумерном электронном газе	13:20–13:50

Общая фотография

Обед

Вторник, 20 февраля 2018 г.

Секция III

Кинозал

Председатель	Девятков Эдуард Валентинович	16:00–17:50
Рожанский И.В. (приглашенный)	L-41 Аномальный и топологический эффект Холла	16:00–16:30
Каган М.С.	L-22 Эволюция туннельной проводимости сверхрешеток GaAs/AlAs с электрическими доменами	16:30–16:50
Неверов В.Н.	L-33 Спектр валентной зоны квантовой ямы HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой в модели «петли экстремумов»	16:50–17:10
Савченко М.Л.	L-43 Емкостная спектроскопия системы бесщелевых дираковских фермионов в квантовой яме HgTe	17:10–17:30
Ильченко Е.В.	L-21 Квантовый эффект Холла в системах InGaAs/InAlAs с высоким содержанием InAs: роль спин-орбитального взаимодействия	17:30–17:50

Вторник, 20 февраля 2018 г.

Секция IV

Концертный зал

Председатель	Дворецкий Сергей Алексеевич	16:00–18:10
Максимов В.И. (приглашенный)	T-14 Нейтронографическое исследование реальной структуры объёмных кубических кристаллов халькогенидов цинка, легированных 3d- примесью с сильным дестабилизирующим влиянием на исходную решётку	16:00–16:30
Якушев М.В. (приглашенный)	NM-45 Cu ₂ ZnSnSe ₄ – a semiconductor for sustainable thin film solar cells: optical spectroscopy analysis	16:30–17:00

Кузнецова Т.В.	NM-18 Влияние концентрации галлия на структурное качество, электронную структуру и динамику решетки монокристаллов Cu(In,Ga)Se ₂	17:00–17:20
Zajdel P.Ł. (приглашенный)	NM-14 Can We Explain Site Occupation Preferences in Tetrahedral Networks Only by Cohesive Energies of Atomic Configurations?	17:20–17:50
Подольская Н.И.	T-13 Численное моделирование с помощью специализированных программных пакетов. Где лежат "грабли" и находятся "ловушки"	17:50–18:10

Ужин

Вторник, 20 февраля 2018 г.

Секция V

Кинозал

Председатель	Чарикова Татьяна Борисовна	19:10–20:30
Дворецкий С.А. (приглашенный)	NM-8 Выращивание гетеро- и нанозпигментных структур HgCdTe методом МЛЭ	19:10–19:40
Моисеев К.Д. (приглашенный)	L-32 Управление зонной структурой гибридной e-h системы на раздельной гетерогранице II типа	19:40–20:10
Нестоклон М.О.	L-34 Эффекты атомарной структуры интерфейсов в полупроводниковых наносистемах	20:10–20:30

Вторник, 20 февраля 2018 г.

Круглый стол I

Кинозал

Председатель	Горный Игорь Викторович	20:30–22:30
Топологические изоляторы спустя 10 лет: что это было, что есть и что будет (топологическая защита, фаза Берри).		
1. Точка зрения теоретика (Бурмистров И.С.)		
2. Точка зрения экспериментатора (Квон З.Д.)		

Вторник, 20 февраля 2018 г.

Круглый стол II

Концертный зал

Председатель	Аверкиев Никита Сергеевич	20:30–22:30
Возможно ли объяснить предпочтения при заполнении узлов в тетраэдрических решетках только с помощью анализа энергии связи атомных конфигураций?		

Среда, 21 февраля 2018 г.

Секция VI

Кинозал

Председатель	Аверкиев Никита Сергеевич	09:30–11:40
Вальков В.В. (приглашенный)	L-7 Особенности электронных свойств наноустройств с неаналитичными токовыми каналами	09:30–10:00
Зайцев-Зотов С.В. (приглашенный)	L-16 Одномерные электронные системы — от тонких трехмерных кристаллов к атомным цепочкам и топологическим материалам	10:00–10:30
Тарасенко С.А. (приглашенный)	L-48 Эффекты дрожащего движения свободных носителей заряда в полупроводниковых системах	10:30–11:00
Козлов Д.А.	L-26 Спиновая поляризация дираковских электронов на поверхности трехмерного топологического изолятора	11:00–11:20
Гудина С.В.	L-9 Крупномасштабный примесный потенциал в квантовых ямах теллурида ртути с инвертированной зонной структурой: квантовый эффект Холла	11:20–11:40

Кофе брейк

Среда, 21 февраля 2018 г.

Секция VII

Кинозал

Председатель	Тарасенко Сергей Анатольевич	12:00–13:50
Поляков Д.Г. (приглашенный)	L-39 Transport through fractional quantum Hall edges with neutral modes	12:00–12:30
Бурмистров И.С. (приглашенный)	L-4 Транспорт и шум в двумерных топологических изоляторах с магнитными примесями	12:30–13:00
Квон З.Д. (приглашенный)	L-24 Краевой геликоидальный транспорт в двумерном вейлевском полуметалле в HgTe квантовой яме, индуцированный магнитным полем	13:00–13:30

Дурнев М.В.	L-15 Краевые фотогальванические токи в двумерных системах	13:30–13:50
-------------	--	-------------

Обед

Экскурсия

Ужин

Среда, 21 февраля 2018 г.

Секция VIII

Кинозал

Председатель	Квон Зе Дон	18:40–20:20
Миньков Г.М. (приглашенный)	L-30 Энергетический спектр носителей тока в квантовых ямах HgTe: мифы и реальность. (третья серия)	18:40–19:10
Степина Н.П.	L-46 Эффект Холла в прыжковой проводимости	19:10–19:30
Якунин М.В. (приглашенный)	L-54 Аномалии квантового магнито-транспорта в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe и их эволюция в перпендикулярном электрическом поле	19:30–20:00
Стрыгин И.С.	L-47 Нулевое дифференциальное сопротивление двумерного электронного газа в одномерном периодическом потенциале при больших факторах заполнения	20:00–20:20

Кофе брейк

Среда, 21 февраля 2018 г.

Стендовая сессия

20:40–22:30

Арапов Ю.Г.	L-2 Квантовый эффект Холла в условиях смешивания уровней Ландау из-за спин-орбитального взаимодействия в наноструктурах n- InGaAs/InAlAs
-------------	---

Бобин С.Б.	NM-1 Эффективная масса и нетривиальная фаза Берри в селениде ртути с низкой концентрацией электронов
Бобин С.Б.	NM-2 Новые магнитотранспортные свойства кристаллов HgSe с низкой концентрацией электронов
Боголюбовский А.С.	L-3 Магнитополевая зависимость эффекта анизотропии сопротивления в продольном поле в 2D гетероструктурах InGaAs/GaAs при различных значениях температуры
Богословский Н.А.	T-3 Влияние кулоновских корреляций на спектры донорно-акцепторной люминесценции
Бучкевич А.А.	T-4 МРЭ и магнитопоглощение в ИК -области для феррит-шпинели CoFe ₂ O ₄
Вязовская А.Ю.	T-5 Магнитное упорядочение и электронная структура лантаноидосодержащих дихалькогенидов таллия
Голяшов В.А.	NM-5 Градиент состава и p-n переход в топологических изоляторах Bi _x Sb _{2-x} Te ₃
Голяшов В.А.	NM-6 Синтез и свойства монокристаллов перовскита CH ₃ NH ₃ PbI ₃
Груздев Н.Б.	T-8 Проявление экситонов в спектрах люминесценции твёрдых растворов
Дерюшкин В.В.	NM-10 Обнаружение квантового аномального эффекта Холла в образцах HgSe с низкой концентрацией электронов
Дмитриев И.А.	L-13 Аномальный эффект Холла в металлах со слабыми примесями
Доможирова А.Н.	NM-9 Структура поверхности, электросопротивление и гальваномагнитные свойства монокристалла PtSn ₄
Гудкова А.В.	NM-12 Self-assembly in the systems of magnetic ellipsoidal nanoparticles
Зудов М.А.	L-19 Fine structure of MIRO
Константинов Н.С.	T-10 Кинетика изменения концентраций магнитных ионов примеси при легировании в сплавах Pb _{1-x} Sn _x VyTe
Константинов Н.С.	T-9 Гальваномагнитные свойства и электронная структура сплавов Pb _{1-y} NiyTe

Кунавин П.Е.	NM-19 Особенности уравнения непрерывности для электронной плотности в модели Кейна
Курилович В.Д.	NM-21 Транспорт вдоль геликоидального края при наличии рассеяния на магнитной примеси: влияние локальной анизотропии
Курилович П.Д.	NM-22 Транспорт вдоль геликоидального края при наличии рассеяния на магнитной примеси
Кытин В.Г.	L-28 Прыжковая дырочная проводимость в керамических образцах $\text{CuCr}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$
Луговых А.М.	L-29 Магнитное упорядочение в гетероструктурах на основе арсенида галлия с дельта-слоем марганца различной концентрации
Марченков В.В.	NM-24 Магнитные и электрические свойства спинового бесщелевого полупроводникового сплава на основе Mn_2CoAl
Махнев А.А.	NM-25 Анизотропия оптических свойств лестничных КагOME соединений $\text{Co}_3\text{V}_2\text{O}_8$ и $\text{Ni}_3\text{V}_2\text{O}_8$
Михеев В.М.	L-31 Корреляционное автоограничение роста электронной подвижности 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов в тонких легированных слоях
Назипов Д.В.	T-11 Рамановский спектр оксиортосиликата Lu_2SiO_5 : ab initio расчет.
Орлов Л.К.	L-35 Особенности туннельного выброса электронов из квантовых точек в диодной структуре InAs/GaAs
Парулин Р.А.	L-38 Оптические свойства керамики $\text{CaMoO}_4:\text{Bi}$
Перевозчикова Ю.А.	NM-29 Электронные транспортные свойства сплавов Гейслера Co_2FeZ ($Z=\text{Al, Si, Ga, Ge, In, Sn, Sb}$)
Петров Е.К.	NM-30 Новый антиферромагнитный топологический изолятор $\text{MnBi}_2\text{Te}_2\text{Se}_2$
Подгорных С.М.	T-12 Магнитная восприимчивость бесщелевых полупроводников
Попов М.Р.	L-40 Особенности магнитотранспорта в двойной квантовой яме $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ со спектром двуслойного графена

Радзивончик Д.И.	NM-31 Электронная структура полупроводниковых халькопиритных и перовскитных соединений для фотовольтаики
Робуш В.В.	NM-32 Site Occupation Preferences of Crystal Ion Distributions
Румянцев Е.Л.	L-42 Нелинейная зависимость спин-орбитального и Зеемановского членов от волнового вектора в модели Кейна
Семянникова А.А.	NM-34 Электрические и магнитные свойства сплава Ni ₄₅ Mn ₄₄ In ₁₁ до и после термобарической обработки
Силкин И.В.	NM-35 Влияние деформации на электронную структуру и топологические свойства соединений AIIIMg ₂ Bi ₂ (AII = Mg, Ca, Sr, Ba)
Соловьев В.В.	L-45 Оптическая спектроскопия гетеропереходов GaN/AlGaN рекордного качества
Сулимов М.А.	NM-36 Исследование спектров фотолюминесценции тонких плёнок и солнечных фотоэлементов на основе соединения Cu ₂ ZnSnSe ₄
Суркова Т.П.	T-15 Неоднородно деформированное состояние структуры кристаллов разбавленных магнитных полупроводников ZnSe:Co
Усик А.Ю.	NM-39 Аномалии гальваномагнитных свойств равновесных сплавов Fe-V-Al с изменением содержания переходных и непереходных металлов в окрестности стехиометрического состава
Черничкин В.И.	NM-43 Времяразрешенные спектры задержанной фотопроводимости Pb _{1-x} Sn _x Te(In)
Чистяков В.В.	L-51 Размерный эффект в электронных свойствах тонких пленок Bi ₂ Se ₃
Шуплецов А.В.	L-52 Изучение магнитотранспортных свойств макроскопически неоднородной двумерной системы

*Четверг, 22 февраля 2018 г.**Секция IX**Кинозал*

Председатель	Бурмистров Игорь Сергеевич	09:30–11:20
Дричко И.Л. (приглашенный)	L-14 Особенности AC-проводимости в широкой квантовой яме n-AlGaAs/GaAs/AlGaAs в магнитном поле	09:30–10:00
Дмитриев И.А. (приглашенный)	L-12 Нелинейная динамика доменов в состояниях с нулевым сопротивлением	10:00–10:30
Быков А.А. (приглашенный)	L-5, L-6 Индуцированные микроволновым излучением состояния с нулевым сопротивлением в высокоподвижной двух-подзонной электронной системе и в двумерной электронной системе с одномерной периодической модуляцией	10:30–11:00
Дмитриев А.А.	L-11 Частотная зависимость высокочастотной проводимости в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в диапазоне частот от 30 до 1500 МГц	11:00–11:20

Кофе брейк*Четверг, 22 февраля 2018 г.**Секция X**Кинозал*

Председатель	Парфеньев Роберт Васильевич	11:40–13:40
Аронзон Б.А. (приглашенный)	T-2 Структура, магнитные и магнито-транспортные свойства ТИ Bi ₂ Se ₃ с примесью европия	11:40–12:10
Кульбачинский В.А. (приглашенный)	L-27 Электропроводность, термоэлектрические, оптические свойства и ЭПП в керамических образцах CuCr _{1-x} Mg _x O ₂	12:10–12:40

Тиходеев С.Г. (приглашенный)	L-50 Киральные фотонные структуры для компактных источников циркулярно-поляризованного света	12:40–13:10
Лашкарев Г.В. (приглашенный)	NM-23 Гигантская термоэдс и особенности магниторезонансных явлений в Al_2O_3 и SiO_2 с распределенными в них наночастицами Co	13:10–13:40

Обед

Четверг, 22 февраля 2018 г.

Секция XI

Кинозал

Председатель	Хохлов Дмитрий Ремович	16:00–18:00
Еремеев С.В.	NM-11 Двумерные магнитные изоляторы и топологические гетероструктуры на их основе	16:00–16:20
Кунцевич А.Ю.	NM-20 Топологический изолятор Bi_2Se_3 - технология и свойства	16:20–16:40
Федотов Н.И.	NM-40 Связанные состояния дираковских электронов на поверхности Bi_2Se_3	16:40–17:00
Швец И.А.	NM-44 Влияние стехиометрии и беспорядка на электронную структуру топологического изолятора $PbBi_2Te_4-xSex$	17:00–17:20
Меньщикова Т.В.	NM-27 Закономерности формирования фазы квантового спинового Холла в тонких пленках трехмерных топологических изоляторов	17:20–17:40
Жевстовских И.В.	NM-13 Влияние дефектов на оптические и упругие свойства топологического изолятора $Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_{1.8}Se_{1.2}$	17:40–18:00

Секция памяти К.А. Кикоина и В.Я. Демиховского

Товарищеский ужин

Пятница, 23 февраля 2018 г.

Секция XII

Кинозал

Председатель	Вальков Валерий Владимирович	09:30–11:40
Мельников А.С. (приглашенный)	NM-25 Индуцированная сверхпроводимость в низкоразмерных электронных системах	09:30–10:00
Девятков Э.В. (приглашенный)	L-10 Индуцированная эффектом близости сверхпроводимость в краевых состояниях топологических систем InAs/GaSb и BiTe	10:00–10:30
Caprara S. (приглашенный)	NM-15 Charge density waves rule the phase diagram of cuprates	10:30–11:00
Чарикова Т.Б.	NM-42 Анизотропия эффекта Холла в области квантового фазового перехода антиферромагнетик-сверхпроводник в Nd _{2-x} Ce _x CuO ₄ + δ	11:00–11:20
Злотников А.О.	L-17 Квантовые топологические переходы в фазе сосуществования киральной сверхпроводимости и неколлинеарного магнетизма сильно коррелированных систем	11:20–11:40

Пятница, 23 февраля 2018 г.

Секция XIII

Концертный зал

Председатель	Якунин Михаил Викторович	10:00–11:40
Папроцкий С.К. (приглашенный)	L-37 Проводимость алмазных диодных структур с барьером Шоттки	10:00–10:30
Орлов Л.К. (приглашенный)	L-36 Туннельный перенос электронов через границу в сильных полях в квантовых гетерокомпозициях	10:30–11:00
Коробейников И.В.	NM-17 Сильные изменения термоЭДС германия под давлением: Печать n-p переходов с использованием механического напряжения	11:00–11:20

Тихомирова Г.В.	NM-38 Сравнительные исследования явлений переноса графита различных типов при высоких давлениях	11:20–11:40
--------------------	--	-------------

Кофе брейк

Пятница, 23 февраля 2018 г.

Секция XIV

Кинозал

Председатель	Caprara Sergio	12:00–14:00
Zytkiewicz Z.R. (приглашенный)	L-20 An impact of the native Si-N interlayer on properties of GaN nanowires grown catalyst-free on Si by MBE	12:00–12:30
Kaminska A. (приглашенный)	L-23 Experimental and theoretical analysis of optical properties of GaN/AlN multi-quantum wells - high pressure and time resolved study	12:30–13:00
Kowalski B.J. (приглашенный)	L-25 Cathodoluminescence microscopy of GaN/AlGaIn nanorods	13:00–13:30
Sobanska M.M. (приглашенный)	L-44 RHEED studies for the insight into the nucleation mechanism of GaN nanowires grown by PAMBE	13:30–14:00

Обед

Пятница, 23 февраля 2018 г.

Секция XV

Кинозал

Председатель	Зайцев-Зотов Сергей Владимирович	16:00–18:10
Альперович В.Л. (приглашенный)	L-1 Перенос электронов через границу полупроводник-вакуум: фотоэмиссия из GaAs(Cs,O)	16:00–16:30
Гребенников В.И.	NM-7 Фотоэмиссионная спектроскопия тонких пленок CZTSe при лазерном облучении	16:30–16:50

Терещенко О.Е.	L-49 Роль конечных и начальных состояний в фотоэмиссии термализованных электронов	16:50–17:10
Терещенко О.Е.	NM-37 Спиновая поляризация и спин-зависимые эффекты в кристаллическом топологическом изоляторе PbSnTe	17:10–17:30
Русинов И.П.	NM-33 Электронная структура и топологические свойства соединений KNa ₂ Bi, K ₃ Bi, Rb ₃ Bi, BiTeX (X=I,Cl,Br)	17:30–17:50
Шустин М.С.	L-53 Майорановские моды в квантовых проволоках конечной длины с электронными корреляциями	17:50–18:10

Ужин

Пятница, 23 февраля 2018 г.

Секция XVI

Кинозал

Председатель	Дричко Ирина Львовна	19:10–20:00
Говоркова Т.Е.	T-6 Наблюдение низкотемпературного магнитного упорядочения электронов гибридных состояний примесей железа и кобальта низкой концентрации (<0.1at.%) в кристалле HgSe	19:10–19:30
Окулов В.И. (приглашенный)	T-16 Вклад поверхностных равновесных электронных токов в гальваномагнитные эффекты	19:30–20:00

Заккрытие школы

Programme

Tuesday, February 20, 2018

Section I

Cinema Hall

Chairman	Kul'bachinskij Vladimir Anatol'evich	09:30–11:30
Glazov M.M. (invited)	NM-3 Transport of excitons in two-dimensional semiconductor nanosystems	09:30–10:00
Khokhlov D.R. (invited)	NM-41 Terahertz Photoconductivity in Hg _{1-x} CdxTe-Based Heterostructures	10:00–10:30
Parfen'ev R.V. (invited)	NM-28 Low-temperature magnetic and electrical properties of semiconductor solid solutions PbSnTe:In	10:30–11:00
Godlewski M. (invited)	NM-4 Wide band gap oxides – from applications in electronics to biology and medicine	11:00–11:30

Coffee break

Tuesday, February 20, 2018

Section II

Cinema Hall

Chairman	Glazov Mikhail Mikhajlovich	11:50–13:50
Gornyj I.V. (invited)	L-8 Many-body delocalization	11:50–12:20
Averkiev N.S. (invited)	T-1 Static Jahn-Teller effect in semiconductors	12:20–12:50
Kachorovskij V.Yu. (invited)	NM-16 Nanomechanics of graphene	12:50–13:20
Zudov M.A. (invited)	L-18 Anisotropic and nonequilibrium transport in a two-dimensional electron gas	13:20–13:50

Photo

Dinner

Tuesday, February 20, 2018

Section III

Cinema Hall

Chairman	Devyatov Eduard Valentinovich	16:00–17:50
Rozhanskij I.V. (invited)	L-41 Anomalous and Topological Hall effect	16:00–16:30
Kagan M.S.	L-22 Evolution of tunneling conductivity of GaAs/AlAs superlattices with electrical domains	16:30–16:50
Neverov V.N.	L-33 Valence band spectrum of the HgTe/HgCdTe quantum well with an inverted band structure in the "extremum loop" model	16:50–17:10
Savchenko M.L.	L-43 Capacitance spectroscopy of Dirac fermions in HgTe quantum well	17:10–17:30
Il'chenko E.V.	L-21 Quantum Hall effect in the In-GaAs/InAlAs structures with high InAs content: the role of spin-orbit interaction	17:30–17:50

Tuesday, February 20, 2018

Section IV

Concert Hall

Chairman	Dvoretzky Sergej Alekseevich	16:00–18:10
Maksimov V.I. (invited)	T-14 Neutron diffraction study of the real structure of bulk cubic crystals of zinc chalcogenides doped by 3d impurity with strong destabilizing effect on the initial lattice	16:00–16:30
Yakushev M.V. (invited)	NM-45 Cu ₂ ZnSnSe ₄ – a semiconductor for sustainable thin film solar cells: optical spectroscopy analysis	16:30–17:00
Kuznetsova T.V.	NM-18 The effect of gallium concentration on the structural quality, electronic structure, and lattice dynamics of Cu(In, Ga)Se ₂ single crystals.	17:00–17:20

Zajdel P.L. (invited)	NM-14 Can We Explain Site Occupation Preferences in Tetrahedral Networks Only by Cohesive Energies of Atomic Configurations?	17:20–17:50
Podol'skaya N.I.	T-13 Numerical simulations by specialized software packages.	17:50–18:10

Supper

Tuesday, February 20, 2018

Section V

Cinema Hall

Chairman	Charikova Tat'yana Borisovna	19:10–20:30
Dvoretzky S.A. (invited)	NM-8 The growth of HgCdTe hetero-ana nanostructures by MBE	19:10–19:40
Moiseev K.D. (invited)	L-32 Band-structure tailoring in a hybridized e-h system at type II broken-gap heterointerface	19:40–20:10
Nestoklon M.O.	L-34 Effects induced by atomistic structure of interfaces in semiconductor nanosystems	20:10–20:30

Tuesday, February 20, 2018

Round-table discussion I

Cinema Hall

Chairman	Gornyj Igor' Viktorovich	20:30–22:30
Topological isolators: 10 years later. What it was? And today? What's the next step? (topological protection, Berry phase). 1. Theorist`s point of view (Burmistrov I.S.) 2. Experimenter`s point of view (Kvon Z.D.)		

Tuesday, February 20, 2018

Round-table discussion II

Concert Hall

Chairman	Averkiev Nikita Sergeevich	20:30–22:30
Can We Explain Site Occupation Preferences in Tetrahedral Networks Only by Cohesive Energies of Atomic Configurations?		

*Wednesday, February 21, 2018**Section VI**Cinema Hall*

Chairman	Averkiev Nikita Sergeevich	09:30–11:40
Val'kov V.V. (invited)	L-7 Peculiarities of the electron properties of the nanodevices with the nonanalytical current channels	09:30–10:00
Zajtsev-Zotov S.V. (invited)	L-16 One-dimensional electronic systems: from thin 3d crystals to atomic chains and topological matter	10:00–10:30
Tarasenko S.A. (invited)	L-48 Zitterbewegung of free carriers in semiconductor systems	10:30–11:00
Kozlov D.A.	L-26 Spin Polarization of Dirac Electrons on the Surface of Three-Dimensional Topological Insulator	11:00–11:20
Gudina S.V.	L-9 Large-scale impurity potential in mercury telluride quantum wells with inverted band structure: quantum Hall effect	11:20–11:40

Coffee break*Wednesday, February 21, 2018**Section VII**Cinema Hall*

Chairman	Tarasenko Sergej Anatol'evich	12:00–13:50
Polyakov D.G. (invited)	L-39 Transport through fractional quantum Hall edges with neutral modes	12:00–12:30
Burmistrov I.S. (invited)	L-4 Transport and current noise in 2D topological insulators doped with magnetic impurities	12:30–13:00
Kvon Z.D. (invited)	L-24 Edge helical transport in two-dimensional Weyl semimetal, induced by magnetic field	13:00–13:30
Durnev M.V.	L-15 Edge photogalvanic currents in two-dimensional systems	13:30–13:50

Dinner
Excursion
Supper

Wednesday, February 21, 2018

Section VIII

Cinema Hall

Chairman	Kvon Ze Don	18:40–20:20
Min'kov G.M. (invited)	L-30 The energy spectrum of the carriers in HgTe quantum wells: "Myth and Realities". (third seria)	18:40–19:10
Stepina N.P.	L-46 Hall Effect in hopping	19:10–19:30
Yakunin M.V. (invited)	L-54 Anomalous quantum magnetotransport in the HgTe/CdHgTe double quantum well and its evolution in a perpendicular electric field	19:30–20:00
Strygin I.S.	L-47 Zero Differential Resistance of a Two-Dimensional Electron Gas in a One-Dimensional Periodic Potential at High Filling Factors	20:00–20:20

Coffee break

Wednesday, February 21, 2018

Poster session

20:40–22:30

Arapov Yu.G.	L-2 Quantum Hall effect under conditions of Landau-level mixing due to spin-orbit interaction in a n- InGaAs/InAlAs nanostructures
Bobin S.B.	NM-1 Effective mass and nontrivial Berry phase in mercury selenide with low electron concentration
Bobin S.B.	NM-2 Novel magnetotransport properties of HgSe crystals with low electron concentration
Bogolyubskij A.S.	L-3 The magnetic field dependence of the resistance anisotropy effect in a longitudinal field in 2D InGaAs / GaAs heterostructures at different temperatures

Bogoslovskij N.A.	T-3 Influence of Coulomb correlations on the donor-acceptor luminescence spectra
Buchkevich A.A.	T-4 MRE and magnetoabsorption in infrared region for ferrite-spinel CoFe_2O_4
Vyazovskaya A.Yu.	T-5 Magnetic order and electronic structure of lanthanide-containing thallium dichalcogenides
Golyashov V.A.	NM-5 Composition grading and p-n transition in $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_3$ topological insulators
Golyashov V.A.	NM-6 Synthesis and properties of $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ perovskite single crystals
Gruzdev N.B.	T-8 The Manifestation of Excitons in Luminescence Spectra of Solid Solutions
Deryushkin V.V.	NM-10 Revealing quantum anomalous Hall effect in HgSe samples with low electron concentration
Dmitriev I.A.	L-13 Anomalous Hall effect in metals with weak impurities
Domozhirova A.N.	NM-9 Surface structure, electrical resistivity, and galvanomagnetic properties of PtSn_4 single crystal
Gudkova A.V.	NM-12 Self-assembly in the systems of magnetic ellipsoidal nanoparticles
Zudov M.A.	L-19 Fine structure of MIRO
Konstantinov N.S.	T-10 The kinetics of changes in magnetic ion concentrations with doping in $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{V}_y\text{Te}$ alloys
Konstantinov N.S.	T-9 Galvanomagnetic properties and electronic structure of $\text{Pb}_{1-y}\text{Ni}_y\text{Te}$ alloys
Kunavin P.E.	NM-19 The peculiarities of probability continuous equation in Kane model
Kurilovich V.D.	NM-21 Helical edge transport in the presence of a magnetic impurity: influence of the local anisotropy
Kurilovich P.D.	NM-22 Helical edge transport in the presence of magnetic impurity scattering
Kytin V.G.	L-28 Hopping conductivity of holes in $\text{CuCr}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ceramic samples

Lugovykh A.M.	L-29 Magnetic ordering in heterostructures based on gallium arsenide with a delta layer of manganese of various concentrations
Marchenkov V.V.	NM-24 Magnetic and electric properties of Mn ₂ CoAl-based spin gapless semiconductor
Makhnev A.A.	NM-25 Anisotropy of the optical properties of the Kagome staircase compounds Co ₃ V ₂ O ₈ and Ni ₃ V ₂ O ₈
Mikheev V.M.	L-31 Correlation auto-restriction of the growth of electron mobility of 2D electrons in scattering by a correlated distribution of impurity ions in thin doped layers
Nazipov D.V.	T-11 Raman spectrum of oxyorthosilicate Lu ₂ SiO ₅ : ab initio calculation.
Orlov L.K.	L-35 The features of electron tunneling transfer from quantum dots in InAs/GaAs diode structure
Parulin R.A.	L-38 Optical properties of CaMoO ₄ :Bi ceramics
Perevozchikova Yu.A.	NM-29 Electronic transport properties of Heusler alloys Co ₂ FeZ (Z=Al, Si, Ga, Ge, In, Sn, Sb)
Petrov E.K.	NM-30 New antiferromagnetic topological insulator MnBi ₂ Te ₂ Se ₂
Podgornykh S.M.	T-12 Magnetic susceptibility of the gapless semiconductors
Popov M.R.	L-40 Magnetotransport features in the HgTe/CdHgTe double quantum well with a spectrum of bilayer graphene
Radzivonchik D.I.	NM-31 Electronic structure of semiconductor chalcopyrite and perovskite compounds for photovoltaics
Robush V.V.	NM-32 Site Occupation Preferences of Crystal Ion Distributions
Rumyantsev E.L.	L-42 Nonlinear dependence of spin-orbit and Zeeman terms on the wave vector in the Kane modelave
Semyannikova A.A.	NM-34 Electrical and magnetic properties of Ni ₄₅ Mn ₄₄ In ₁₁ alloy before and after thermobaric treatment

Silkin I.V.	NM-35 Effect of deformation on the electronic structure and topological properties of the $\text{AIIIMg}_2\text{Bi}_2$ ($\text{AII}=\text{Mg, Ca, Sr, Ba}$) $\text{AIIIMg}_2\text{Bi}_2$ ($\text{AII}=\text{Mg, Ca, Sr, Ba}$) compounds
Solov'ev V.V.	L-45 Optical spectroscopy of GaN/AlGaN heterojunctions of record quality
Sulimov M.A.	NM-36 Photoluminescence study of $\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$ thin films and solar cells
Surkova T.P.	T-15 Inhomogeneously deformed state of the crystal structure of ZnSe: Co dilute magnetic semiconductors
Usik A.Yu.	NM-39 Anomalies of the galvanomagnetic properties of equilibrium Fe-V-Al alloys with a change in transition and nontransition metal content in the vicinity of the stoichiometric composition
Chernichkin V.I.	NM-43 Time-resolved spectra of delayed photoconductivity in $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$
Chistyakov V.V.	L-51 Size effect in the electronic properties of thin films of Bi_2Se_3
Shupletsov A.V.	L-52 Magnetotransport measurements of macroscopically inhomogeneous 2D system

Thursday, February 22, 2018
Section IX

Cinema Hall

Chairman	Burmistrov Igor' Sergeevich	09:30–11:20
Drichko I.L. (invited)	L-14 Peculiarities of AC conductance in wide n-AlGaAs/GaAs/AlGaAs quantum well in a magnetic field	09:30–10:00
Dmitriev I.A. (invited)	L-12 Nonlinear dynamics of domains in zero resistance states	10:00–10:30
Bykov A.A. (invited)	L-5, L-6 Microwave-induced zero-resistance states in both high-mobility two-subband electron system and two-dimensional electron systems with unidirectional periodic modulation	10:30–11:00
Dmitriev A.A.	L-11 Frequency dependence of AC conductance in quantum Hall effect regime at 30–1500 MHz	11:00–11:20

Coffee break

Thursday, February 22, 2018
Section X

Cinema Hall

Chairman	Parfen'ev Robert Vasil'evich	11:40–13:40
Aronzon B.A. (invited)	T-2 Structure, magnetic and magnetotransport properties of TI Bi ₂ Se ₃ with magnetic impurities	11:40–12:10
Kul'bachinskij V.A. (invited)	L-27 Conductivity, thermoelectrical, optical properties and EPR in ceramic CuCr _{1-x} MgxO ₂ samples	12:10–12:40
Tikhodeev S.G. (invited)	L-50 Chiral photonic structures for compact sources of circularly polarized light	12:40–13:10
Lashkarev G.V. (invited)	NM-23 The giant thermoelectric power and the features of magnetic resonance phenomena in Al ₂ O ₃ and SiO ₂ with distributed Co nanoparticles	13:10–13:40

Dinner

Thursday, February 22, 2018

Section XI

Cinema Hall

Chairman	Khokhlov Dmitrij Removich	16:00–18:00
Eremeev S.V.	NM-11 Two-dimensional magnetic insulators and topological heterostructures built on these materials	16:00–16:20
Kuntsevich A.Yu.	NM-20 Topological Insulator material Bi ₂ Se ₃ - technology and properties	16:20–16:40
Fedotov N.I.	NM-40 Bound states of Dirac electrons on Bi ₂ Se ₃ surface	16:40–17:00
Shvets I.A.	NM-44 Influence of stoichiometry and disorder on electronic structure of the PbBi ₂ Te _{4-x} Sex topological insulator	17:00–17:20
Men'schikova T.V.	NM-27 Regularities of the quantum spin Hall phase formation in three-dimensional topological insulator thin films	17:20–17:40
Zhevstovskikh I.V.	NM-13 Influence of defects on the optical and elastic properties of topological insulator Bi _{1.5} Sb _{0.5} Te _{1.8} Se _{1.2}	17:40–18:00

**Meeting dedicated to the memory
of K.A. Kikoin
and V.Ya. Demikhovsky**

Banquet

Friday, February 23, 2018

Section XII

Cinema Hall

Chairman	Val'kov Valerij Vladimirovich	09:30–11:40
Mel'nikov A.S. (invited)	NM-26 Induced superconductivity in low dimensional electronic systems	09:30–10:00
Devyatov E.V. (invited)	L-10 Proximity-induced superconductivity within the edge conducting state in InAs/GaSb and BiTe topological systems	10:00–10:30
Caprara S. (invited)	NM-15 Charge density waves rule the phase diagram of cuprates	10:30–11:00
Charikova T.B.	NM-42 Anisotropy of the Hall effect in the antiferromagnet-superconductor quantum phase transition region in Nd _{2-x} Ce _x CuO ₄ + δ	11:00–11:20
Zlotnikov A.O.	L-17 Quantum topological transitions in the coexistence phase of chiral superconductivity and non-collinear magnetism of strongly correlated systems	11:20–11:40

Friday, February 23, 2018

Section XIII

Concert Hall

Chairman	Yakunin Mikhail Viktorovich	10:00–11:40
Paprotskij S.K. (invited)	L-37 Conductivity of diamond Schottky barrier diodes	10:00–10:30
Orlov L.K. (invited)	L-36 Electron tunneling transfer through boundary in strong field in quantum heterostructures	10:30–11:00
Korobejnikov I.V.	NM-17 Dramatic Changes in Thermoelectric Power of Germanium under Pressure: Printing n-p Junctions by Applied Stress	11:00–11:20
Tikhomirova G.V.	NM-38 Comparative studies of the transport phenomena in graphites of various types under high pressures	11:20–11:40

Coffee break

Friday, February 23, 2018

Section XIV

Cinema Hall

Chairman	Caprara Sergio	12:00–14:00
Zytkiewicz Z.R. (invited)	L-20 An impact of the native Si-N interlayer on properties of GaN nanowires grown catalyst-free on Si by MBE	12:00–12:30
Kaminska A. (invited)	L-23 Experimental and theoretical analysis of optical properties of GaN/AlN multi-quantum wells - high pressure and time resolved study	12:30–13:00
Kowalski B.J. (invited)	L-25 Cathodoluminescence microscopy of GaN/AlGaIn nanorods	13:00–13:30
Sobanska M.M. (invited)	L-44 RHEED studies for the insight into the nucleation mechanism of GaN nanowires grown by PAMBE	13:30–14:00

Dinner

Friday, February 23, 2018

Section XV

Cinema Hall

Chairman	Zajtsev-Zotov Sergej Vladimirovich	16:00–18:10
Al'perovich V.L. (invited)	L-1 Electron transfer through semiconductor-vacuum interface: photoemission from GaAs(Cs,O)	16:00–16:30
Grebennikov V.I.	NM-7 Photoemission spectroscopy of thin CZTSe films under laser irradiation	16:30–16:50
Tereschenko O.E.	L-49 The role of final and initial states in the photoemission of thermalized electrons	16:50–17:10
Tereschenko O.E.	NM-37 Spin polarization and spin-dependent effects in the crystalline topological insulator PbSnTe	17:10–17:30

Rusinov I.P.	NM-33 Electronic band structure and topological properties of KNa_2Bi , K_3Bi , Rb_3Bi , BiTeX ($X=\text{I,Cl,Br}$) compounds.	17:30–17:50
Shustin M.S.	L-53 Majorana zero modes in finite quantum wires with electronic correlations	17:50–18:10

Supper

Friday, February 23, 2018

Section XVI

Cinema Hall

Chairman	Drichko Irina L'vovna	19:10–20:00
Govorkova T.E.	T-6 Observating the low-temperature magnetic ordering of electrons belonging to hybridized states of the iron and cobalt impurities of low concentration (<0.1at.%) in the HgSe crystals	19:10–19:30
Okulov V.I. (invited)	T-16 Contribution of surface equilibrium electronic currents to galvanomagnetic effects	19:30–20:00

Final sitting

Тезисы докладов

Abstracts

Содержание

Электронные свойства низкоразмерных систем

Electron properties of Low-Dimensional systems

75

L-1

Перенос электронов через границу полупроводник-вакуум:
фотоэмиссия из GaAs(Cs,O)

Альперович В.Л., Журавлев А.Г.

Electron transfer through semiconductor-vacuum interface:
photoemission from GaAs(Cs,O)

Alperovich V.L., Zhuravlev A.G.76

L-2

Квантовый эффект Холла в условиях смешивания уровней
Ландау из-за спин-орбитального взаимодействия в
наноструктурах n- In_{0.9}Ga_{0.1}As/In_{0.81}Al_{0.19}As

*Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Ильченко Е.В., Неверов В.Н.,
Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.*

Quantum Hall effect under conditions of Landau-level mixing due to
spin-orbit interaction in a n- InGaAs/InAlAs nanostructures

*Arapov Y.G., Gudina S.V., Ilchenko E.V., Neverov V.N., Shelushinina N.G.,
Yakunin M.V., Vasilevskii I.S., Vinichenko A.N.*78

L-3

Магнитополевая зависимость эффекта анизотропии сопротивления в продольном поле в 2D гетероструктурах InGaAs/GaAs при различных значениях температуры

Боголюбский А.С., Неверов В.Н., Гудина С.В., Якунин М.В.

The magnetic field dependence of the resistance anisotropy effect in a longitudinal field in 2D InGaAs / GaAs heterostructures at different temperatures

Bogolyubskij A.S., Neverov V.N., Gudina S.V., Yakunin M.V......80

L-4

Токовый шум на геликоидальном краю из-за рассеяния на магнитных примесях

Курилович В.Д., Курилович П.Д., Бурмистров И.С., Гольдштейн М., Гефен Ю.

Transport and current noise in 2D topological insulators doped with magnetic impurities

Kurilovich V.D., Kurilovich P.D., Burmistrov I.S., Gol'dshtejn M., Gefen Yu......82

L-5

Индукцированные микроволновым излучением состояния с нулевым сопротивлением в двумерной электронной системе с одномерной периодической модуляцией

Быков А.А., Сtryгин И.С., Горан А.В., Калагин А.К., Родякина Е.Е., Латышев А.В.

Microwave-induced zero-resistance states in two-dimensional electron systems with unidirectional periodic modulation

Bykov A.A., Strygin I.S., Goran A.V., Kalagin A.K., Rodyakina E.E., Latshev A.V......84

L–6

Индукцированные микроволновым излучением состояния с нулевым сопротивлением в высокоподвижной двух-подзонной электронной системе

Быков А.А., Горан А.В., Бакаров А.К.

Microwave-induced zero-resistance states in high-mobility two-subband electron system

Bykov A.A., Goran A.V., Bakarov A.K.85

L–7

Особенности электронных свойств наноустройств с неаналитичными токовыми каналами

Вальков В.В., Федосеев А.Д.

Peculiarities of the electron properties of the nanodevices with the nonanalytical current channels

Val'kov V.V., Fedoseev A.D.86

L–8

Многочастичная делокализация

Горный И.В.

Many-body delocalization

Gornuj I.V.87

L–9

Крупномасштабный примесный потенциал в квантовых ямах теллурида ртути с инвертированной зонной структурой: квантовый эффект Холла

Гудина С.В., Ильченко Е.В., Неверов В.Н., Подгорных С.М., Попов М.Р., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.

Large-scale impurity potential in mercury telluride quantum wells with inverted band structure: quantum Hall effect

Gudina S.V., Il'chenko E.V., Neverov V.N., Podgornyh S.M., Popov M.R., Shelushinina N.G., Yakunin M.V., Dvoretzky S.A., Mihajlov N.N.88

L–10

Индукцированная эффектом близости сверхпроводимость в краевых состояниях топологических систем InAs/GaSb и Bi₂Te₃
Девятков Э.В.

Proximity-induced superconductivity within the edge conducting state in InAs/GaSb and BiTe topological systems

Devyatov E.V.90

L–11

Частотная зависимость высокочастотной проводимости в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в диапазоне частот от 30 до 1500 МГц

Дмитриев А.А., Дричко И.Л., Смирнов И.Ю., Малыш В.А., Н. von Kanel, M. Kummer, G. Isella, D. Chrastina, Гальперин Ю.М.

Frequency dependence of AC conductance in quantum Hall effect regime at 30–1500 MHz

Dmitriev A.A., Drichko I.L., Smirnov I.Yu., Malysh V.A., N. von Kanel, M. Kummer, G. Isella, D. Chrastina, Gal'perin Y.M......92

L–12

Нелинейная динамика доменов в состояниях с нулевым сопротивлением

Дмитриев И.А.

Nonlinear dynamics of domains in zero resistance states

Dmitriev I.A.94

L–13

Аномальный эффект Холла в металлах со слабыми примесями
Адо И.А., Дмитриев И.А., Островский П.М., Титов М.

Anomalous Hall effect in metals with weak impurities

Ado I.A., Dmitriev I.A., Ostrovskij P.M., Titov M.96

L-14

Особенности АС-проводимости в широкой квантовой яме n-AlGaAs/GaAs/AlGaAs в магнитном поле

И.Л. Дричко, И.Ю. Смирнов, М.О. Нестоклон, А.В. Суслов, D. Kamburov, K.W. Baldwin, K.W. West, L.N. Pfeiffer, Л.Е. Голуб

Peculiarities of AC conductance in wide n-AlGaAs/GaAs/AlGaAs quantum well in a magnetic field

I.L. Drichko, I.Yu. Smirnov, M.O. Nestoklon, A.V. Suslov, D. Kamburov, K.W. Baldwin, K.W. West, L.N. Pfeiffer, L.E. Golub98

L-15

Краевые фотогальванические токи в двумерных системах

Дурнев М.В., Тарасенко С.А.

Edge photogalvanic currents in two-dimensional systems

Durnev M.V., Tarasenko S.A.100

L-16

Одномерные электронные системы – от тонких трехмерных кристаллов к атомным цепочкам и топологическим материалам

Зайцев-Зотов С.В.

One-dimensional electronic systems: from thin 3d crystals to atomic chains and topological matter

Zajcev-Zotov S.V.102

L-17

Квантовые топологические переходы в фазе сосуществования киральной сверхпроводимости и неколлинеарного магнетизма сильно коррелированных систем

Вальков В.В., Злотников А.О.

Quantum topological transitions in the coexistence phase of chiral superconductivity and non-collinear magnetism of strongly correlated systems

Val'kov V.V., Zlotnikov A.O.104

L-18

Anisotropic and nonequilibrium transport in a two-dimensional electron gas

Zudov M.106

L-19

Fine structure of MIRO

Shi Q., Zudov M., Dmitriev I., Baldwin K., Pfeiffer L., West K.108

L-20

An impact of the native Si-N interlayer on properties of GaN nanowires grown catalyst-free on Si by MBE

Zytkiewicz Z.R., Sobanska M., Wierzbička A., Klošek K.110

L-21

Квантовый эффект Холла в системах InGaAs/InAlAs с высоким содержанием InAs: роль спин-орбитального взаимодействия

Ильченко Е.В., Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Неверов В.Н., Савельев А.П., Подгорных С.М., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.

Quantum Hall effect in the InGaAs/InAlAs structures with high InAs content: the role of spin-orbit interaction

Il'chenko E.V., Arapov Yu.G., Gudina S.V., Neverov V.N., Savel'ev A.P., Podgornyh S.M., Shelushinina N.G., Yakunin M.V., Vasil'evskij I.S., Vinichenko A.N.112

L-22

Эволюция туннельной проводимости сверхрешеток GaAs/AlAs с электрическими доменами

Алтухов И.В., Казан М.С., Папроцкий С.К., Хвальковский Н.А., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.

Evolution of tunneling conductivity of GaAs/AlAs superlattices with electrical domains

Altuhov I.V., Kagan M.S., Paprockij S.K., Hval'kovskij N.A., Vasil'evskij I.S., Vinichenko A.N.114

L-23

Experimental and theoretical analysis of optical properties of GaN/AlN multi-quantum wells - high pressure and time resolved study

Kaminska A., Strak P., Korona K.P., Monroy E., Krukowski S.115

L-24

Краевой геликоидальный транспорт в двумерном вейлевском полуметалле в HgTe квантовой яме, индуцированный магнитным полем

Квон З.Д.

Edge helical transport in two-dimensional Weyl semimetal, induced by magnetic field

Kwon Z.D.117

L-25

Cathodoluminescence microscopy of GaN/AlGaIn nanorods

Kowalski B.J., Reszka A., Korona K.P., Kret S., Bozek R., Tchuichulashvili G., Pieniżek A., Sobanska M., Klosek K., Zytikiewicz Z.R.119

L-26

Спиновая поляризация поверхностных электронов в трехмерном топологическом изоляторе на основе HgTe

Козлов Д.А., Maier H., Savchenko M.L., Ziegler J., Fischer R., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Weiss D.

Spin Polarization of Dirac Electrons on the Surface of Three-Dimensional Topological Insulator

Kozlov D.A., Maier H., Savchenko M.L., Ziegler J., Fischer R., Kwon Z.D., Mihajlov N.N., Dvoretzky S.A., Weiss D.121

L-27

Электропроводность, термоэлектрические, оптические свойства и ЭПР в керамических образцах $\text{CuCr}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$

Кульбачинский В.А., Кытин В.Г., Кондратьева Д.Ю., Зайцев В.Б., Павликов А.В., Константинова Е.А., Григорьев А.Н., Манкевич А.С., Корсаков И.Е.

Conductivity, thermoelectrical, optical properties and EPR in ceramic $\text{CuCr}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ samples

Kul'bachinskij V.A., Kytin V.G., Kondrat'eva D.Yu., Zajcev V.B., Pavlikov A.V., Konstantinova E.A., Grigor'ev A.N., Mankevich A.S., Korsakov I.E.123

L-28

Прыжковая дырочная проводимость в керамических образцах $\text{CuCr}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$

Кытин В.Г., Кульбачинский В.А., Кондратьева Д.Ю., Павликов А.В., Григорьев А.Н., Мацкевич А.С., Корсаков И.Е.

Hopping conductivity of holes in $\text{CuCr}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ceramic samples

Kytin V.G., Kul'bachinskij V.A., Kondrat'eva D.Yu., Pavlikov A.V., Grigor'ev A.N., Mackevich A.S., Korsakov I.E.125

L-29

Магнитное упорядочение в гетероструктурах на основе арсенида галлия с дельта-слоем марганца различной концентрации

Луговых А.М., Говоркова Т.Е., Чарикова Т.Б., Окулов В.И., Моисеев К.Д., Кудрявцев Ю.А.

Magnetic ordering in heterostructures based on gallium arsenide with a delta layer of manganese of various concentrations

Lugovyh A.M., Govorkova T.E., Charikova T.B., Okulov V.I., Moiseev K.D., Kudryavcev Yu.A.127

L-30

Энергетический спектр носителей тока в квантовых ямах HgTe: мифы и реальность. (третья серия)

Миныхов Г.М., Шерстобитов А.А., Рут О.Э., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.

The energy spectrum of the carriers in HgTe quantum wells: "Myth and Realities". (third seria)

Min'kov G.M., Sherstobitov A.A., Rut O.E.H., Mikhailov N.N., Dvoretky S.A. 129

L-31

Корреляционное автоограничение роста электронной подвижности 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов в тонких легированных слоях

Михеев В.М.

Correlation auto-restriction of the growth of electron mobility of 2D electrons in scattering by a correlated distribution of impurity ions in thin doped layers

Miheev V.M. 131

L-32

Управление зонной структурой гибридной e-h системы на разьединенной гетерогранице II типа

Моисеев К.Д., Березовец В.А., Парфеньев Р.В., Михайлова М.П., Голеницкий К.Ю., Аверкиев Н.С.

Band-structure tailoring in a hybridized e-h system at type II broken-gap heterointerface

Moiseev K.D., Berezovec V.A., Parfen'ev R.V., Mikhailova M.P., Golenickij K.Yu., Averkiev N.S. 132

L–33

Спектр валентной зоны квантовой ямы HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой в модели «петли экстремумов»

Неверов В.Н., Шелушинина Н.Г., Боголюбский А.С.

Valence band spectrum of the HgTe/HgCdTe quantum well with an inverted band structure in the "extremum loop" model

Neverov V.N., Shelushinina N.G., Bogolyubskij A.S......134

L–34

Эффекты атомарной структуры интерфейсов в полупроводниковых наносистемах

Нестоклон М.О.

Effects induced by atomistic structure of interfaces in semiconductor nanosystems

Nestoklon M.O......136

L–35

Особенности туннельного выброса электронов из квантовых точек в диодной структуре InAs/GaAs

Орлов М.Л., Волкова Н.С., Ивина Н.Л., Орлов Л.К.

The features of electron tunneling transfer from quantum dots in InAs/GaAs diode structure

Orlov M.L., Volkova N.S., Ivina N.L., Orlov L.K.137

L–36

Туннельный перенос электронов через границу в сильных полях в квантовых гетерокомпозициях

Орлов Л.К.

Electron tunneling transfer through boundary in strong field in quantum heterostructures

Orlov L.K......139

L-37

Проводимость алмазных диодных структур с барьером Шоттки
Алтухов И.В., Кэган М.С., Папроцкий С.К., Родионов Н.Б.,
Большаков А.П., Ральченко В.Г., Хмельницкий Р.А.

Conductivity of diamond Schottky barrier diodes

Altuhov I.V., Kagan M.S., Paprockij S.K., Rodionov N.B., Bol'shakov A.P.,
Ral'chenko V.G., Hmel'nickij R.A.141

L-38

Оптические свойства керамики $\text{CaMoO}_4:\text{Bi}$

Парулин Р.А., Тимошенко И.В., Кузнецова Ю.А., Зацепин А.Ф.,
Буянова Е.С., Михайловская З.А., Кубиси М.

Optical properties of $\text{CaMoO}_4:\text{Bi}$ ceramics

Parulin R.A., Timoshenko I.V., Kuznecova Yu.A., Zacepin A.F.,
Buyanova E.S., Mihajlovskaya Z.A., Kubisi M.142

L-39

Transport through quantum Hall edges with neutral modes

Polyakov D.G.144

L-40

Особенности магнитотранспорта в двойной квантовой яме
 $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ со спектром двуслойного графена

Попов М.Р., Якунин М.В., Подгорных С.М., Криштопенко С.С., Терре Ф.,
Jouault B., Desrat W., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.

Magnetotransport features in the $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ double quantum well
 with a spectrum of bilayer graphene

Popov M.R., Yakunin M.V., Podgornyh S.M., Krishtopenko S.S., Terpe F.,
Jouault B., Desrat W., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A.145

L-41

Аномальный и топологический эффект Холла

Рожанский И.В., Денисов К.С.

Anomalous and Topological Hall effect

Rozhanskij I.V., Denisov K.S.147

L-42

Нелинейная зависимость спин-орбитального и зеемановского членов от волнового вектора в модели Кейна

Румянцев Е.Л., Кунавин П.Е.

Nonlinear dependence of spin-orbit and Zeeman terms on the wave vector in the Kane modelave

Rumyantsev E.L., Kunavin P.E.149

L-43

Емкостная спектроскопия системы бесщелевых дираковских фермионов в квантовой яме HgTe

Савченко М.Л., Козлов Д.А., Ziegler J., Кwon З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Weiss D.

Capacitance spectroscopy of Dirac fermions in HgTe quantum well

Savchenko M.L., Kozlov D.A., Ziegler J., Kwon Z.D., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A., Weiss D.151

L-44

RHEED studies for the insight into the nucleation mechanism of GaN nanowires grown by PAMBE

Sobanska M., Zytikiewicz Z.R., Klosek K., Tchutchulashvili G.152

L-45

Оптическая спектроскопия гетеропереходов GaN/AlGaN рекордного качества

Соловьев В.В., Schmult S., Кукушкин И.В.

Optical spectroscopy of GaN/AlGaN heterojunctions of record quality

Solov'ev V.V., Schmult S., Kukushkin I.V.154

L-46

Эффект Холла в прыжковой проводимости

Степина Н.П., Шумилин А.В., Ненашев А.В., Двуреченский А.В.

Hall Effect in hopping

Stepina N.P., Shumilin A.V., Nenashev A.V., Dvurechenskij A.V.156

L-47

Нулевое дифференциальное сопротивление двумерного электронного газа в одномерном периодическом потенциале при больших факторах заполнения

Стрыгин И.С., Горан А.В., Родякина Е.Е., Быков А.А., Майер В., Виткалов С.А.

Zero Differential Resistance of a Two-Dimensional Electron Gas in a One-Dimensional Periodic Potential at High Filling Factors

Strygin I.S., Goran A.V., Rodyakina E.E., Bykov A.A., Majer V., Vitkalov S.A.158

L-48

Эффекты дрожащего движения свободных носителей заряда в полупроводниковых системах

Тарасенко С.А.

Zitterbewegung of free carriers in semiconductor systems

Tarasenko S.A......159

L-49

Роль конечных и начальных состояний в фотоэмиссии термализованных электронов

Кудлаев Я.В., Назаров Н.А., Голяшов В.А., Терещенко О.Е.

The role of final and initial states in the photoemission of thermalized electrons

Kudlaev Ya.V., Nazarov N.A., Golyashov V.A., Tereshchenko O.E.160

L-50

Киральные фотонные структуры для компактных источников циркулярно-поляризованного света

Тиходеев С.Г.

Chiral photonic structures for compact sources of circularly polarized light

Tihodeev S.G......162

L-51

Размерный эффект в электронных свойствах тонких пленок Bi_2Se_3

Чистяков В.В., Huang J.C.A., Наумов С.В., Перевозчикова Ю.А., Марченкова Е.Б., Доможирова А.А., Eisterer M., Марченков В.В.

Size effect in the electronic properties of thin films of Bi_2Se_3

Chistyakov V.V., Huang J.C.A., Naumov S.V., Perevozchikova Yu.A., Marchenkova E.B., Domozhirova A.A., Eisterer M., Marchenkov V.V......164

L-52

Изучение магнитотранспортных свойств макроскопически неоднородной двумерной системы

Шуплецов А.В., Нунупаров М.С., Кунцевич А. Ю.

Magnetotransport measurements of macroscopically inhomogeneous 2D system

Shuplecov A.V., Nunuparov M.S., Kuncsevich A. Yu.166

L-53

Майорановские моды в квантовых проволоках конечной длины с электронными корреляциями

Вальков В.В., Мицкан В.А., Шустин М.С.

Majorana zero modes in finite quantum wires with electronic correlations

Val'kov V.V., Mickan V.A., Shustin M.S.168

L-54

Аномалии квантового магнитотранспорта в двойной квантовой яме $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ и их эволюция в перпендикулярном электрическом поле

Якунин М.В., Подгорных С.М., Попов М.Р., Криштопенко С.С., Терпе Ф., Jouault B., Desrat W., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.

Anomalous quantum magnetotransport in the $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ double quantum well and its evolution in a perpendicular electric field

Yakunin M.V., Podgornyh S.M., Popov M.R., Krishtopenko S.S., Terpe F., Jouault B., Desrat W., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A.170

Структура и свойства полупроводников с примесями переходных элементов**Structure and properties of semiconductors with transition metal impurities**

172

T-1

Статический эффект Яна-Теллера в полупроводниках
Аверкиев Н.С.

Static Jahn-Teller effect in semiconductors

Averkiev N.S. 173

T-2

Структура, магнитные и магнитотранспортные свойства ТИ
 Bi_2Se_3 с примесью европия

*Аронзон Б.А., Овешников Л.Н., Селиванов Ю.Г., Чижевский Е.Г.,
Каратеев И.А., Васильев А.Л.*

Structure, magnetic and magnetotransport properties of TI Bi_2Se_3 with
magnetic impurities

*Aronzon B.A., Oveshnikov L.N., Selivanov Yu.G., Chizhevskij E.G., Karateev
I.A., Vasil'ev A.L.* 175

T-3

Влияние кулоновских корреляций на спектры донорно-
акцепторной люминесценции

*Богословский Н.А., Петров П.В., Иванов Ю.Л., Цэндин К.Д.,
Аверкиев Н.С.*

Influence of Coulomb correlations on the donor-acceptor lumines-
cence spectra

Bogoslovskij N.A., Petrov P.V., Ivanov Yu.L., Cehndin K.D., Averkiev N.S. 177

Т–4

МРЭ и магнитопоглощение в ИК-области для феррит-шпинели CoFe_2O_4

Бучкевич А.А., Сухоруков Ю.П., Телегин А.В., Бессонов В.Д.

MRE and magnetoabsorption in infrared region for ferrite-spinel CoFe_2O_4

Buchkevich A.A., Suhorukov Yu.P., Telegin A.V., Bessonov V.D.179

Т–5

Магнитное упорядочение и электронная структура лантанодосодержащих дихалькогенидов таллия

Вязовская А.Ю.

Magnetic order and electronic structure of lanthanide-containing thallium dichalcogenides

Vyazovskaya A.Yu.181

Т–6

Наблюдение низкотемпературного магнитного упорядочения электронов гибридизированных состояний примесей железа и кобальта низкой концентрации (< 0.1 at.%) в кристалле HgSe

Говоркова Т.Е., Окулов В.И., Паранчич Л.Д.

Observing the low-temperature magnetic ordering of electrons belonging to hybridized states of the iron and cobalt impurities of low concentration (< 0.1 at.%) in the HgSe crystals

Govorkova T.E., Okulov V.I., Paranchich L.D.182

Т–7

Red phosphors based on Mn^{4+} doped lattices

Grinberg M., Mahlik S., Leśniewski T., Lazarowska A. ,

Ye Jin, Ru-Shi Liu184

Т–8

Проявление экситонов в спектрах люминесценции твёрдых растворов

Груздев Н.Б., Соколов В.И., Чурманов В.Н., Пустоваров В.А., Иванов В.Ю.

The Manifestation of Excitons in Luminescence Spectra of Solid Solutions

Gruzdev N.B., Sokolov V.I., Churmanov V.N., Pustovarov V.A., Ivanov V.Yu.186

Т–9

Гальваномагнитные свойства и электронная структура сплавов $Pb_{1-y}Ni_yTe$

Скипетров Е.П., Ковалев Б.Б., Шевченко И.В., Константинов Н.С., Ржевский В.В., Слынько В.Е.

Galvanomagnetic properties and electronic structure of $Pb_{1-y}Ni_yTe$ alloys

Skipetrov E.P., Kovalev B.B., Shevchenko I.V., Konstantinov N.S., Rzhhevskij V.V., Slyn'ko V.E.188

Т–10

Кинетика изменения концентраций магнитных ионов примеси при легировании в сплавах $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$

Скипетров Е.П., Константинов Н.С., Скипетрова Л.А., Кнотько А.В., Слынько В.Е.

The kinetics of changes in magnetic ion concentrations with doping in $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$ alloys

Skipetrov E.P., Konstantinov N.S., Skipetrova L.A., Knot'ko A.V., Slyn'ko V.E.190

Т–11

Рамановский спектр оксиортосиликата Lu_2SiO_5 : ab initio расчет

Назипов Д.В., Никифоров А.Е.

Raman spectrum of oxyorthosilicate Lu_2SiO_5 : ab initio calculation.

Nazipov D.V., Nikiforov A.E.192

T-12

Магнитная восприимчивость бесщелевых полупроводников
Подгорных С.М., Якунин М.В.

Magnetic susceptibility of the gapless semiconductors

Podgornyy S.M., Yakunin M.V.194

T-13

Численное моделирование с помощью специализированных программных пакетов. Где лежат "грабли" и находятся "ловушки".

Подольская Н.И.

Numerical simulations by specialized software packages.

Podol'skaya N.I.195

T-14

Нейтроннографическое исследование реальной структуры объёмных кубических кристаллов халькогенидов цинка, легированных 3d- примесью с сильным дестабилизирующим влиянием на исходную решётку

Суркова Т.П., Максимов В.И., Максимова Е.Н.

Neutron diffraction study of the real structure of bulk cubic crystals of zinc chalcogenides doped by 3d impurity with strong destabilizing effect on the initial lattice

Surkova T.P., Maksimov V.I., Maksimova E.N.197

T-15

Неоднородно деформированное состояние структуры кристаллов разбавленных магнитных полупроводников ZnSe:Co

Суркова Т.П., Максимов В.И., Максимова Е.Н.

Inhomogeneously deformed state of the crystal structure of ZnSe: Co dilute magnetic semiconductors

Surkova T.P., Maksimov V.I., Maksimova E.N.199

T-16

Вклад поверхностных равновесных электронных токов в гальваномагнитные эффекты

Окулов В.И., Памятных Е.А.

Contribution of equilibril surface electron currents in galvanomagnetic effects

Okulov V.I., Pamiatnykh E.A.201

Новые электронные явления и материалы

New electronic phenomena and materials

203

NM-1

О возможности реализации фазы полуметалла Вейля в HgSe с низкой концентрацией электронов

Бобин С.Б., Лончаков А.Т., Дерюшкин В.В., Неверов В.Н.

Effective mass and nontrivial Berry phase in mercury selenide with low electron concentration

Bobin S.B., Lonchakov A.T., Deryushkin V.V., Neverov V.N.204

NM-2

Эффективная масса и нетривиальная фаза Берри в селениде ртути с низкой концентрацией электронов

Лончаков А.Т., Бобин С.Б., Дерюшкин В.В., Неверов В.Н.

Novel magnetotransport properties of HgSe crystals with low electron concentration

Lonchakov A.T., Bobin S.B., Deryushkin V.V., Neverov V.N.206

NM-3

Транспорт экситонов в двумерных полупроводниковых наносистемах

Глазов М.М.

Transport of excitons in two-dimensional semiconductor nanosystems

Glazov M.M.208

NM-4

Wide band gap oxides – from applications in electronics to biology and medicine

Godlewski M., Kaszewski J., Pietruszka R., Witkowski B.S., Słowska A., Cymerys J., Kielbik P., Godlewski M.M.210

NM-5

Синтез и свойства монокристаллов перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$

Аникеева В.Е., Машарин М.А., Семенова О.И., Голяшов В.А., Терещенко О.Е.

Synthesys and proterties of $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ perovskite single crystals

Anikeeva V.E., Masharin M.A., Semenova O.I., Golyashov V.A., Tereshchenko O.E.212

NM-6

Градиент состава и p-n переход в топологических изоляторах $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_3$

Голяшов В.А., Кох К.А., Терещенко О.Е.

Composition grading and p-n transition in $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_3$ topological insulators

Golyashov V.A., Koh K.A., Tereshchenko O.E.214

NM-7

Фотоэмиссионная спектроскопия тонких пленок CZTSe при лазерном облучении

Гребенников В.И., Кузнецова Т.В.

Photoemission spectroscopy of thin CZTSe films under laser irradiation

Grebennikov V.I., Kuznecova T.V.216

NM-8

Self-assembly in the systems of magnetic ellipsoidal nanoparticles

Gudkova A.V., Pyanzina E.S.218

NM-9

Выращивание гетеро- и наноструктур HgCdTe методом МЛЭ
Дворецкий С.А., Варавин В.С., Михайлов Н.Н., Ремесник В.Г.,
Сабина И.В., Сидоров Ю.Г., Сидоров Г.Ю., Швец В.А., Якушев М.В.

Surface structure, electrical resistivity, and galvanomagnetic properties of PtSn₄ single crystal

Dvoretsky S.A., Varavin V.S., Mikhailov N.N., Remesnik V.G., Sabinina I.V., Sidorov Yu.G., Sidorov G.Yu., Shvec V.A., Yakushev M.V.220

NM-10

Обнаружение квантового аномального эффекта Холла в образцах HgSe с низкой концентрацией электронов

Лончаков А.Т., Дерюшкин В.В., Бобин С.Б., Неверов В.Н.

Revealing quantum anomalous Hall effect in HgSe samples with low electron concentration

Lonchakov A.T., Deryushkin V.V., Bobin S.B., Neverov V.N.222

NM-11

Структура поверхности, электросопротивление и гальваномагнитные свойства монокристалла PtSn₄

Доможирова А.Н., Чистяков В.В., Наумов С.В., Патраков Е.И., Марченкова Е.Б., Марченков В.В.

Surface structure, electrical resistivity, and galvanomagnetic properties of PtSn₄ single crystal

Domozhirova A.N., Chistyakov V.V., Naumov S.V., Patrakov E.I., Marchenkova E.B., Marchenkov V.V.224

NM-12

Двумерные магнитные изоляторы и топологические гетероструктуры на их основе

Еремеев С.В., Чулков Е.В.

Two-dimensional magnetic insulators and topological heterostructures built on these materials

Eremeev S.V., Chulkov E.V.226

NM-13

Влияние дефектов на оптические и упругие свойства топологического изолятора $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$

Жевстовских И.В., Поносов Ю.С., Титова С.Г., Гудков В.В., Сарычев М.Н., Кузнецова Т.В., Кох К.А., Терещенко О.Е.

Influence of defects on the optical and elastic properties of topological insulator $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$

Zhevstovskih I.V., Ponosov Yu.S., Titova S.G., Gudkov V.V., Sarychev M.N., Kuznecova T.V., Koh K.A., Tereshchenko O.E......228

NM-14

Can We Explain Site Occupation Preferences in Tetrahedral Networks Only by Cohesive Energies of Atomic Configurations?

Zajdel P., Robouch B.V., Kisiel A., Marcelli A......230

NM-15

Dynamical charge density waves rule the phase diagram of cuprates

Caprara S., Di Castro C., Seibold G. and Grilli M.232

NM-16

Наномеханика графена

Качоровский В.Ю., Бурмистров И.С., Горный И.В., Мирлин А.Д.

Nanomechanics of graphene

Kachorovskij V.Yu., Burmistrov I.S., Gornyi I.V., Mirlin A.D......233

NM-17

Сильные изменения термоЭДС германия под давлением: Печать n-p переходов с использованием механического напряжения

Коробейников И.В., Морозова Н.В., Овсянников С.В.

Dramatic Changes in Thermoelectric Power of Germanium under Pressure: Printing n-p Junctions by Applied Stress

Korobejnikov I.V., Morozova N.V., Ovsyannikov S.V......235

NM-18

Влияние концентрации галлия на структурное качество, электронную структуру и динамику решетки монокристаллов $\text{Cu}(\text{In,Ga})\text{Se}_2$

Кузнецова Т.В., Гребенников В.И., Поносов Ю.С., Pogue E., Rockett A., Якушев М.В.

The effect of gallium concentration on the structural quality, electronic structure, and lattice dynamics of $\text{Cu}(\text{In, Ga})\text{Se}_2$ single crystals.

Kuznetsova T.V., Grebennikov V.I., Ponosov Yu.S., Pogue E., Rockett A., Yakushev M.V.236

NM-19

Особенности уравнения непрерывности для электронной плотности в модели Кейна

Кунавин П.Е., Румянцев Е.Л.

The peculiarities of probability continuous equation in Kane model

Kunavin P.E., Rutyancev E.L.238

NM-20

Топологический изолятор Bi_2Se_3 - технология и свойства

Кунцевич А.Ю., Селиванов Ю.Г., Мартовицкий В.П.

Topological Insulator material Bi_2Se_3 - technology and properties

Kuncsevich A.Yu., Selivanov Yu.G., Martovickij V.P.240

NM-21

Транспорт вдоль геликоидального края при наличии рассеяния на магнитной примеси: влияние локальной анизотропии

Курилович В.Д., Курилович П.Д., Бурмистров И.С., Гольдштейн М.

Helical edge transport in the presence of a magnetic impurity: influence of the local anisotropy

Kurilovich V.D., Kurilovich P.D., Burmistrov I.S., Gol'dshtejn M.241

NM-22

Транспорт вдоль геликоидального края при наличии рассеяния на магнитной примеси

Курилович П.Д., Курилович В.Д., Бурмистров И.С., Гольдштейн М.

Helical edge transport in the presence of magnetic impurity scattering

*Kurilovich P.D., Kurilovich V.D., Burmistrov I.S., Gol'dshtejn M.*243

NM-23

Гигантская термоэдс и особенности магниторезонансных явлений в Al_2O_3 и SiO_2 с распределенными в них наночастицами Co

Лащкарев Г.В., Радченко М.В., Дмитриев А.И., Бугаева М.Е., Байбара А.Е., Стори Т., Кнофф В., Неделько Н., Стельмах Я.А., Крушинская Л.А.

The giant thermoelectric power and the features of magnetic resonance phenomena in Al_2O_3 and SiO_2 with distributed Co nanoparticles

*Lashkarev G.V., Radchenko M.V., Dmitriev A.I., Bugaeva M.E., Bajbara A.E., Stori T., Knoff V., Nedel'ko N., Stel'mah Ya.A., Krushinskaya L.A.*245

NM-24

Магнитные и электрические свойства спинового бесщелевого полупроводникового сплава на основе Mn_2CoAl

Марченков В.В., Коуров Н.И., Перевозчикова Ю.А., Терентьев П.Б., Eisterer M.

Magnetic and electric properties of Mn_2CoAl -based spin gapless semiconductor

*Marchenkov V.V., Kourov N.I., Perevozchikova Yu.A., Terent'ev P.B., Eisterer M.*247

NM-25

Анизотропия оптических свойств лестничных Кагоме соединений $Co_3V_2O_8$ и $Ni_3V_2O_8$

Махнев А.А., Номерованная Л.В., Барило С.Н., Бычков Г.Л., Ширяев С.В.

Anisotropy of the optical properties of the Kagome staircase compounds $Co_3V_2O_8$ and $Ni_3V_2O_8$

*Mahnev A.A., Nomerovannaya L.V., Barilo S.N., Bychkov G.L., Shiryayev S.V.*249

NM–26

Индукцированная сверхпроводимость в низкоразмерных
электронных системах

Мельников А.С., Копасов А.А., Хаймович И.М., Pekola J.

Induced superconductivity in low dimensional electronic systems

Mel'nikov A.S., Kopasov A.A., Hajmovich I.M., Pekola J......251

NM–27

Закономерности формирования фазы квантового спинового
Холла в тонких пленках трехмерных топологических изоляторов
*Меньщикова Т.В., Силкина О.Ю., Силкин И.В., Кузнецов В.М.,
Чулков Е.В.*

Regularities of the quantum spin Hall phase formation in three-
dimensional topological insulator thin films

Men'shchikova T.V., Silkina O.Yu., Silkin I.V., Kuznetsov V.M., Chulkov E.V.253

NM–28

Низкотемпературные магнитные и электрические свойства
полупроводниковых твердых растворов PbSnTe:In

Михайлин Н.Ю., Парфеньев Р.В., Волков М.П., Шамиур Д.В.

Low-temperature magnetic and electrical properties of semiconductor
solid solutions PbSnTe:In

Mihajlin N.Yu., Parfen'ev R.V., Volkov M.P., Shamshur D.V......255

NM–29

Электронные транспортные свойства сплавов Гейслера Co₂FeZ
(Z = Al, Si, Ga, Ge, In, Sn, Sb)

Перевозчикова Ю.А., Коуров Н.И., Eisterer M., Марченков В.В.

Electronic transport properties of Heusler alloys Co₂FeZ (Z=Al, Si,
Ga, Ge, In, Sn, Sb)

Perevozchikova Yu.A., Kourov N.I., Eisterer M., Marchenkov V.V......257

NM–30

Новый антиферромагнитный топологический изолятор
 $\text{MnBi}_2\text{Te}_2\text{Se}_2$

Петров Е.К.

New antiferromagnetic topological insulator $\text{MnBi}_2\text{Te}_2\text{Se}_2$
Petrov E.K.258

NM–31

Электронная структура полупроводниковых халькопиритных и перовскитных соединений для фотовольтаики

Радзивончик Д.И., Широков А.А., Грамотеева Л.Н., Лукоянов А.В., Кузнецова Т.В.

Electronic structure of semiconductor chalcopyrite and perovskite compounds for photovoltaics

Radzivonchik D.I., Shirokov A.A., Gramoteeva L.N., Lukoyanov A.V., Kuznecova T.V.259

NM–32

Site Occupation Preferences of Crystal Ion Distributions

Robouch B.V., Kisiel A., Zajdel P. and Marcelli A.261

NM–33

Электронная структура и топологические свойства соединений KNa_2Bi , K_3Bi , Rb_3Bi , BiTeX ($X=\text{I,Cl,Br}$)

Русинов И.П., Складнева И.Ю., Чулков Е.В.

Electronic band structure and topological properties of KNa_2Bi , K_3Bi , Rb_3Bi , BiTeX ($X=\text{I,Cl,Br}$) compounds.

Rusinov I.P., Sklyadneva I.Yu., Chulkov E.V.263

NM-34

Электрические и магнитные свойства сплава $\text{Ni}_{45}\text{Mn}_{44}\text{In}_{11}$ до и после термобарической обработки

Семянникова А.А., Емельянова С.М., Вишняков А.А., Дьячкова Т.В., Тотюнник А.П., Зайнуллин Ю.Г., Марченков В.В.

Electrical and magnetic properties of $\text{Ni}_{45}\text{Mn}_{44}\text{In}_{11}$ alloy before and after thermobaric treatment

Semyannikova A.A., Emelyanova S.M., Vishnyakov A.A., D'yachkova T.V., Tyutyunnik A.P., Zajnulinn Yu.G., Marchenkov V.V.264

NM-35

Влияние деформации на электронную структуру и топологические свойства соединений $\text{A}_{\text{II}}\text{Mg}_2\text{Bi}_2$ ($\text{A}_{\text{II}}=\text{Mg}, \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$)

Петров Е.К., Силкин И.В., Коротеев Ю.М., Чулков Е.В.

Effect of deformation on the electronic structure and topological properties of the $\text{A}_{\text{II}}\text{Mg}_2\text{Bi}_2$ ($\text{A}_{\text{II}}=\text{Mg}, \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$) compounds

Petrov E.K., Silkin I.V., Koroteev Yu.M., Chulkov E.V.266

NM-36

Исследование спектров фотолюминесценции тонких плёнок и солнечных фотоэлементов на основе соединения $\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$

Сулимов М.А., Якушев М.В., Márquez-Prieto J., Forbes I., Krustok J., Мудрый А.В., Martin R.W.

Photoluminescence study of $\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$ thin films and solar cells

Sulimov M.A., Yakushev M.V., Márquez-Prieto J., Forbes I., Krustok J., Mudryj A.V., Martin R.W.268

NM-37

Спиновая поляризация и спин-зависимые эффекты в кристаллическом топологическом изоляторе PbSnTe

Климов А.Э., Ищенко Д.В., Акимов А.Н., Эпов В.С., Жильцов Н.С., Кавеев А.К., Голяшов В.А., Терещенко О.Е.

Spin polarization and spin-dependent effects in the crystalline topological insulator PbSnTe

Klimov A.E.H., Ishchenko D.V., Akimov A.N., Eпов V.S., Zhil'cov N.S., Kaveev A.K., Golyashov V.A., Tereshchenko O.E.270

NM-38

Сравнительные исследования явлений переноса графита различных типов при высоких давлениях

Тихомирова Г.В., Петросян Т.К., Тебеньков А.В., Суханова Г.В.

Comparative studies of the transport phenomena in graphites of various types under high pressures

Tihomirova G.V., Petrosyan T.K., Teben'kov A.V., Suhanova G.V.272

NM-39

Аномалии гальваномагнитных свойств равновесных сплавов Fe-V-Al с изменением содержания переходных и непереходных металлов в окрестности стехиометрического состава

Усик А.Ю., Говоркова Т.Е., Лончаков А.Т., Марченков В.В., Окулов В.И.

Anomalies of the galvanomagnetic properties of equilibrium Fe-V-Al alloys with a change in transition and nontransition metal content in the vicinity of the stoichiometric composition

Usik A.Yu., Govorkova T.E., Lonchakov A.T., Marchenkov V.V., Okulov V.I.274

NM-40

Связанные состояния дираковских электронов на поверхности Bi₂Se₃

Федотов Н.И., Зайцев-Зотов С.В.

Bound states of Dirac electrons on Bi₂Se₃ surface

Fedotov N.I., Zajcev-Zotov S.V.276

NM-41

Терагерцовая Фотопроводимость в Гетероструктурах на Основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$

Галева А.В., Артамкин А.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р.

Terahertz Photoconductivity in $Hg_{1-x}Cd_xTe$ -Based Heterostructures

Galeeva A.V., Artamkin A.I., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A., Danilov S.N., Ryabova L.I., Hohlov D.R......278

NM-42

Анизотропия эффекта Холла в области квантового фазового перехода антиферромагнетик-сверхпроводник в $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$

Чарикова Т.Б., Шелушинина Н.Г., Петухов Д.С., Клепикова А.С., Петухова О.Е., Иванов А.А.

Anisotropy of the Hall effect in the antiferromagnet-superconductor quantum phase transition region in $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$

Charikova T.B., Shelushinina N.G., Petuhov D.S., Klepikova A.S., Petuhova O.E., Ivanov A.A......280

NM-43

Времяразрешенные спектры задержанной фотопроводимости $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$

Черничкин В.И., Акопян Д.А., Березин Д.В., Долженко Д.Е., Никорич А.В., Слынько Е.И., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р.

Time-resolved spectra of delayed photoconductivity in $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$

Chernichkin V.I., Akopyan D.A., Berezin D.V., Dolzhenko D.E., Nikorich A.V., Slyn'ko E.I., Ryabova L.I., Hohlov D.R......282

NM-44

Влияние стехиометрии и беспорядка на электронную структуру топологического изолятора $PbBi_2Te_{4-x}Se_x$

Швец И.А., Климовских И.И., Алиев З.С., Чулков Е.В.

Influence of stoichiometry and disorder on electronic structure of the $PbBi_2Te_{4-x}Se_x$ topological insulator

Shvec I.A., Klimovskih I.I., Aliev Z.S., Chulkov E.V......284

NM–45

$\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$ – a semiconductor for sustainable thin film solar cells:
optical spectroscopy analysis

Yakushev M.V., Sulimov M.A......286

Авторский указатель **288**

Электронные адреса участников школы **295**



Электронные
свойства низкоразмерных систем

Electron properties of Low-Dimensional systems

L-1

Перенос электронов через границу полупроводник-вакуум: фотоэмиссия из GaAs(Cs,O)

Альперович В.Л.^{1,2}, Журавлев А.Г.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, Пирогова 2

Вопрос о механизмах перехода электронов через границу твердого тела с вакуумом, другими словами, о превращении квазичастицы в кристалле в свободный электрон в вакууме, важен для количественного описания термоэлектронной эмиссии и фотоэмиссии, а также явлений и методов, в которых происходит обратный переход электронов из вакуума в кристалл, таких как дифракция электронов, спектроскопия потерь энергии электронов (EELS), наведенный электронным пучком ток (EBIC). Как правильно рассчитать вероятность перехода электронов через границу? Можно ли использовать для расчета приближение эффективных масс? Какова роль рассеяния импульса и энергии? Убедительных ответов на эти вопросы нет даже для наиболее детально изученных и имеющих большое практическое значение систем, таких как фотокатоды на основе GaAs(Cs,O) с отрицательным эффективным электронным средством (ОЭС). Благодаря высокому квантовому выходу (до $\sim 50\%$), ОЭС-фотокатоды на основе *p*-GaAs(Cs,O) широко используются в фотоумножителях, электронно-оптических преобразователях и источниках ультра-холодных и спин-поляризованных электронов [1]. В последнее время в литературе обсуждается возможность повышения эффективности преобразования солнечной энергии за счет использования "фотонно-усиленной термоэлектронной эмиссии" (photon-enhanced thermionic emission, PETE) из полупроводников с относительно небольшим положительным электронным средством (ПЭС) $\chi^* \sim 0.2-0.4$ эВ [2]. В таких преобразователях эмитируемые в вакуум электроны получают энергию как от фотонов, так и от нагретой решетки, поэтому, согласно теоретическим

оценкам, эффективность преобразования может быть больше (на $\sim 30\%$), чем в солнечных элементах на p - n переходах [2]. Ранее экспериментально показано [3], что реализация преимуществ РЕТЕ-преобразователей на основе Cs/GaAs(001) ограничивается малостью ($\leq 10\%$) вероятности выхода электронов в вакуум. Вопросы о причинах этой малости и о характере зависимости вероятности выхода от сродства остаются открытыми. Для выяснения этих вопросов, с помощью метода спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии, нами изучена эволюция вероятностей выхода горячих (P_h) и термализованных (P_t) электронов из GaAs(Cs,O) при переходе от положительного к отрицательному сродству [4]. Установлено, что при снижении сродства вероятность выхода горячих электронов монотонно возрастает, в то время как вероятность выхода термализованных электронов ведет себя качественно иным образом: проходит через максимум $P_t \approx 6\%$ при $\chi^* = 0.15$ эВ, через глубокий минимум $P_t \approx 1\%$ вблизи нулевого сродства и растет в области ОЭС. Минимум при $\chi^* \approx 0$ обусловлен, по-видимому, эффективным захватом электронов со дна зоны проводимости в объеме GaAs в квантово-размерную подзону в области изгиба зон и необходимостью термоактивации для эмиссии со дна этой подзоны. При дальнейшем снижении уровня вакуума, в области ОЭС $\chi^* < 0$, P_t растет благодаря уменьшению энергии, требуемой для термоактивации. В данной работе приводятся новые экспериментальные данные, подтверждающие нетривиальную зависимость $P_t(\chi^*)$ с минимумом вблизи $\chi^* \approx 0$ и обсуждаются возможные причины различного поведения $P_h(\chi^*)$ и $P_t(\chi^*)$ при переходе от положительного к отрицательному электронному сродству.

[1] O. H. W. Siegmund et al., *Nucl. Instrum. Methods A* **510**, 185 (2003).

[2] J. W. Schwede et al., *Nat. Commun.* **4**, 1576 (2013).

[3] A. G. Zhuravlev et al., *Appl. Phys. Lett.* **105**, 251602 (2014).

[4] А.Г. Журавлев и др., *Письма ЖЭТФ* **105**, 645 (2017).

L-1

Квантовый эффект Холла в условиях смешивания уровней Ландау из-за спин-орбитального взаимодействия в наноструктурах n - $\text{In}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{In}_{0.81}\text{Al}_{0.19}\text{As}$

Арапов Ю.Г.¹, Гудина С.В.¹, Ильченко Е.В.¹, Неверов В.Н.¹,
Подгорных С.М.¹, Шелушина Н.Г.¹, Якунин М.В.¹,
Васильевский И.С.², Виниченко А.Н.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург

²НИЯУ «МИФИ», 115409, Каширское шоссе, 31, Москва

Критическое поведение вблизи делокализованных (протяженных) состояний (ДС) в квантовом эффекте Холла (КЭХ) является предметом неослабевающего интереса вот уже 30 лет. ЦКЭХ демонстрирует универсальное скейлинговое поведение [1-4] в предположении, что ДС имеют одну энергию E_c в центре уровней Ландау (УЛ) между двумя соседними плато [1,3]. Вблизи E_c длина локализации ξ расходуется по степенному закону $\xi(E) \sim |E_F - E_c|^{-\gamma}$ [1,3], где E_F - энергия Ферми и γ - критический индекс длины локализации. При этом, проводимость системы следует закону скейлинга в зависимости от скейлинговой переменной $(L/\xi)^{1/\gamma} \sim L^{1/\gamma} |E_F - E_c|$, L - размер образца. Однако, для экспериментов, проводимых при конечных T , эффективной длиной образца для когерентного транспорта является длина $L_\phi \sim T^{p/2}$, возникающая в результате эффектов сбоя фазы [1,3] из-за неупругого электрон-электронного рассеяния. Параметр p - т.н., критический индекс длины L_ϕ . Таким образом, скейлинговый параметр для систем при конечной

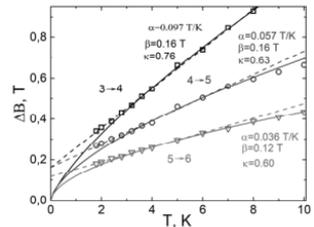


Рис. 1. Температурные зависимости полуширины ΔB пиков ρ_{xx} для переходов между плато 3→4, 4→5 и 5→6. Сплошные линии - $\Delta B \propto T^\kappa$, пунктирные линии - $\Delta B \propto \beta + \alpha T$.

T имеет вид $T^{-\kappa}|E_F - E_c|$ с $\kappa = p/2\gamma[1-7]$.

Главный вопрос о ширине полосы делокализованных состояний $\Delta B(T)$ ускользнул от внимания большинства исследователей. Нами были измерены температурные зависимости продольной ρ_{xx} и холловской ρ_{xy} компонент тензора сопротивления (проводимости) в режиме КЭХ в $n\text{-In}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{In}_{0.81}\text{Al}_{0.19}\text{As}$ [6] с сильным спин-орбитальным взаимодействием (рис.1). Мы рассмотрели случай миксинга (смешивания) двух УЛ. Для трех переходов плато-плато при полуцелых факторах заполнения наблюдалась линейная температурная зависимость $\Delta B(T)$ вместо степенной с показателем степени $\kappa=0.42$. Кроме того, критическое магнитное поле перехода $B_c(T)$ существенно изменялось с ростом температуры. Наблюдался и ряд других аномалий критического скейлингового поведения [7].

Эти экспериментальные результаты противоречат теории скейлинга, полученной для систем с короткодействующим потенциалом беспорядка в предположении, что ширина полосы ДС при $T \rightarrow 0$ равна нулю. Наш эксперимент свидетельствует о наличии полосы делокализованных состояний конечной ширины, как следствие сильного смешивания УЛ с одинаковыми номерами и противоположно направленными спинами в электронной системе с плавным потенциалом и сильным спин-орбитальным взаимодействием [5].

Работа выполнена в рамках гос. задания по теме «Электрон» 01201463326 при поддержке РФФИ 18-02-00172, 18-02-00192.

[1] *Pruisken A.M.M., Phys.Rev. Lett.* **61**, 1297 (1988).

[2] *Wei H.P., et al, Phys. Rev. Lett.* **61**, 1294 (1988).

[3] *Huckestein B., Rev. Mod. Phys.* **67**, 357 (1995).

[4] *Chalker J.T. and Coddington P.D., J. Phys. C* **21**, 2665 (1988).

[5] *Xiong G., et al, EuroPhys.Lett.* **82**, 47008 (2008).

[6] *Vasil'evskii I.S., et.al, Semiconductors*, **50**, 559 (2016).

[7] *Gudina S.V., Arapov Yu.G., et al., Semiconductors* **50**, 1641 (2016).

L-3

Магнитополевая зависимость эффекта анизотропии сопротивления в продольном поле в 2D гетероструктурах InGaAs/GaAs при различных значениях температуры

Боголюбский А.С., Неверов В.Н., Гудина С.В., Якунин М.В.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

На электрон, движущийся в плоскости квазидвумерной квантовой ямы (КЯ \parallel ОХУ), помещенной в параллельное магнитное поле $\mathbf{B}=(0,B,0)$, действует сила Лоренца $F_L=e\mathbf{v}\times\mathbf{B}$ направление которой зависит от ориентации вектора скорости \mathbf{v} . Как следствие, электроны, движущиеся вдоль оси ОХ в положительном (отрицательном) направлении, смещаются в сторону нижней (верхней) гетерограницы КЯ (считая от подложки гетероструктуры), что на языке квантовой механики означает модификацию волновых функций и спектра размерного квантования [1].

"Центры тяжести" волновых функций размерного квантования электронов, движущихся в положительном (отрицательном) направлении оси ОХ, смещены вниз (вверх) относительно центра КЯ. Как следствие, электроны испытывают преимущественное рассеяние в случайном поле, локализованном

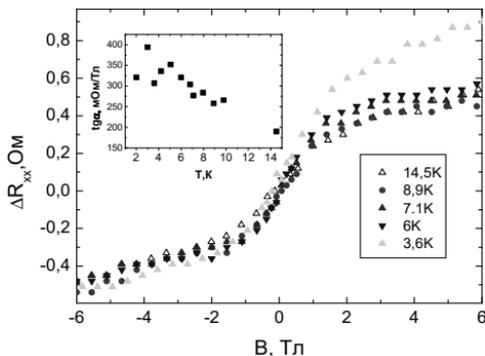


Рис.1. Температурная зависимость анизотропии магнетосопротивления от температуры. На вставке представлена зависимость наклона от температуры

вблизи соответствующей гетерограницы. Если эффективный рассеивающий потенциал у разных гетерограниц КЯ отличается, то величина сопротивления (проводимости) при протекании тока в одном и другом направлении будет различаться ($\Delta R = R^+ - R^-$, где R^+ и R^- сопротивления структуры при разных направлениях тока, при фиксированном направлении B).

Очевидно, что этот эффект будет нечётным по магнитному полю. Кроме того, он является нелинейным, и его величина должна расти с увеличением силы тока. В случае, когда ток сонаправлен с магнитным полем данного эффекта нет [2].

Исследованы 2D – структуры с двойной и одиночной квантовой ямой n-GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs, выращенные методом металлоорганической газофазной эпитаксии на полуизолирующей подложке в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. Структуры δ -легированы в барьерах на расстоянии 19 нм от гетерограниц.

На рисунке 1 приведена величина $\Delta R(B)$ от магнитного поля при разных температурах для образца 2985 с одиночной квантовой ямой. Из вставки видна тенденция уменьшения угла наклона кривой с ростом температуры. Такое поведение мы связываем размытием фермиевской ступеньки с ростом температуры, и как следствие уменьшением разности плотности занятых состояний у гетерограниц при пропускании тока в разных направлениях.

В больших магнитных полях на всех кривых $\Delta R(B)$ наблюдается выход на насыщение (рис. 1), связанный с эффектом локализации волновой функции электрона в пределах магнитной длины в границах квантовой ямы в сильных магнитных полях.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-12-01002)

[1] S.A.Tarasenko, *Phys. Rev. B*, **77**, 085328 (2008).

[2] А. С. Боголюбовский, С. В. Гудина, В. Н. Неверов, С. Г. Новокшионов, М. В. Якунин, *ФНТ*, **43**, 618 (2017).

Токовый шум на геликоидальном краю из-за рассеяния на магнитных примесях

Курилович В.Д.^{1,2,3}, Курилович П.Д.^{1,2,3}, Бурмистров И.С.³,
Гольдштейн М.⁴, Гефен Ю.⁵

¹Московский Физико-Технический Институт, 141700, Москва

²Сколковский Институт Науки и Технологий, 143026, Москва

³Институт Теоретической Физики им. Л.Д. Ландау РАН, 119334, Москва

⁴Тель-Авивский университет, 6997801, Тель-Авив, Израиль

⁵Институт науки им. Вейцмана, 76100, Реховот, Израиль

Наиболее исследованным двумерным топологическим изолятором является квантовая яма CdTe/HgTe/CdTe с шириной большей, чем 6.3 нм [1]. Одна из основных особенностей таких материалов - наличие бесщелевых состояний с линейным спектром, локализованных вблизи края образца. Из-за сильной спин-орбитальной связи, проекция спина этих состояний на ось, вдоль роста квантовой ямы (перпендикулярную к плоскости топологического изолятора), однозначно связана с направлением их движения. В отсутствие возмущений, способных переворачивать спин, это приводит к идеальной одномерной баллистической проводимости e^2/h вдоль края. В то же время имеющиеся экспериментальные данные не подтверждают такое теоретическое предсказание [2-5]. Одним из возможных источников нарушения идеальности транспорта вдоль краевого состояния являются магнитные примеси, которые вызывают рассеяние электронов с переворотом спина, и, как следствие, влияют на проводимость.

В данной работе была исследована статистика электрического тока, вызванного рассеянием краевых состояний на уединенной кондовской магнитной примеси. При этом в работе мы учитываем вид матрицы обменного взаимодействия между магнитной примесью и краевым состоянием, которое получается из микроскопического га-

мильтониана. Наша работа является продолжением недавней работы [6], в которой вычислялось уменьшение среднего краевого тока, в присутствии магнитной примеси.

Для упрощения анализа мы пренебрегаем локальной анизотропией, но учитываем межэлектронное взаимодействие на краю. Одним из интересных результатов нашего анализа является возможность реализации ситуации, когда рассеяние назад является двухчастичным, а фактор Фано при этом меняется непрерывным образом между 1 и 2.

[1] B. A. Bernevig *et al.*, *Science*, **314**, 1757 (2006),

[2] M. König *et al.*, *Science* **318**, 766 (2007).

[3] K. C. Nowack *et al.*, *Nat. Mater.* **12**, 787 (2013).

[4] G. Grabecki *et al.*, *Phys. Rev. B* **88**, 165309 (2013).

[5] G. M. Gusev, *Phys. Rev. B* **89**, 125305 (2014).

[6] P.D. Kurilovich *et al.*, *JETP Letters* **106** (9), 575 (2017).

L-5

Индукцированные микроволновым излучением состояния с нулевым сопротивлением в двумерной электронной системе с одномерной периодической модуляцией

Быков А.А., Стрыгин И.С., Горан А.В., Калагин А.К., Родякина Е.Е., Латышев А.В.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

Мы изготовили латеральные сверхрешетки на основе гетероструктуры GaAs/AlAs с высокоподвижным двумерным (2D) электронным газом. Сверхрешетки представляли собой набор металлических полосок, сформированных на поверхности гетероструктуры при помощи электронной литографии и технологии «взрыва». Амплитуда модуляция (2D) электронного газа в сверхрешетках варьировалась затворным напряжением V_g , которое подавалось на металлические полоски. В сверхрешетках с периодами $a = 200$ нм и 500 нм изучено влияние микроволнового излучения в диапазоне частот 110 - 150 ГГц на транспорт 2D электронов при температуре $T = 1.6$ К, в магнитных полях $B < 1$ Тл. Обнаружено, что под действием микроволнового излучения в 2D системе с одномерной периодической модуляцией возникают состояния с нулевым сопротивлением. Показано, что состояния с нулевым сопротивлением возникают в исследуемой системе в минимумах соизмеримых осцилляций (СО) сопротивления [1].

Работа была поддержана РФФИ (проект номер 18-02-00603).

[1] A.A. Bykov et al., *Appl. Phys. Lett.* **108**, 012103 (2016).

L-6

Индукцированные микроволновым излучением состояния с нулевым сопротивлением в высокоподвижной двух-подзонной электронной системе

Быков А.А., Горан А.В., Бакаров А.К.

*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*

На основе селективно-легированной гетероструктуры GaAs/AlAs мы изготовили высокоподвижную двух-подзонную систему с существенно отличающимися концентрациями электронов в подзонах и изучили в ней микроволновое фотосопротивление при больших номерах магнито-межподзонных (ММП) осцилляций. Исследуемая система демонстрирует интерференцию между ММП осцилляциями сопротивления и осцилляциями, индуцированными микроволновым излучением, которые возникают в более слабых магнитных полях по сравнению с ММП осцилляциями. Обнаружено, что в исследуемой системе под действием микроволнового излучения, несмотря на существенное различие концентраций электронов в подзонах, возникают неравновесные состояния с нулевым сопротивлением. Показано, что электронные состояния с нулевым сопротивлением проявляются в узких интервалах магнитных полей вблизи максимумов ММП осцилляций.

Работа была поддержана РФФИ (проект номер 16-02-00592).

Особенности электронных свойств наноустройств с неаналитичными токовыми каналами

Вальков В.В., Федосеев А.Д.

ИФ СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, стр.38

Предсказан размерный антирезонанс Фано, возникающий в результате совместного влияния спин-орбитального взаимодействия Рашбы и неаналитичности траектории носителей тока в 1D фермионной цепочке в том случае, когда характеристическая длина, определяемая отношением параметра перескока к константе спин-орбитального взаимодействия Рашбы, укладывается нечетное число раз на расстоянии между отмеченными точками неаналитичности. Изучение эффекта проведено на примере вычисления транспортных характеристик 1D цепочки, у которой последовательность узлов соответствует расположению точек, находящихся на сторонах квадрата. В приближении сильной связи рассчитаны коэффициент прохождения и вольт-амперная характеристика устройства.

Показано, что при симметричном подключении контактов интерференция электронных волновых функций, распространяющихся по двум каналам, приводит к возникновению отмеченных антирезонансов Фано. Существенно, что при значении величины параметра спин-орбитального взаимодействия, близком к отмеченному критическому, возникает полное отражение электрона от системы для всех значений энергий, кроме окрестности значений энергий, соответствующих одноэлектронным возбуждениям в неаналитической цепочке.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований гранты: 16-02-00073, 17-02-240415, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности.

Многочастичная делокализация

Горный И. В.^{1,2}

¹ *Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург*

² *Institute of Nanotechnology, Karlsruhe Institute of Technology, 76021 Karlsruhe, Germany*

Первая часть доклада будет содержать исторический обзор развития теории многочастичной локализации и описание экспериментов, имеющих отношение к этому явлению. Вторая часть будет посвящена обсуждению недавно предложенных механизмов усиления многочастичной делокализации процессами спектральной диффузии и взаимодействия электронов в системах с неограниченно растущей длиной локализации одночастичных возбуждений.

L-9

Крупномасштабный примесный потенциал в квантовых ямах теллурида ртути с инвертированной зонной структурой: квантовый эффект Холла

Гудина С.В.¹, Ильченко Е.В.¹, Неверов В.Н.¹, Подгорных С.М.¹, Попов М.Р.¹, Шелушина Н.Г.¹, Якунин М.В.¹, Дворецкий С.А.², Михайлов Н.Н.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13.

Выполнены измерения продольного и холловского сопротивлений на структурах HgTe/HgCdTe с шириной квантовой ямы 20.3 нм при $T=(2.9-50)$ К в магнитных полях до 9 Тл. Анализ проводимости в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) позволил сделать вывод о решающей роли крупномасштабного случайного потенциала в процессах проводимости в изучаемых структурах.

В области перехода плато-плато $1 \rightarrow 2$ реальное скейлинговое поведение [1-2], $\nu_0(T) \sim T^\kappa$, наблюдается в широком интервале температур $T=(2.9-30)$ К, значение $\kappa = 0.54 \pm 0.01$ находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными для систем с крупномасштабным примесным потенциалом [3].

Исследование активационной проводимости $\sigma_{xx} = \sigma_0 \exp(-E_A/T)$ в областях плато КЭХ позволило определить величины энергетических щелей между уровнями Ландау, значения которых хорошо согласуются с результатами расчетов зонной структуры в рамках $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ модели, и плотность локализованных состояний (DOS) в щелях подвижности. Обнаружено, что в середине щели, где фактор заполнения близок к целому значению, плотность состояний имеет большое значение, сравнимое с величиной DOS для двумерного электронного газа без магнитного поля, что может быть объяснено в рамках представлений о нелинейном экранировании в крупномасштабном случайном

потенциале в сочетании с осциллирующей зависимостью DOS от фактора заполнения [4 и ссылки там].

Значения префактора термоактивационной зависимости проводимости, характеризующего неупругие процессы, $\sigma_0 \cong 2 e^2/h$ для $\nu=1$ и $\sigma_0 \cong e^2/h$ для $\nu=2, 3$, полученные при $1/T \rightarrow 0$, свидетельствуют о крупномасштабном характере примесного потенциала [5].

При более низких температурах для описания температурно-индуцированной проводимости в области плато КЭХ использовалось представление о прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка [6]. Принимая во внимание степенную расходимость длины локализации $\xi(B)$ [1], когда энергия электронов E приближается к центру уровня Ландау $\xi(E) \sim |E - E_c|^{-\gamma} \sim |\nu - \nu_c|^{-\gamma}$, при $0.16 < |\nu - \nu_c| < 0.35$ найдены значения $\gamma=1.25 \pm 0.03$ для первого и $\gamma=1.34 \pm 0.01$ для второго плато КЭХ, что не соответствует универсальному значению критического индекса длины локализации $\gamma=7/3 \cong 2.3$ [1], однако, находится в хорошем соответствии с результатом классической теории протекания для крупномасштабного примесного потенциала $\gamma=4/3$.

Показано, что зависимость минимальных значений длины локализации $\xi_{\min}(\nu)$ коррелирует с зависимостью циклотронного радиуса $R_c(\nu)$, но не магнитной длины, в соответствии с предсказаниями [7]. Тот факт, что $\xi_{\min} \cong 10R_c$, свидетельствует о крупномасштабном характере случайного примесного потенциала.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № 01201463326 при поддержке РФФИ № 18-02-00172.

[1] B. Huckestein, *Rev.Mod.Phys.* **67**, 357(1995).

[2] A.M.M. Pruisken, *Phys.Rev.Lett.* **61**, 1297(1988).

[3] W. Li et al., *PRL* **94**, 206807(2005); *PRL* **102**, 216801(2009).

[4] A.L. Efros, F.G. Pikus, V G. Burnett, *Phys.Rev.B* **47**, 2233 (1993).

[5] D.G. Polyakov, B.I. Shklovskii, *Phys.Rev.Lett.* **74**, 150 (1995).

[6] D.G. Polyakov, B.I. Shklovskii, *Phys.Rev.B* **48**, 11167 (1993).

[7] M.M. Fogler, A.Yu. Dobin, B.I. Shklovskii, *Phys.Rev. B* **57**, 4614 (1998)

Индукированная эффектом близости сверхпроводимость в краевых состояниях топологических систем InAs/GaSb и Bi₂Te₃

Девятков Э.В.

*ИФТТ РАН, г. Черноголовка, Московская обл., ул.Академика
Осипьяна д.2, 142432, Россия*

Подобно квантовым ямам HgTe, двуслойные системы InAs/GaSb могут демонстрировать инверсный спектр [1]. При фиксированной толщине GaSb слоя 10 нм, увеличение ширины квантовой ямы InAs позволяет реализовать инверсный спектр в двуслойной системе InAs/GaSb, так что 10 нм InAs яма соответствует обычному прямозонному полупроводнику, 12 нм – топологическому изолятору, а 14 нм яма приводит к возникновению двумерного полуметалла [2,3]. Серьёзным преимуществом систем InAs/GaSb является высокая стабильность и пригодность для стандартных методов процессинга АЗ-Б5 полупроводниковых систем.

В данной работе мы экспериментально исследовали Андреевский транспорт через интерфейс между сверхпроводящим индием и краем двуслойной системы InAs/GaSb. Для изучения всех принципиально возможных режимов InAs/GaSb спектра, мы исследовали образцы с шириной InAs квантовой ямы 10 нм, 12 нм, и 14 нм. В тривиальном случае прямого спектра в образцах с узкой 10 нм ямой, дифференциальное сопротивление ведёт себя монотонно внутри сверхпроводящей щели.

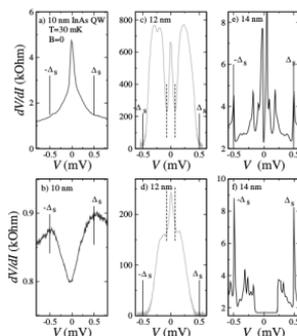


Рис. 1 — ВАХ для разных толщин ям (по горизонтали) для образцов с разным беспорядком (по вертикали)

Для InAs/GaSb структур с инверсией зон (12 и 14 нм) мы наблюдаем дополнительные структуры в Андреевском сигнале при низких напряжениях, что может быть надёжно интерпретировано как проявление индуцированной эффектом близости сверхпроводимости в проводящем ток несущем состоянии на краю InAs/GaSb системы. Для образцов с 14 нм InAs квантовой ямой мы дополнительно наблюдаем особенности в сопротивлении внутри щели, напоминающие мезоскопические флуктуации, и демонстрирует их пороговое подавление в слабых магнитных полях.

Подобные эксперименты проведены и для трёхмерного топологического изолятора Bi_2Te_3

[1] C. Liu, T.L. Hughes, X.-L. Qi, K. Wang, and S.-C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* 100, 236601 (2008).

[2] K. Suzuki, Y. Harada, K. Onomitsu, and K. Muraki, *Phys. Rev. B* 87, 235311 (2013).

[3] L. Tiemann, S. Mueller, Q.-S. Wu, et al, *Phys. Rev. B* 95, 115108 (2017).

Частотная зависимость высокочастотной проводимости в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в диапазоне частот от 30 до 1500 МГц

Дмитриев А.А.^{1,2}, Дричко И.Л.², Смирнов И.Ю.², Малыш В.А.²,
H. von Kanel³, Kummer M.³, Isella G.⁴, Chrastina D.⁴, Гальперин Ю.М.^{1,5}

¹Университет ИТМО, 197101, СПб, Кронверкский пр., 49

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, СПб, Политехническая ул., 26

³Laboratorium fur Festkorperphysik ETH Zurich, CH-8093 Zurich, Switzerland

⁴INFM and L-NESS Dipartimento di Fisica, Politecnico di Milano, Polo Regionale di Como, Via Anzani 52, I-22100 Como, Italy

⁵University of Oslo, PO Box 1048 Blindern, 0316 Oslo, Norway

В настоящей работе исследуется высокочастотная (ВЧ) прыжковая проводимость двумерного дырочного газа, которая реализуется в структурах р-Ge/GeSi в минимумах осцилляций в режиме целочисленного квантового эффекта (ЦКЭХ). Для её изучения были применены две бесконтактные экспериментальные методики.

Первая из них — акустическая методика [1]. В ней электрическое поле вводится в образец при помощи поверхностной акустической волны (ПАВ), распространяющейся по подложке пьезоэлектрика LiNbO₃, на которую и установлен образец. ВЧ-проводимость определяется по поглощению и изменению скорости ПАВ в магнитном поле. Методика применима в ограниченном диапазоне частот 30–200 МГц.

Чтобы расширить исследуемый частотный диапазон, была применена другая бесконтактная методика — микроволновая [2]. В ней образец устанавливается на копланарный волновод, по которому распространяется квази-ТЕМ-волна, взаимодействующая с носителями заряда. Проводимость образца определяется по коэффициенту затухания и изменению фазы волны в магнитном поле в диапазоне частот 100-1500 МГц. В то же время, в силу своей специфики, методика поз-

воляет определять лишь относительные изменения проводимости, поэтому для её градуировки в абсолютных величинах проводимости используются результаты акустических измерений [3].

При помощи описанных методов были исследованы частотные зависимости проводимости в минимумах ЦКЭХ-осцилляций в двух образцах p-Ge/SiGe с различными концентрациями тяжёлых дырок. Измерения проведены в широком диапазоне частот (30–1500 МГц) при температурах 1.6–4.2 К в магнитных полях до 8 Тл. Установлено, что проводимость определяется прыжками дырок по локализованным состояниям, объединённым в кластеры, размер которых зависит от частоты. На высоких частотах среди кластеров доминируют пары близких состояний; по мере уменьшения частоты кластеры увеличиваются, и, в конце концов, сливаются в перколяционный бесконечный кластер, по которому происходит проводимость и на постоянном токе. При этом частотные зависимости ВЧ-проводимости можно представить (см. рис. 1) в виде универсальной кривой [4].

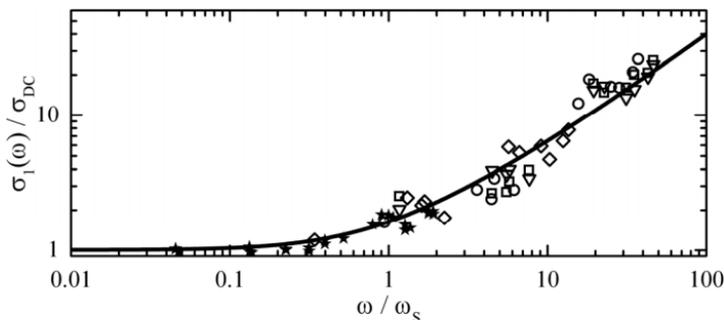


Рис. 1. – Универсальная частотная зависимость проводимости.

[1] A. Wixforth et al, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2104–2106 (1986).

[2] L. W. Engel et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2638–2641 (1993).

[3] I. L. Drichko et al., *J. Appl. Phys.* **116**, 154309 (2014).

[4] I. Zvyagin, in: *Charge transport in disordered solids with applications in electronics*, John Wiley&Sons, 339–378 (2006).

Нелинейная динамика доменов в состояниях с нулевым сопротивлением

Дмитриев И.А.^{1,2}

¹*Университет Регенсбурга, 93040 Регенсбург, Германия*

²*ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия*

Обнаружение неравновесных состояний с нулевым сопротивлением (СНС) в двумерных электронных системах под микроволновым облучением привело к незатухающему всплеску интереса и значительному прогрессу в понимании неравновесной кинетики электронов в слабо квантующем магнитном поле [1]. В то же время, понимание собственно СНС, в частности, структуры и динамики токовых/электрических доменов в СНС, остается весьма ограниченным. В частности, хотя теория предсказывает образование статических доменов, в экспериментах часто наблюдается синхронные и почти периодические быстрые переключения доменной структуры, характеризующиеся одновременной инверсией направления доменного электрического поля во всем образце [2-5].

В докладе будет представлено базовое объяснение этого явления, хорошо согласующееся с имеющимися на данный момент экспериментальными данными. Объяснение основано на роли "пассивного" слабо-проводящего слоя, параллельного "активному" слою высокоподвижных электронов (в реальных гетероструктурах пассивный слой формируется электронами в X-долинах слоев AlAs, окружающих узкую яму GaAs, используемую для легирования). В силу малой подвижности электронов, пассивный слой не чувствителен к магнитному полю и облучению, но, в силу своей близости к активному слою, способен эффективно препятствовать возникновению спонтанного статического поля в доменах.

Проделанный анализ показывает, что, в зависимости от параметров, в такой системе может возникать целый ряд статических и дина-

мических режимов, включающий как синхронные автоколебания всей доменной структуры, так и случайные переключения, которые могут усиливаться или полностью подавляться за счет медленной динамики в пассивном слое.

[1] I. A. Dmitriev et al., *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1709 (2012).

[2] S. I. Dorozhkin et al., *Nature Physics* **7**, 336 (2011);

Phys. Rev. Lett. **114**, 176808 (2015); *Письма в ЖЭТФ* **102**, 101 (2015);

Письма в ЖЭТФ **104**, 734 (2016); *Письма в ЖЭТФ* (2017), в печати.

Аномальный эффект Холла в металлах со слабыми примесями

Адо И.А.¹, Дмитриев И.А.^{2,3}, Островский П.М.^{4,5}, Титов М.¹

¹*Университет Неймегена, NL-6525AJ Неймеген, Нидерланды*

²*Университет Регенсбурга, 93040 Регенсбург, Германия*

³*ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия*

⁴*Институт исследований твердого тела Макса Планка, 70569 Штутгарт, Германия*

⁵*Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 119334 Москва, Россия*

Нами продемонстрирована [1-3] существенная роль квантовой интерференции рассеяния на парах близких примесей в теории аномального эффекта Холла. Ее учет принципиально важен в рамках стандартного гауссова приближения для статистики случайного скалярного потенциала мелких примесей. Поскольку в главном (борновском) порядке дифференциальное сечение всегда симметрично по углу рассеяния, вклад в аномальный эффект Холла от асимметричного рассеяния (*skew scattering*) в случае слабых примесей возникает благодаря рассеянию на парах примесей, разделенных малым расстоянием порядка фермиевской длины волны, что делает необходимым учет квантовой интерференции рассеяния.

Аналитические расчеты для базовых моделей показывают, что последовательная теория с учетом квантовой интерференции дает качественно отличные от полученных ранее результаты. В частности, в случае массивных дираковских фермионов и в отсутствие пространственной корреляции потенциала примесей, интерференционные вклады параметрически подавляют аномальный эффект Холла [1]. В модели Бычкова-Рашбы, напротив, аномальная холловская проводимость оказывается не равна нулю только благодаря интерференционным вкладам [2]. Таким образом, обнаруженное ранее загадочное вза-

имное сокращение собственных (intrinsic) и примесных (side-jump and skew-scattering) вкладов в этой базовой модели является результатом неполного вычисления вклада асимметричного рассеяния.

В работе [3] полученные ранее результаты обобщены на случай произвольной пространственной корреляции потенциала слабых примесей. Продемонстрирована высокая чувствительность эффекта к пространственной корреляции случайного потенциала. В случае массивных дираковских фермионов, пространственная корреляция (в частности, малоугловое рассеяние) приводит к параметрическому усилению аномального эффекта Холла. В то же время, аномальная холловская проводимость во всех рассматриваемых случаях не чувствительна к интегральной частоте рассеяния, и остается параметрически неотличимой от собственного вклада, не связанного с рассеянием на примесях.

[1] I. A. Ado et al., *EPL* **111**, 37004 (2015).

[2] I. A. Ado et al., *Phys. Rev. Lett.* **117**, 046601 (2016).

[3] I. A. Ado et al., *arXiv:1710.09354*, accepted to *Phys. Rev. B*.

Особенности АС-проводимости в широкой квантовой яме n-AlGaAs/GaAs/AlGaAs в магнитном поле

Дричко И.Л.,¹ Смирнов И.Ю.,¹ Нестоклон М.О.,¹

Суслов А.В.,² Kamburov D.,³ Baldwin K. W.,³ West K. W.,³ Pfeiffer L. N.,³
Голуб Л.Е.¹

¹ФТИ им. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая
26

²National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, FL 32310,
USA

³Department of Electrical Engineering, Princeton University,
Princeton, NJ 08544, USA

Объектом исследования в настоящей работе являются многослойные структуры n-GaAlAs/GaAs/GaAlAs с широкой (75 нм) квантовой ямой GaAs с подвижностью электронов $\mu=2.2 \cdot 10^7$ см²/Вс и концентрацией $n=1.4 \cdot 10^{11}$ см⁻² (при T=0.3К) после освещения инфракрасным светодиодом. Для определения АС-проводимости применялась акустическая бесконтактная методика. Измерения проводились в интервале температур 20-500 мК, в магнитном поле до 18 Т, в частотном диапазоне 28-300 МГц при различных интенсивностях поверхностной акустической волны. В зависимости АС-проводимости от магнитного поля имела место богатая картина осцилляций целочисленного и дробного эффектов Холла: наблюдались осцилляции с четными, нечетными и с «половинными» числами заполнения ν . Однако в магнитных полях $B < 0.3$ Т наблюдались осцилляции, период которых по магнитному полю гораздо больше, чем период осцилляций Шубникова-де Гааза (Ш-дГ).

В 2-мерной системе с широкой квантовой ямой электроны под влиянием электростатического отталкивания прижимаются к границам ямы, образуя структуру подобную двухъямной [1]. Если слои

взаимодействуют, то электронная структура для такой системы состоит из 2-х электронных подзон, симметричной и антисимметричной, разделенных энергетической щелью Δ_{SAS} . В системах с двумя заполненными уровнями пространственного квантования наблюдаются отличные от Ш-дГ осцилляции, соответствующие так называемым межподзонным переходам [2]. Действительно, в магнитном поле в каждой подзоне образуется "лестница" уровней Ландау. При условии $\Delta_{SAS} > \hbar\omega_c$, которое осуществляется в небольших магнитных полях, обе лестницы выравниваются, и происходят межподзонные переходы, проявляющиеся в возникновении осцилляций с большим периодом, чем для Ш-дГ. Положение этих осцилляций от магнитного поля определяется равенством $\Delta_{SAS} = k\hbar\omega_c$, где ω_c -циклотронная частота, а k -целое число. При увеличении мощности поверхностной акустической волны осцилляции Ш-дГ подавляются, а осцилляции, соответствующие межподзонным переходам, проявляются более четко, что позволяет по положению их минимумов в магнитном поле определить $\Delta_{SAS} = (0.42 \pm 0.02)$ мэВ. Что касается «половинных пиков», которые при $T=20$ мК наблюдаются до $\nu=55/2$, то обычно их появление связывается с возникновением «страйп»-фазы, которая должна пропадать при $T \sim 150$ мК [3]. Однако в нашем случае эти осцилляции сохраняются и при более высоких температурах.

Работа поддержана грантами Президиума РАН, работа в Принстонском Университете поддержана Gordon and Betty Moore Foundation (GBMF4420) and NSF (DMR-1305691, ECCS-1508925, MRSEC DMR-1420541). NHMFL поддержана NSF CA DMR-1157490 и штатом Флорида.

[1] M. Shayegan et al., *Semicond. Sci. Technol.*, 11, 1539 (1996).

[2] I.A.Dmitriev et al., *Rev.Mod.Phys.* 84, 1709(2012)

[3] A.A. Koulikov et al., *Phys. Rev. Lett.*, 76, 499 (1996).

Краевые фотогальванические токи в двумерных системах

Дурнев М.В., Тарасенко С.А.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

В докладе будут рассмотрены краевые фотогальванические токи, индуцируемые электромагнитным полем терагерцового диапазона в двумерных системах: топологических изоляторах на основе квантовых ям HgTe/CdHgTe и графене. Для двумерных топологических изоляторов будут проанализированы различные микроскопические механизмы генерации фототоков, характерные для определенных диапазонов частоты электромагнитного поля. Так, для малой по сравнению с величиной объемной щели энергии фотона генерация тока обусловлена прямыми оптическими переходами между спиновыми ветвями краевых состояний. Благодаря смешиванию электронных состояний на интерфейсах квантовой ямы HgTe/CdHgTe [1] прямые оптические переходы идут не только в магнито-дипольном, но и в наиболее сильном электро-дипольном приближении, которое ранее считалось запрещенным. Поглощение циркулярно поляризованного света приводит к возникновению краевого фототока, направление которого определяется знаком циркулярной поляризации света. Интерференция электро-дипольного и магнито-дипольного механиз-

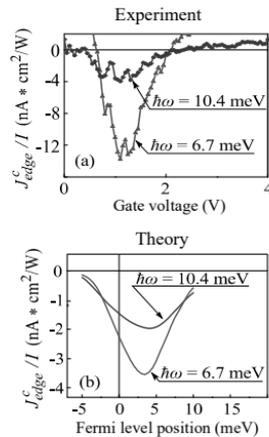


Рис.1. – Циркулярный фототок, связанный с фотоионизацией краевых состояний.

мов возникает для линейно поляризованного света и приводит к линейному фотогальваническому эффекту. Направление фототока в данном случае определяется поляризацией света относительно ориентации края структуры.

При увеличении частоты падающего света возникают оптические переходы из краевых состояний в делокализованные двумерные состояния [2], которые приводят к фотоионизации краевых каналов и эффективной генерации краевых фототоков [3].

В системах с двумерным электронным газом, например, в графене, экранировка падающего поля электронами образца приводит к существенному изменению величины электрического поля вблизи края образца по сравнению с величиной падающего поля. В докладе будет представлена теория краевых фототоков с учетом экранировки внешнего поля, которая будет применена к описанию недавних экспериментов по краевым фототокам в графене в присутствии внешнего магнитного поля, выполненных в университете г. Регенсбург.

[1] *M.V. Durnev and S.A. Tarasenko, Physical Review B, 93, 075434 (2016),*

[2] *V. Kaladzhyan et al., Physical Review B, 92, 155424 (2015),*

[3] *K.-M. Dantscher et al., Physical Review B, 95, 201103 (2017).*

Одномерные электронные системы – от тонких трехмерных кристаллов к атомным цепочкам и топологическим материалам

Зайцев-Зотов С.В.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Моховая 11, стр. 7, Москва

Понижение размерности физической системы приводит к существенному изменению ее электронных свойств и возникновению новых явлений. Существует несколько подходов к понижению размерности системы. Во-первых, можно ограничить геометрические размеры кристаллов в одном или нескольких направлениях. При этом компоненты волнового вектора в соответствующих направлениях становятся дискретными из-за размерного квантования и при достаточно малых размерах системы число направлений свободного движения электронов уменьшается. Во-вторых, топология поверхности Ферми объемных кристаллов может быть пониженной размерности, как это имеет место, например, в квазиодномерных проводниках – сильно анизотропных материалах с цепочечной структурой. Переход от сферической поверхности Ферми к цилиндрической, а затем и к гофрированным листам сопровождается изменением основного состояния системы. Например, в последнем случае может возникать кристаллизация электронной системы с образованием сверхструктуры (волн зарядовой [1] или спиновой [2] плотности), в то время как при размерноквантованных одномерных каналах возникает жидкость Томонаги-Латтинджера (ЖТЛ) [3], которая характеризуется отсутствием дальнего порядка. В системах с ЖТЛ, в зависимости от их чистоты, наблюдается или квантованный электронный транспорт (чистые системы [4]), или неметаллический ход проводимости [5], причем зависимость проводимости как от температуры, так и от электрического поля описывается степенными законами, характерными для процессов туннелирования ЖТЛ через барьеры, созданные примесями [6].

Интересно отметить, что уменьшение поперечных размеров сильно анизотропных систем (нанопроводов из углеродных нанотрубок [7], полимеров [8]), кристаллов квазиодномерных проводников [9]) приводит к такому же поведению транспортных коэффициентов задолго до возникновения условий размерного квантования. И, наконец, (квази)одномерные системы могут быть сформированы на дислокациях [10], поверхности полупроводников [11] и т.п.

Недавно было установлено, что существующая классификация материалов является неполной и должна учитывать топологические свойства зонной структуры. Возник интерес к новому классу материалов, энергетическая структура которых характеризуется ненулевым значением топологического инварианта Z_2 (топологические изоляторы [12]), а в дальнейшем и к полуметаллам Вейля и Дирака [13]. Такие материалы могут быть использованы для создания новых типов низкоразмерных систем. В докладе рассмотрены различные реализации одномерных электронных систем и их специфические свойства.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 16-12-10335).

[1] P. Monceau, *Adv. Phys.*, **61**, 325 (2012).

[2] G. Gruner, *Rev. Mod. Phys.*, **66**, 1 (1994).

[3] *Luttinger Model: The First 50 Years and Some New Directions*, Eds. V. Mastropietro D.Ch. Mattis, World Scientific, Singapore, 2013.

[4] O.M. Auslander et al., *Science*, 295, 825 (2002).

[5] S.V. Zaitsev-Zotov, Yu.A. Kumzerov, Yu.A. Firsov, P. Monceau, *J. Phys.: Cond. Matter*, **12**, L303 (2000).

[6] C.L. Kane, M.P.A. Fisher, *Phys. Rev. Letters*, 68, 1220 (1992).

[7] M. Bockrath et al., *Nature*, **937**, 598 (1999).

[8] A.N. Aleshin et al., *Phys. Rev. Letters*, **93**, 196601 (2004).

[9] E. Slot et al., *Phys. Rev. Letters*, **93**, 176602 (2004).

[10] M. Boninsengi et al., *Phys. Rev. Letters*, **99**, 035301 (2007).

[11] Blumenstein et al., *Nature Physics*, 7, 776 (2011).

[12] *Topological Insulators*, Eds.: M.Franz, L. Molenkamp, Elsevier 2013.

[13] M.Z. Hasan, et al., *Ann. Rev. Cond. Matt. Phys.*, **8**, 289 (2017).

Квантовые топологические переходы в фазе сосуществования киральной сверхпроводимости и неколлинеарного магнетизма сильно коррелированных систем

Вальков В.В., Злотников А.О.

Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38

Известно, что киральная $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$ сверхпроводящая фаза обладает нетривиальными топологическими свойствами и допускает формирование краевых состояний [1]. При реализации такой фазы на треугольной решетке был показан квантовый топологический переход по концентрации, когда контур Ферми пересекает нодальные точки сверхпроводящего параметра порядка при учете спариваний в пределах двух координационных сфер [2, 3]. Существенно, что переход реализуется между двумя фазами с нетривиальной топологией.

Учет неколлинеарного магнитного упорядочения в киральной фазе обуславливает возможность формирования майорановских связанных состояний [4], по аналогии с эффектом от спин-орбитального взаимодействия в полупроводниковых нанопроволоках с наведенной синглетной сверхпроводимостью во внешнем поле. В данной работе на основе инварианта N_3 , описанного в [5], проведена топологическая классификация фазы сосуществования киральной сверхпроводимости и 120° упорядочения на треугольной решетке

Топологическая фазовая диаграмма для среднеполевой модели, описывающей фазу сосуществования, в переменных химпотенциал-величина обменного поля приведена на рис. 1. В каждой области отмечены значения топологического инварианта N_3 . Сплошные линии, определяющие границы между областями, получены из условий на наличие бесщелевых возбуждений.

Из рис. 1 видно, что увеличение химпотенциала приводит к целому ряду топологических переходов. Как известно, разница между значениями инварианта N_3 в соседних областях позволяет определить значения топологических инвариантов Ферми-точек на границе между областями. В рассматриваемой модели инварианты Ферми-точек в большинстве случаев

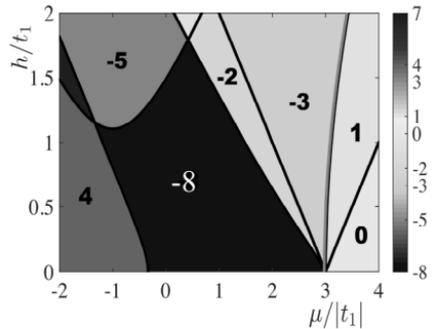


Рис. 1. – Диаграмма топологических фаз

равны ± 1 . Таким образом, разница инвариантов N_3 соответствует числу нодальных точек спектра при топологическом переходе.

Показано, что майорановские моды реализуются в областях с нечетными значениями N_3 . Переход в такую область сопровождается закрытием щели в объемном спектре в нечетном количестве точек зоны Бриллюэна. При этом в областях с четными N_3 краевые состояния формируются, но не обладают нулевой энергией возбудений.

В работе также продемонстрирован топологический переход в более реальной t - J - V -модели при учете сильных кулоновских взаимодействий. В этом случае показан переход, соответствующий переходу $N_3 = -2 \rightarrow N_3 = -3$ на рис. 1.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности (проекты № 16-02-00073, 17-42-240441), а также гранта Президента РФ МК-1398.2017.2.

[1] G.E. Volovik, *JETP Letters*, **66**, 522 (1997),

[2] S. Zhou, Z. Wang, *Physical Review Letters*, **100**, 217002 (2008),

[3] В.В. Вальков и др., *Письма в ЖЭТФ* **102**, 399 (2015).

[4] V.V. Val'kov, A.O. Zlotnikov, M.S. Shustin, *J. Magn. Magn. Materials*, DOI: 10.1016/j.jmmm.2017.11.115 (2017).

[5] G.E. Volovik, *The Universe in a Helium Droplet*, Oxford Press (2003).

Anisotropic and nonequilibrium transport in a two-dimensional electron gas

Zudov M.

School of Physics and Astronomy, University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota 55455, USA

Anisotropic transport: It is well established that quantum Hall stripes (QHS) [1] in GaAs quantum wells are usually aligned along [110] crystal direction, for yet unknown reason, and that an in-plane magnetic field B_{\parallel} can reorient them perpendicular to it [2]. Here, we report the results showing that this “standard” picture is incomplete. First, we show [3] that B_{\parallel} needed to reorient QHS depends on the filling factor ν within a given Landau level. Second, we present evidence [4] for a new symmetry breaking mechanism which ultimately aligns QHS parallel to B_{\parallel} and for a nontrivial coupling between the native and B_{\parallel} -induced symmetry breaking fields. Third, we demonstrate that this new mechanism depends on the carrier density (see Fig. 1) [5]. These findings should help theories to explain the effect of B_{\parallel} and the native symmetry breaking field.

Nonequilibrium transport: It is well known that low temperature illumination of a high-mobility two-dimensional electron gas hosted in GaAs quantum wells can greatly improve the quality of magnetotransport data even when the carrier densi-

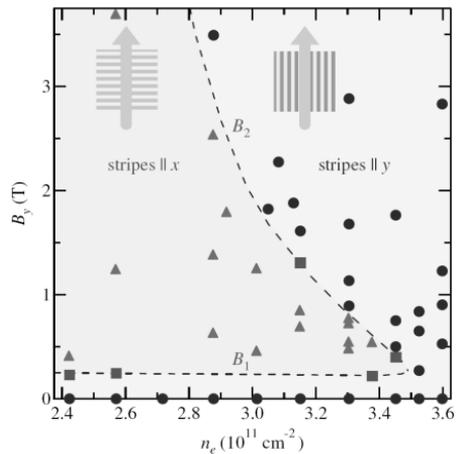


Fig.1. – QHS orientation vs n_e and $B_{\parallel} = B_y$ at $\nu = 9/2$. Triangles (circles) mark orientation perpendicular (parallel) to B_{\parallel} .

ty and mobility remain essentially unchanged. In high magnetic fields, this improvement is manifested by the appearance or further development of fractional quantum Hall states as well as stripe and bubble phases [6]. However, what exactly drives this improvement remains unclear. Here, we investigate the effect of illumination on microwave photoresistance in low magnetic fields. We find that the amplitude of microwave-induced resistance oscillations increases dramatically after low-temperature illumination. Dingle analysis reveals that illumination leads to a substantial increase in the single particle lifetime.

This work is in collaboration with Shi Q., Fu X., Borisov M. (Minnesota), Qian Q., Gardner G., Watson J., Manfra M. (Purdue), and Baldwin K., Pfeiffer L., West K. (Princeton). The work at Minnesota was funded by DOE, BES, under Award No. ER 46640-SC0002567 and NSF Grant No. DMR-1309578.

[1] A. A. Koulakov, M. M. Fogler, and B. I. Shklovskii, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 499 (1996); M. P. Lilly, K. B. Cooper, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 394 (1999); R. R. Du, D. C. Tsui, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. W. West, *Solid State Commun.* **109**, 389 (1999).

[2] W. Pan, R. R. Du, H. L. Stormer, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 820 (1999); M. P. Lilly, K. B. Cooper, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 824 (1999); T. Jungwirth, A. H. MacDonald, L. Smrcka, and S. M. Girvin, *Phys. Rev. B* **60**, 15574 (1999).

[3] Q. Shi, M. A. Zudov, J. D. Watson, G. C. Gardner, and M. J. Manfra, *Phys. Rev. B* **93**, 121404(R) (2016).

[4] Q. Shi, M. A. Zudov, J. D. Watson, G. C. Gardner, and M. J. Manfra, *Phys. Rev. B* **93**, 121411(R) (2016).

[5] Q. Shi, M. A. Zudov, Q. Qian, J. D. Watson, and M. J. Manfra, *Phys. Rev. B* **95**, 161303(R) (2017).

[6] M. Samani, A. V. Rossokhaty, E. Sajadi, S. Lüscher, J. A. Folk, J. D. Watson, G. C. Gardner, and M. J. Manfra, *Phys. Rev. B* **90**, 121405(R) (2014)

Fine structure of MIRO

Shi Q.¹, Zudov M.¹, Dmitriev I.^{2,3}, Baldwin K.W.⁴, Pfeiffer L.N.⁴,
West K.W.⁴

¹University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota 55455, USA

²University of Regensburg, 93040 Regensburg, Germany

³Ioffe Physical Technical Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

⁴Princeton University, Princeton, New Jersey 08544

When a two-dimensional electron gas (2DEG) is exposed to microwave radiation and a perpendicular magnetic field B , the magnetoresistance acquires prominent $1/B$ -periodic oscillations [1]. These microwave-induced resistance oscillations (MIRO) are commonly attributed to the effect of Landau quantization on the radiation-assisted scattering off impurities [2]. At low power, MIRO, as a function of $1/B$, are well described by a damped sinusoidal with maxima and minima symmetrically offset by a quarter cycle from the nodes at the cyclotron resonance harmonics. It has been shown [3] that with increasing radiation intensity, the MIRO amplitude undergoes a crossover from a linear to a square-root power dependence and, concomitantly, the MIRO extrema move closer to the nodes.

Here, we report on a

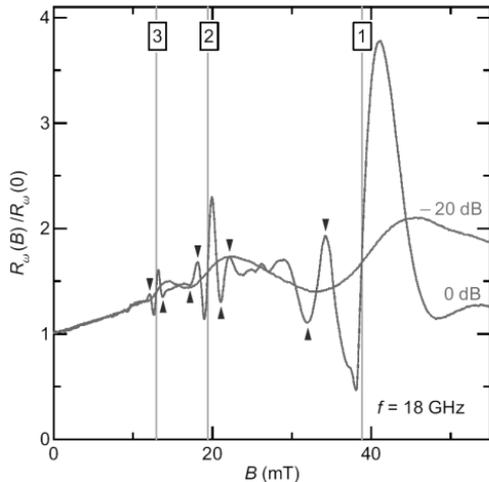


Fig.1. – Longitudinal magnetoresistance normalized to its zero-field value measured at two different power levels corresponding to attenuations of 0 and 20 dB.

new photoresistance effect in an ultraclean (mobility $\mu \approx 3 \times 10^7$ cm²/Vs) 2DEG – a fine structure of MIRO [4]. This fine structure is manifested by multiple secondary sharp extrema, residing beside the primary ones, which emerge at very high radiation power (see Fig. 1). Theoretical considerations reveal that this fine structure originates from multiphoton-assisted scattering off short-range impurities. Unique properties of the fine structure allow us (i) to access all experimental parameters, including microwave power, (ii) to separate displacement and inelastic contributions to photoresistance, and (iii) to evaluate the role of electron heating by microwave radiation, all in a single experiment. Furthermore, the fine structure offers a convenient means to quantitatively assess the correlation properties of the disorder potential, allowing direct separation of short- and long-range disorder contributions to the electron mobility. The analysis shows that the mobility in our 2DEG is limited by short-range disorder.

We thank M. Khodas for discussions. The work at the University of Minnesota was funded by the NSF Grant No. DMR-1309578. The work at the University of Regensburg was funded by the German Research Foundation (DFG). The work at Princeton University was funded by the Gordon and Betty Moore Foundation through the EPiQS initiative Grant No. GBMF4420, and by the National Science Foundation MRSEC Grant No. DMR-1420541. Preliminary measurements were performed at the National High Magnetic Field Laboratory, which is supported by NSF Cooperative Agreement No. DMR-0654118, and by the State of Florida.

[1] M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, *Phys. Rev. B* **64**, 201311(R) (2001).

[2] I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, and M. A. Zudov, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1709 (2012).

[3] A. T. Hatke, M. Khodas, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **84**, 241302(R) (2011).

[4] Q. Shi, M. A. Zudov, I. A. Dmitriev, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **95**, 041403(R) (2017).

An impact of the native Si-N interlayer on properties of GaN nanowires grown catalyst-free on Si by MBE

Zytkiewicz Z.R., Sobanska M., Wierzbicka A., Klocek K.

Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Al. Lotnikow 32/46, 02-668 Warsaw, Poland

An unique feature of self-induced GaN nanowires (NWs) on silicon commonly reported in literature is that their nucleation proceeds on top of the silicon nitride film, which unavoidably forms on the substrate as soon as the nitrogen source is switched on. This is due to the large difference between the Si-N and Ga-N bond energies that favors the growth of silicon nitride rather than GaN, so a thin (~ 2 nm) Si-N interlayer is created at the substrate surface. Even if the Ga and N sources are opened simultaneously to start NW growth, the silicon nitride film forms first at the expense of GaN nucleation.

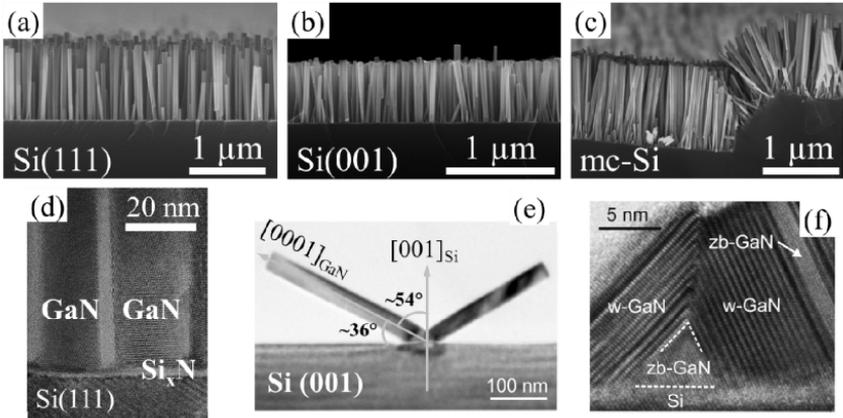


Fig. 1: SEM images of GaN NWs on (a) Si(111), (b) Si(001) and (c) mc-Si substrates with the Si-N interlayer visible in the TEM image (d).

(e) and (f) show TEM images of GaN NWs grown on Si (001) without the Si-N interlayer [3].

In this work we show that presence and microstructure of the Si-N interlayer affect basic properties of GaN NWs. First, the NWs are aligned perpendicularly to the surface of the substrate independently on its crystallographic orientation, even on multi-crystalline (mc) Si wafer (Fig. 1), in agreement with the model by Consonni et al. [1]. Since the GaN/Si lattice mismatch induced stress is negligible the NWs exhibit much lower strain and density of extended defects than those grown in a direct contact with the substrate. Moreover, the Si-N interlayer is nitrogen-terminated which imposes N-polarity of the nanowires. Next we show that by tuning microstructure of the Si-N interlayer the in-plane alignment of NWs can be changed from epitaxially linked to the Si lattice to completely random in-plane arrangement [2]. Finally, we show that under specific conditions GaN NWs can be grown without any interlayer, i.e. with a direct contact with silicon substrate [3]. Due to a specific nucleation mechanism these NWs grow epitaxially on the Si(001) substrate, first in the form of zincblende islands and then as double wurtzite GaN nanorods with Ga-polarity (Fig. 1(e) and (f)). On account of the lattice mismatch between GaN island and Si the edge dislocations are created at the GaN/Si interface. XRD measurements show that orientation of these nanowires is epitaxially linked to the symmetry of the substrate so that [0001] axis of w-GaN nanowire is directed along the [111]Si axis [3, 4]. This is quite different from behavior of self-induced GaN NWs shown in Fig.1b that are N-polar and grow perpendicularly to the surface of nitridated silicon substrate. We believe that these findings may explain an origin of mixed polarity of GaN NWs commonly observed on Si(111) substrates [5].

Financial support from the Polish National Science Centre grants 2016/23/B/ST7/03745 and 2016/21/N/ST3/03381 is acknowledged.

[1] I V. Consonni et al., *Phys. Rev. B*, **83**, 035310 (2011),

[2] A. Wierzbicka et al., *Nanotechnology*, **24**, 035703 (2013),

[3] J. Borysiuk et al., *Nanotechnology*, **25**, 135610 (2014),

[4] A. Wierzbicka et al., *Appl. Surf. Sci.*, **425**, 1014 (2017),

[5] S.D. Carnevale et al., *Nano Lett.*, **13**, 3029 (2013).

L-21

Квантовый эффект Холла в системах InGaAs/InAlAs с высоким содержанием InAs: роль спин-орбитального взаимодействия

Ильченко Е.В.¹, Арапов Ю.Г.¹, Гудина С.В.¹, Неверов В.Н.¹, Савельев А.П., Подгорных С.М., Шелушнина Н.Г., Якунин М.В., Васильевский И.С.², Виниченко А.Н.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

При традиционном рассмотрении режима целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ) предполагается, что в центре каждого уширенного уровня Ландау существует только одно делокализованное состояние. Картина существенно усложняется, когда индуцированная беспорядком ширина уровня Ландау, Γ , становится сравнимой с величиной зеemanовского расщепления Δ . Имеется ряд экспериментальных свидетельств того, что перекрытие зеemanовских уровней может сильно затруднить локализацию электронных состояний [1-3].

Исследованы продольное ρ_{xx} и холловское ρ_{xy} сопротивления структуры с квантовой ямой n-In_{0,9}Ga_{0,1}As/In_{0,81}Al_{0,19}As с концентрацией $n = 6.8 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ и подвижностью $\mu = 20 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ в магнитных полях до 12 Тл и температурах T от 0.4 до 30 К. Для 2D-структур на основе InGaAs характерно наличие сильного спин-орбитального взаимодействия, которое (наряду с обменным взаимодействием) определяет спиновое расщепление уровней Ландау [4].

В исследованных нами образцах при достаточно высоких температурах, $T = (7 \div 20) \text{ К}$, в области нечетных факторов заполнения, $\nu = 3, 5, 7, 9$ наблюдается явно выраженная П-образная («box-like» в терминах работы [5]) форма кривых $\sigma_{xx}(B)$: $\sigma_{xx} \sim e^2/h$ в интервале магнитных

полей, охватывающем два спин-расщепленных пика, и быстро спадает вне этого интервала.

Наблюдаемое поведение соответствует представлениям, развитым в [5], для электронных систем с плавным примесным потенциалом в условиях, когда два уширенных беспорядком зеемановских уровня Ландау сильно перекрываются, $\Gamma \geq \Delta$. Показано, что в этой ситуации спин-орбитальное (СО) взаимодействие является причиной радикального изменения перколяционной сетки и природы локализации в режиме КЭХ. При достаточно высоких температурах, когда длина фазовой когерентности, становится меньше квантовой длины локализации в центре между энергиями двух зеемановских уровней именно наличие СО - связи приводит к появлению вблизи нечетных факторов заполнения металлической полосы с хорошо выраженными границами и к Π - образному увеличению диссипативной проводимости в этой области магнитных полей.

Таким образом, наблюдаемое нами Π – образное поведение зависимости $\sigma_{xx}(B)$ для нечетных факторов заполнения при $T \geq 10$ К свидетельствует о существенной роли спин-орбитального взаимодействия в процессах локализации – делокализации носителей в исследованной системе InGaAs/InAlAs.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № 01201463326.

[1] S.W. Hwang, et al, *Phys. Rev. B*, **48**, 11416 (1993).

[2] D.Shahar, et al, *Sol.Stat.Comm.*, **107**, 19 (1998).

[3] Li Wang, et al, *Modern Physics Letters B*, **27**, 1350202 (2013).

[4] С.С. Криштопенко, К.П. Калинин, В.И. Гавриленко, Ю.Г.Садофьев, М. Goiran, *ФТП*, **46**, 1186 (2012).

[5] D.G.Polyakov, M.E.Raikh, *Phys.Rev.Lett.*, **75**, 1368 (1995).

Эволюция туннельной проводимости сверхрешеток GaAs/AlAs с электрическими доменами

Алтухов И.В.¹, Каган М.С.¹, Папроцкий С.К.¹, Хвальковский Н.А.¹,
Васильевский И.С.², Виниченко А.Н.²

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая, 11-7
²НИЯУ «МИФИ», 115409, Москва, Каширское шоссе

Исследовались короткопериодные сверхрешетки (СР), содержащие 100 периодов 4 нм GaAs/2 нм AlAs, расположенных между сильно легированными верхним контактным слоем n^+ -GaAs и подложкой n^+ -GaAs, при комнатной температуре в условиях образования электрических доменов. Домены возникают из-за наличия отрицательной дифференциальной проводимости в некоторой области напряжений при резонансном туннелировании электронов (механизм Esaki-Tsu). Мезо-структуры в форме колец диаметром 10-15 мкм и шириной кольца 0.8-1.5 мкм с кольцевыми металлическими контактами формировали распределенный ТГц резонатор на длины волн в свободном пространстве от 110 до 160 мкм. Прослежена перестройка режимов доменной неустойчивости как при самовозбуждении резонатора, так и в его отсутствие. Обнаружен, в частности, переход между режимами с движущимся и статическим доменом.

На вольтамперных характеристиках в режиме доменной неустойчивости наблюдалась серия максимумов, возникновение которых связывается с туннелированием электронов в треугольном домене сильного поля через несколько периодов СР.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 14-02-01062, 16-29-09626, 16-29-03135) и программ РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий» и «Новые источники миллиметрового и терагерцового излучения и их перспективные приложения».

Experimental and theoretical analysis of optical properties of GaN/AlN multi-quantum wells - high pressure and time resolved study

Kaminska A.^{1,2}, Strak P.³, Korona K.P.⁴, Monroy E.^{5,6}, Krukowski S.³

¹*Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Al. Lotników 32/46, 01-142 Warsaw, Poland*

²*Cardinal Stefan Wyszyński University, College of Science, Department of Mathematics and Natural Sciences, Dewajtis 5, 01-815 Warsaw, Poland*

³*Institute of High Pressure Physics, Polish Academy of Sciences, Sokolowska 29/37, 01-142 Warsaw, Poland*

⁴*University of Warsaw, Faculty of Physics, Pasteura 5, 02-093 Warsaw, Poland*

⁵*Université Grenoble-Alpes, 38000 Grenoble, France*

⁶*CEA Grenoble, INAC-PHELIQS, 17 av. des Martyrs, 38054 Grenoble, France*

High-pressure and time-resolved studies of the optical emission from n-type doped GaN/AlN multi-quantum-wells (MQWs) with various well thicknesses, are analysed in comparison with *ab initio* calculations of the electronic (band structure, density of states) and optical (emission energies and their pressure derivatives, oscillator strength) properties. The optical properties of GaN/AlN MQWs are strongly affected by quantum confinement and polarization-induced electric fields. Thus, the photoluminescence (PL) peak energy decreases by over 1 eV with QWs thicknesses increasing from 1 to 6 nm [1]. Furthermore, the respective PL decay times increased from about 1 ns up to 10 μ s, due to the strong built-in electric field. It was also shown that the band gap pressure coefficients are significantly reduced in MQWs as compared to bulk AlN and GaN crystals. Such coefficients are strongly dependent on the geometric factors such as the thickness of the wells and barriers.

The transition energies, their oscillator strength and pressure depend-

ence are modeled for tetragonally strained structures of the same geometry using a full tensorial representation of the strain in the MQWs under external pressure. These MQWs were simulated directly using density functional theory (DFT) calculations, taking into account two different systems: the semi-insulating QWs, and the n-doped QWs with the same charge density as in the experimental samples [2, 3]. Such an approach allowed an assessment of the impact of n-type doping on optical properties of GaN/AlN MQWs. We find a good agreement between these two approaches, and between theory and experimental results. We can therefore confirm that the nonlinear effects induced by the tetragonal strain related to the lattice mismatch between the substrates and the polar MQWs are responsible for the drastic decrease of the pressure coefficients of PL energy observed experimentally.

Acknowledgments: This work was supported by Polish National Science Center by grant: DEC-2012/05/B/ST3/03113.

[1] A. Kaminska, P. Strak, J. Borysiuk, K. Sobczak, J. Z. Domagala, M. Beeler, E. Grzanka, K. Sakowski, S. Krukowski, E. Monroy, *J. Appl. Phys.*, **119**, 015703 (2016),

[2] A. Kaminska, D. Jankowski, P. Strak, K. P. Korona, M. Beeler, K. Sakowski, E. Grzanka, J. Borysiuk, K. Sobczak, E. Monroy, S. Krukowski, *J. Appl. Phys.*, **120**, 095705 (2016),

[3] M. G. Brik, S. Mahlik, D. Jankowski, P. Strak, K. P. Korona, E. Monroy, S. Krukowski, A. Kaminska, *Experimental and first-principles studies of high-pressure effects on the structural, electronic and optical properties of semiconductors and lanthanide doped solids*, *Jap. J. Appl. Phys.*, **56**, 05FA02 (2017).

Краевой геликоидальный транспорт в двумерном вейлевском полуметалле в HgTe квантовой яме, индуцированный магнитным полем

Квон З.Д.^{1,2}

¹*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр.Лаврентьева, 13*

²*Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул.Пирогова, 2*

Как хорошо известно, двумерный вейлевский полуметалл реализован в графене (многодолинный) и HgTe квантовых ямах с толщиной, близкой к критической, соответствующей переходу от прямого к инвертированному энергетическому спектру (однодолинный). Обе системы к настоящему времени достаточно хорошо изучены. И для обеих одним из интересных является вопрос, что представляет собой магнетотранспорт в режиме квантового эффекта Холла при факторе заполнения $\nu = 0$, когда уровень Ферми проходит нулевой уровень Ландау. Точнее, возможен ли краевой транспорт в указанных условиях. Для графена ответ оказался противоречивым, как с точки зрения теории, так, в особенности, из-за данных, полученных в эксперименте, когда у одних экспериментальных групп нелокальный транспорт, свидетельствующий его краевом характере, вроде бы наблюдался, а у других - эксперимент его не регистрировал. В данном докладе излагаются результаты экспериментов со второй из указанных систем, то есть с HgTe квантовыми ямами. В качестве экспериментальных образцов служили полевые холловские транзисторы, снабженные 10 контактами и изготовленные на основе ям толщиной 6.3 нм - 6.6 нм. Измерялся локальный и нелокальный транспорт в самых различных конфигурациях в диапазоне температур 0.2 К - 70 К и в магнитных полях до 7 Т. Основные результаты можно сформулировать следующим образом:

1. В магнитных полях $B_c = (1.6 \text{ Т} - 2.6 \text{ Т})$ (в зависимости от изме-

ряемой конфигурации) возникает нелокальный транспортный отклик, практически экспоненциально нарастающий с дальнейшим увеличением магнитного поля. Наряду с этим наблюдается также резкий рост локального сопротивления, причем поле, при котором он начинается, совпадает по величине с B_c для нелокального отклика.

2. Температурные зависимости локального (R_L) и нелокального (R_{NL}) сопротивлений ведут себя одинаково при $T < 10$ К: оба сопротивления имеют равные по порядку величины значения и слабо зависят от T . Однако при $T > 10$ К их поведение резко меняется: в то время как R_{NL} экспоненциально резко уменьшается с ростом температуры, R_L практически не меняется.

Качественно перечисленные выше результаты можно описать, предположив, что магнитное поле приводит к появлению в дираковой точке зеэмановского расщепления. В результате нулевой уровень Ландау расщепляется на дырочный,двигающийся с ростом магнитного поля по энергии вверх и электронный,двигающийся в обратном направлении. Пересечение двух указанных уровней у края ямы приводит к возникновению геликоидальных краевых состояний, причем между ними существует сильное обратное рассеяние, приводящее к появлению больших значений локальных и нелокальных сопротивлений, значительно превышающих h/e^2 . Топологически эти состояния аналогичны краевым состояниям двумерного топологического изолятора. Только в случае двумерного ТИ объемная щель существует в отсутствие магнитного поля, тогда как в вейлевском полуметалле она равна нулю. Приложение магнитного поля приводит к появлению объемной щели и, как следствие, к регистрации краевого геликоидального транспорта.

Cathodoluminescence microscopy of GaN/AlGaIn nanorods

Kowalski B.J.¹, Reszka A.¹, Korona K.P.², Kret S.¹, Bozek R.²,
Tchutchulashvili G.¹, Pieniążek A.¹, Sobanska M.¹, Klosek K.¹,
Zytkiewicz Z.R.¹

¹*Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Aleja Lotników 32/46, PL-02668 Warsaw, Poland*

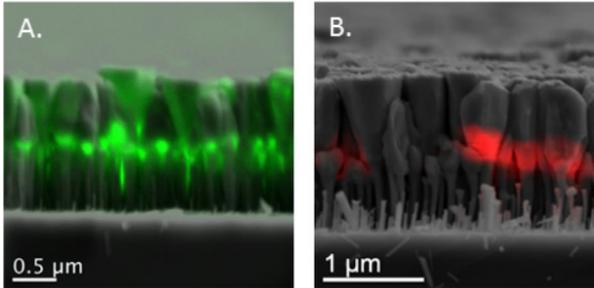
²*Institute of Experimental Physics, University of Warsaw, ul. Pasteura 5, PL-02093 Warsaw, Poland*

The low-dimensional structures containing gallium nitride and its alloy with aluminium nitride are promising building blocks for novel optoelectronic nano-devices, including light-emitting diodes (LEDs) and lasers. The growth of high-quality nitride structures on silicon and integration of GaN devices with advanced Si microelectronics would be a great leap forward in optoelectronic device technology. However, the large lattice mismatch of these materials is still fundamental obstacle for making this development available for mass device production. The great advantage of nanowires is a small contact area with the substrate which makes, together with the high surface-to-volume-ratio, the elastic accommodation of the lattice mismatch strain easier. The non-planar geometry of NWs enables formation of axial or radial heterostructures with barriers and wells of highly lattice mismatched material combinations.

The state-of-the art electron microscopy techniques and related spectroscopic or imaging methods, like cathodoluminescence (CL) or electron beam induced current (EBIC) imaging, allow us to study individual nanorods with the submicron lateral resolution. Since the spectral features depend on the chemical composition of the material, strains and defects in the crystal lattice, the CL spectra can be used as a tool for local measurements of such properties of the system. The results can be used to determine the microscopic phenomena responsible for luminescence observed in the macroscopic scale. In this study, the GaN/(Al,Ga)N nanowire LED structures with three GaN quantum wells (QWs) and (Al,Ga)N barriers in the p-

n junction are investigated by the scanning electron microscopy (SEM), CL spectroscopy and EBIC imaging.

The CL spectra show, in particular, QW emission at 3.29 eV (Fig. 1.A). The EBIC technique enabled spatially resolved electrical current mapping of the active region in NW LEDs with a nanoscale resolution. In particular, electrical activity of the p-n junction was studied. Strong EBIC signal in



the QWs region of some NW, indicating position of the p-n junction, was observed (Fig. 1.B).

Differences in CL spectral features and EBIC signal distribution can be correlated with differences in NW morphology. The Kelvin probe microscopy and selective etching procedure enable us to associate the mor-

Fig.1. A. A superposition of SEM image of the GaN/AlGaN nanowires with the LED structure (grey) and the map of QWs 3.29 eV cathodoluminescence (green). B. Superimposed EBIC signal (red) and SEM image (grey) of the same system. The strong EBIC signal reveals position of the p-n junction.

phology and the polarity of an individual NW. As the nanowires grow along the hexagonal axis of the wurtzite structure, they can exhibit N- or Ga-polarity on its top surface. This property strongly depends on the growth conditions, doping of the particular part of the nanowire etc. Changing of such parameters during the growth process may lead to switching of the polarity in the nanowire. This, in turn, influences the piezoelectric fields distribution in the structure. So, the influence of the nanowire growth polarity on the properties of the axial nano-device built into the NW is discussed, on the basis of the acquired experimental results.

This work was partly supported by the Polish National Science Centre (NCN) Grants No. UMO-2016/21/B/ST5/03378 and UMO-2016/21/N/ST3/03381.

Спиновая поляризация поверхностных электронов в трехмерном топологическом изоляторе на основе HgTe

Козлов Д.А.^{1,2}, Maier H.³, Савченко М.Л.^{1,2}, Ziegler J.³, Fischer R.³,
Квон З.Д.^{1,2}, Михайлов Н.Н.¹, Дворецкий С.А.¹, Weiss D.³

¹*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*

²*Новосибирский Государственный Университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

³*Institute of Experimental and Applied Physics, University of Regensburg, 93053, Regensburg, Germany.*

Трехмерные топологические изоляторы (ЗД ТИ) представляют собой новый класс веществ, основным из свойств которых является наличие изолирующего объема и проводящих поверхностных состояний с жесткой связью между волновым вектором и спином. Несмотря на то, что такая связь была действительно продемонстрирована с помощью спин-чувствительной электронной спектроскопии ARPES, изучение этой связи в транспортном отклике оказалось не такой простой задачей. В данной работе представлен краткий обзор современных магнитотранспортных экспериментов, указывающих на наличие спиновой поляризации электронов на поверхности напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм, являющейся ЗД ТИ. Обзор включает в себя:

1. Анализ аномального магнитосопротивления (слабой антилокализации), на основе которого сделан вывод о наличии сильного спин-орбитального взаимодействия и о слабой связи между различными группами носителей.

2. Анализ поведения осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ) в перпендикулярном и наклонном магнитных полях. Обнаружено, что при положении уровня Ферми в объемной энергетической щели в

слабых магнитных полях наблюдаются однородные спин-вырожденные осцилляции ШдГ, практически не чувствительные к продольной компоненте магнитного поля. Такое поведение прямо указывает на спиновую поляризацию поверхностных состояний. Напротив, при перемещении уровня Ферми в объемные энергетические зоны картина осцилляций меняется, в них появляется фактор спинового вырождения и возникает чувствительность к продольной компоненте магнитного поля.

3. Результаты изучения транспортного отклика пленки HgTe, в которой были модифицированы свойства одной из поверхностей. С помощью электронной литографии и мягкого химического травления нами была изготовлена решетка рассеивающих антиточек (см. рис.1), влияющих преимущественно на электроны, расположенные на верхней поверхности. Это влияние проявляется в возникновении классических пиков соизмеримости, формируемых локализованными вокруг антиточек электронами на верхней поверхности пленки. Анализ положения пиков от уровня Ферми позволил сделать однозначный вывод об отсутствии спинового вырождения дираковских электронов и указывает на их спиновую поляризацию.

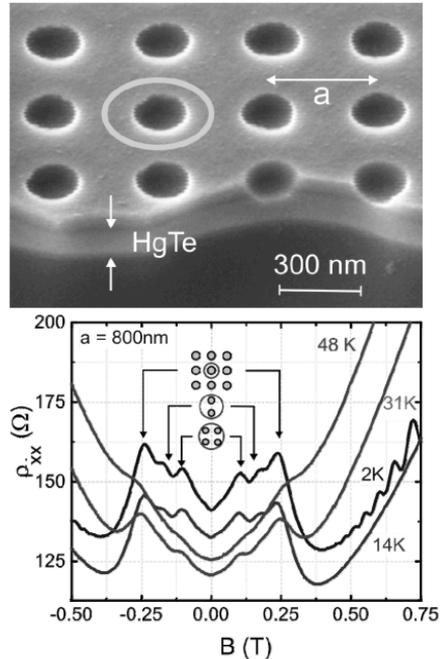


Рис.1. – Электронная фотография решетки антиточек и измеренные зависимости магнитосопротивления при разных температурах

Электропроводность, термоэлектрические, оптические свойства и ЭПР в керамических образцах $\text{CuCr}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$

Кульбачинский В.А., Кытин В.Г., Кондратьева Д.Ю., Зайцев В.Б., Павликов А.В., Константинова Е.А., Григорьев А.Н., Манкевич А.С., Корсаков И.Е.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, ГСП-1

Хромит меди (CuCrO_2) пропускает видимый свет и обладает проводимостью p -типа, что делает его перспективным материалом для прозрачных электродов в ультрафиолетовых светодиодах и других оптоэлектронных устройствах [1]. Электропроводность хромита меди может быть значительно увеличена при замещении хрома элементом II-ой группы.

В докладе представлены результаты исследования керамических образцов хромита меди, легированного магнием, синтезированных твёрдофазным методом. Содержание магния в исследованных образцах изменялось от 0 до 6 ат. %. При этом были синтезированы и исследованы образцы с минимальным содержанием магния 0.2 ат. %. Это наименьшее легирование Mg из доступных в литературе публикаций. В рентгеновских дифрактограммах образцов с содержанием магния от 0 до 3 ат. % присутствуют только линии от основной фазы дельтафосфита и от репера (кристаллический кремний). Однофазность

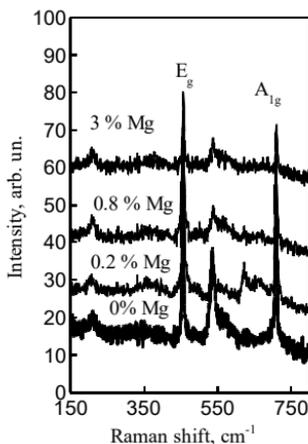


Рис.1. – Спектры комбинационного рассеяния образцов.

образцов с содержанием Mg от 0 до 3 ат. % подтверждается спектрами комбинационного рассеяния света (рис. 1), в которых наблюдаются только две интенсивные линии от фоновых мод A_{1g} и E_g и размытые особенности от фоновых мод $CuCrO_2$, проявление которых в спектрах запрещено правилами отбора [2]. На дифрактограммах образцов с содержанием Mg 6 ат. % присутствуют линии от шпинели $MgCr_2O_4$.

При увеличении содержания магния от 0 до 0.8 % край оптического поглощения, определённый по спектрам диффузного рассеяния, сдвигается в сторону увеличения энергии на 0.75 эВ. Похожий сдвиг наблюдался для плёнок хромита меди, легированного магнием, и не получил до настоящего времени однозначного объяснения.

В спектрах ЭПР всех исследованных образцов наблюдается широкая интенсивная линия. Ширина этой линии увеличивается при понижении температуры, а амплитуда сигнала уменьшается. Наблюдаемый сигнал может быть отнесён к взаимодействующим ионам Cr^{3+} .

Для всех исследованных образцов наблюдался положительный коэффициент Зеебека, что подтверждает дырочный тип проводимости. Электропроводность образцов при комнатной температуре монотонно увеличивается более чем на 3 порядка при увеличении содержания магния от 0 до 6 ат. %. Для всех образцов при температурах близких к комнатной наблюдается активационная температурная зависимость электропроводности. При этом энергия активации электропроводности монотонно уменьшается при увеличении содержания магния и при понижении температуры. Анализ температурной зависимости электропроводности показал, что во всём диапазоне температур механизм проводимости является прыжковым. Получены оценки плотности локализованных состояний на уровне Ферми и радиуса локализации.

Работа поддержана грантом РФФИ №15-03-07408а.

[1] R. Nagarajan et al., *Journal of Applied Physics*, **89**, 8022 (2001),

[2] M. J. Han et al., *Journal of Applied Physics*, **114**, 163526 (2013).

Прыжковая дырочная проводимость в керамических образцах $\text{CuCr}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$

Кыгин В.Г., Кульбачинский В.А., Кондратьева Д.Ю., Павликов А.В., Григорьев А.Н., Мацкевич А.С., Корсаков И.Е.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, ГСП-1

В настоящее время активно ведутся работы по синтезу и исследованию прозрачных полупроводниковых материалов с р-типом проводимости. Хромит меди прозрачен в видимом диапазоне электромагнитного излучения и обладает дырочной электропроводностью, которая может быть существенно увеличена при легировании магнием. В то же время до настоящего времени нет однозначного понимания механизмов электропроводности $\text{CuCr}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$.

В данной работе представлены результаты измерения и анализа электропроводности керамических образцов хромита меди, легированного магнием, синтезированных твердофазным методом. При синтезе образцов применялась специальная процедура гомогенизации распределения легирующей примеси магния по объёму образца. Кристаллическая структура и фазовый состав синтезированных образцов контролировались методами рентгеновской дифрактометрии и спектроскопии комбинационного рассеяния света.

Температурные зависимости удельного сопротивления ρ образ-

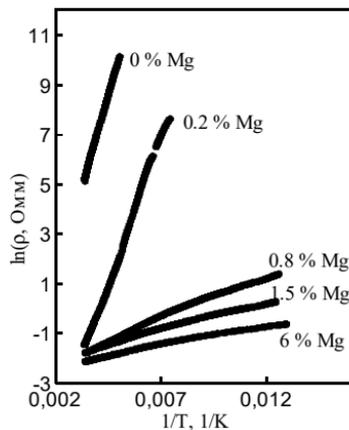


Рис. 1. – Температурные зависимости сопротивления в координатах $\ln\rho(1/T)$.

цов (рис.1) описываются активационным законом при высоких температурах T . При этом сопротивление и энергия активации значительно уменьшаются при увеличении содержания Mg от 0 до 1,5 ат. %. Анализ температурных зависимостей удельного сопротивления показал, что критерий Йюффе-Регеля для зонного переноса дырок не выполнен. Таким образом, перенос дырок является прыжковым. Для образцов с содержанием Mg от 0.8 до 6 ат. % энергия активации удельного сопротивления уменьшается при понижении температуры. При температурах ниже 120 К температурная зависимость сопротивления этих образцов может быть описана законом Шкловского-Эфроса [1]. Параметры T_0 , полученные в результате аппроксимации температурных зависимостей сопротивления представлены в таблице 1. Данные параметры были использованы для оценки радиуса локализации состояний, дающих вклад в прыжковую проводимость. Для оценки было взято значение диэлектрической проницаемости 26.5 [2]. Полученные значения энергии активации E_a , параметра T_0 , и радиуса локализации r_l представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Энергия активации E_a , параметр T_0 , радиус локализации r_l

Mg content, %	E_a , эВ	T_0 , К	r_l , нм
0	0.26	-	-
0.2	0.15	-	-
0.8	0.043	3600	0.49
1.5	0.031	1700	1.1
3	0.029	1500	1.2
6	0.023	680	2.5

Как видно из таблицы, рассчитанные значения r_l увеличиваются при увеличении содержания Mg в образцах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 15-03-07408а.

[1] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. Наука, М. (1979)

[2] M. Poienar et al., / Journal of Solid State Chemistry, **185**, 56 (2012)

Магнитное упорядочение в гетероструктурах на основе арсенида галлия с дельта-слоем марганца различной концентрации

Луговых А.М.¹, Говоркова Т.Е.¹, Чарикова Т.Б.^{1,2}, Окулов В.И.¹,
Моисеев К.Д.³, Кудрявцев Ю.А.⁴

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», 620002, Екатеринбург, просп.Мира, 19

³ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

⁴Национальный политехнический институт - СИНВЕСТАВ, Месика

Существование магнитного упорядочения систем примесных атомов переходных элементов в полупроводниковой матрице остается одной из фундаментальных проблем физики конденсированного состояния. В экспериментах по изучению связанных с этим явлений в полупроводниковых гетероструктурах применяется методика дельта-легирования, обеспечивающая получение высокой концентрации магнитных примесей в узких прослойках в буферном слое вблизи квантовых потенциальных ям для носителей тока. В гетероструктурах на основе соединений АЗВ5 при использовании дельта-легирования с примесными атомами марганца нами было обнаружено упорядочение локализованных магнитных моментов с проявлением ферромагнетизма и перехода полупроводник–металл в слабых магнитных полях вследствие изменения характера распределения примесей [1].

В настоящей работе выполнены исследования температурных и полевых зависимостей удельного сопротивления и сопротивления Холла, а также статического магнитного момента гетероструктур с квантовой ямой GaAs/Ga_{0,84}In_{0,16}As/GaAs и дельта-слоем марганца в барьерном слое с относительной концентрацией 0.4ML, 1.2ML, 2ML;

(ML – концентрация в моноатомном слое). Было обнаружено возрастание сопротивления с температурой в отличие от температурной зависимости в аналогичных гетероструктурах с примесями марганца, однородно разбавленных в барьерном слое, в которых наблюдается полупроводниковое поведение. В исследуемых гетероструктурах наблюдалась также сильная зависимость проводимости в квантовой яме от концентрации марганца в дельта-слое, что может быть объяснено проявлением гибридизации состояний носителей тока с электронными состояниями атомов марганца. В магнитных измерениях наблюдался антиферромагнетизм в структурах с низкой концентрацией марганца и появление ферромагнитного упорядочения при увеличении концентрации марганца в дельта-слое.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований грант РФФИ №15-02-08909.

[1] А.М. Луговых, Т.Б. Чарикова, В.И. Окулов, К.Д. Моисеев, Ю.А. Кудрявцев. *ФТТ* **58**, 2160 (2016).

Энергетический спектр носителей тока в квантовых ямах HgTe: мифы и реальность. (третья серия)

Миньков Г.М.,^{1,2} Шерстобитов А.А.^{1,2}, Рут О.Э.^{1,2},
Михайлов Н.Н.^{3,4}, Дворецкий С.А.^{3,4}

¹Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, 620000 Екатеринбург, Россия

²Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620137 Екатеринбург, Россия

³Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

⁴Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

На двух предыдущих Школах я представил два доклада с таким же названием -1 и 2 серии. В этих докладах было показано, что спектр валентной зоны в квантовых ямах HgTe не описывается в рамках обычно используемого kP-метода. Требуется его значительная модернизация для того, что бы получить разумное согласие с экспериментом. Можно было думать, что это (необходимость модернизации) связано с тем, что спектр валентной зоны сложный – он сильно анизотропный и немонотонный.

Казалось бы, что поскольку спектр зоны проводимости в квантовых ямах HgTe практически изотропен и монотонен, он должен хорошо описываться в рамках этой теории. Повидимому именно поэтому никто экспериментально и не изучал сколь-нибудь детально энергетический спектр зоны проводимости. Однако за последние 5-6 лет накопились некоторые вопросы и к зоне проводимости: присутствие электронного вклада в проводимость в квантовых ямах толщиной больше 10-12 нм вплоть до больших концентраций дырок $\sim 6 \cdot 10^{12}$ см⁻², когда уровень Ферми опустился на 5-6 меВ ниже потолка боковых экстремумов; величина и анизотропия эффективного g-фактора электронов и др.

В настоящей работе приведены результаты детальных измерений эффективной массы электронов, m_e^* , и плотности состояний зоны проводимости в структурах с квантовой ямой HgTe шириной от 4 до 20 нм в диапазоне концентраций от 10^{11} см $^{-2}$ до $6 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Эффективная масса определялась из температурной зависимости осцилляций Шубникова де Газа, а плотность состояний из зависимости квантовой емкости от концентрации. Экспериментальная зависимость m_e^* от концентрации электронов, приведенная рис.1а, показывает, что при концентрации 10^{11} см $^{-2}$ $m_e^* = 0.0125m_0$, что в 2 раза) меньше рассчитанной в рамках 8-ми зонного кР-метода. На рис.1в приведены зависимости отношения теоретических значений к экспериментальным для двух концентраций электронов, как функция ширины ямы. Видно, что отличие от теории наблюдается в инвертированном спектре, при $d > 6$ нм. Оно начинается при $d \sim 8$ нм, имеет максимум при (14-18) нм и уменьшается при дальнейшем увеличении d . Мы полагаем, что это расхождение с теорией обусловлено перенормировкой спектра за счет обменного взаимодействия, которое не учитывается в теоретических расчетах.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326), при частичной поддержке РФФИ (проекты № 15-02-02072, 16-02-00516).

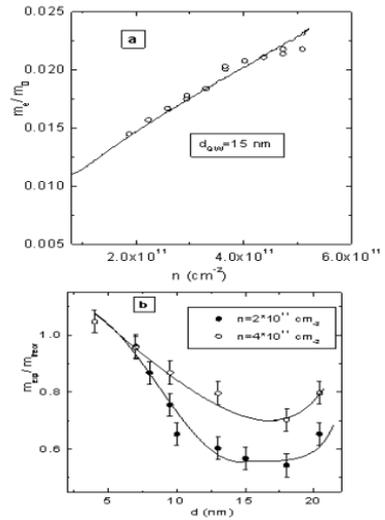


Рис.1. а – эффективная масса электронов, найденная из осцилляций Шубникова де Газа (точки) и из квантовой емкости (линия).

в) зависимость отношения экспериментальных значений m_e^* к теоретическим при двух концентрациях электронов.

Корреляционное автоограничение роста электронной подвижности 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов в тонких легированных слоях

Михеев В.М.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Рассмотрены концентрационные зависимости подвижности невырожденных 2D-электронов при рассеянии на примесных ионах в гетероструктурах на примере $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Изучается подвижность электронов в области достаточно низких температур, в которой можно пренебречь рассеянием электронов на акустических фононах.

Электронная подвижность вычислена в приближении времени релаксации [1]. Формула для подвижности отличается от исходного выражения лишь наличием структурного фактора, описывающего корреляции в расположении примесных ионов. В модели жестких сфер объемная концентрация примесных ионов n_d^+ отождествляется с концентрацией жестких сфер, а минимальное расстояние между ионами r_c отождествляется с диаметром жесткой сферы. При расчете структурного фактора в гетероструктурах с тонким легированным слоем мы развили вариант модели жестких сфер, центры которых лежат на плоскости [2]. Расчеты электронной подвижности показывают, что в случае невырожденного электронного газа рост корреляций в распределении примесных ионов сам приводит к ограничению растущей подвижности. При этом возможны ситуации, в которых подвижность электронов имеет хорошо выраженные максимумы.

[1] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем*. Мир, М. (1985).

[2] В.М. Михеев, *ФТТ*, **55**, 507 (2013).

L-32

Управление зонной структурой гибридизованной e-h системы на разъединенной гетерогранице II типа

Моисеев К.Д., Березовец В.А., Парфеньев Р.В., Михайлова М.П., Голеницкий К.Ю., Аверкиев Н.С.

¹*Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

В разъединенном гетеропереходе II типа в результате перекрытия энергетических зон контактирующих полупроводников на гетерогранице образуется энергетический зазор. Величина зазора между краями зон в такой гетероструктуре определяется составом твердой фазы полупроводников, формирующих гетеропереход [1]. За счет перетекания носителей заряда через разъединенный интерфейс II типа формируется 2D-полуметаллический канал для электронов и дырок, локализованных в самосогласованных квантовых ямах по разные стороны гетерограницы. Ненулевая константа связи допускает проникновение волновых функций через границу раздела, и если две функции близки по энергии, то происходит гибридизация состояний вблизи интерфейса и больше нельзя будет различить электронную и дырочную подзоны [2]. В результате, две подзоны (электронная и дырочная) перекрываются (инвертируются) и система переходит в топологически нетривиальный режим. В таком перевернутом режиме электроны и дырки имеют одинаковую плотность при волновом числе k_{cross} и перемешивание между ними открывает гибридизационную щель [3]. С другой стороны, в термодинамическом равновесии общий уровень химпотенциала гетероструктуры может быть расположен либо в электронной подзоне, либо в энергетическом зазоре на гетерогранице. Положение химпотенциала задается степенью легирования контактирующих полупроводников. В результате существуют два режима: режим с одним типом носителя (электроны) и режим, в котором присутствуют оба типа носителей. Для каждой зонной структуры, положение уровня Ферми может контролироваться независимо. Прикладывая внешнее прямое и обратное смещения перпендикулярно к плоскости

гетероперехода, можно изменить потенциал гетероструктуры относительно внутренних плоскостей, тем самым заряжая образец, сохраняя при этом электрическое поле фиксированным. Электрическое поле сдвигает электронную и дырочную подзоны относительно друг друга по энергии и положению уровня Ферми. Это означает, что зонная диаграмма может быть функцией обратного и прямого смещения. При включении магнитного поля в перпендикулярной ориентации к плоскости гетероперехода вклад интерфейсных квантовых состояний в вертикальный транспорт становился доминирующим и определял проводимость всей гетероструктуры. Причем, кондактанс вблизи нулевого смещения был минимален для всех магнитных полей, что характерно для проявления энергетической щели в туннельной плотности состояний на интерфейсе [4]. Следует отметить, что при приложении магнитного поля параллельно плоскости гетероперехода положение минимумов в проводимости не изменялось, тогда как при перпендикулярной ориентации наблюдался сдвиг в сторону больших напряжений с ростом магнитного поля. При этом положение минимумов кондактанса линейно зависело от приложенного поля и хорошо описывалось диаграммой Ландау для 2D-полуметаллического канала [5]. Таким образом, будет теоретически и экспериментально рассмотрена перестройка спектра гибридизированных электронно-дырочных состояний в 2D-полуметаллическом канале при приложении электрического и магнитного поля перпендикулярно плоскости гетероперехода в зависимости от положения уровня химпотенциала разбеденной гетероструктуры II типа.

[1] K.D. Moiseev et al., *Semicond. Sci. Technol.*, **19**, R109 (2004).

[2] P.A. Супис, *ФТП*, **20**, 2008 (1986).

[3] Y. Naveh et al, *Phys. Rev. B*, **49**, 16 829 (1994).

[4] N. Turner et al., *Phys. Rev. B*, **54**, 10614 (1996).

[5] E.E. Mendez et al., *Phys. Rev. B*, **33**, 2893 (1986).

Спектр валентной зоны квантовой ямы HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой в модели «петли экстремумов»

Неверов В.Н., Шелушинина Н.Г., Боголюбский А.С.

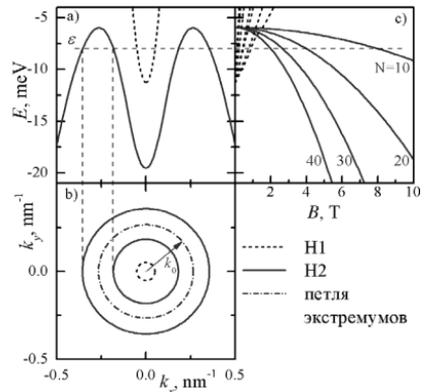
ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

В гетероструктурах HgCdTe/HgTe/HgCdTe с инвертированным зонным спектром первая размерно-квантованная подзона тяжелых дырок $H1$ имеет электронный характер [1] и является зоной проводимости. При ширине квантовой ямы $d_{QW} > 8$ нм верхней валентной зоной становится вторая размерно-квантованная подзона тяжелых дырок $H2$ с немонотонным законом дисперсии. Из-за несоответствия постоянных решетки HgTe и CdTe (и возникающего вследствие этого напряжения в слое HgTe) при $d_{QW} \geq 18$ нм возникает перекрытие зоны проводимости с боковыми экстремумами валентной зоны - образуется фаза двумерного полуметалла (2D SM) [2].

На Рис.1а показана зонная структура напряженной квантовой ямы HgTe с $d_{QW} = 20$ нм, рассчитанная Новик и др. [3] в рамках самосо-

гласованной 8-зонной $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ – модели. На Рис.1б представлены изоэнергетические контуры дна зоны проводимости (малая окружность в центре) и потолка валентной зоны (окружности с радиусами $(k_0 \pm \Delta k)$) в координатах (k_x, k_y) , соответствующие энергии ϵ , в изотропном приближении.

Численные расчеты эффективной массы дырок валентной зоны



(подзоны $H2$) для сильной анизотропии спектра в квазиклассическом приближении выполнены в [4]. В то же время в изотропном приближении изоэнергетические контуры вблизи потолка валентной зоны имеют вид колец (см. Рис.1b), и для расчета спектра уровней Ландау (LL) дырок мы используем модель, предложенную в [5] для случая, когда минимум (максимум) энергии носителей достигается не в отдельных изолированных точках импульсного пространства, а на целой кривой – окружности, которая была названа петлей экстремумов.

В этой модели закон дисперсии дырок с энергиями, близкими к экстремальной (при $p_{\perp} = p_0 \equiv \hbar k_0$), для 2D – случая возьмём в виде:

$\varepsilon = a(p_{\perp} - p_0)^2$, где $p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ (при отсчете энергии вглубь валентной зоны $a > 0$). Вычисляя в квазиклассическом приближении эффективную массу, $m_c(\varepsilon)$, и расстояние между квантованными магнитным полем B уровнями энергии $\Delta\varepsilon = \hbar eB/m_c(\varepsilon)$, для LL (с $N \gg 1$) дырок валентной зоны QW HgTe в модели «петли экстремумов» находим: $\varepsilon(N, B) = aN^2(\hbar eB/p_0)^2$ (Рис.1с).

Важно, что в рассмотренной модели веер уровней Ландау стартует с энергии $\varepsilon = 0$, соответствующей энергии вершин (боковых максимумов) валентной зоны (подзоны $H2$) и перекрывается с LL веером зоны проводимости (подзоны $H1$), как это и должно быть в SM фазе.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-12-01002)

[1] M.I. D'yakonov, A.V. Khaetskii, *JETP*, **55**, 917 (1982).

[2] Z.D. Kvon, et al., *Phys. Rev. B*, **83**,193304 (2011).

[3] E.G. Novik, et al., *Phys. Rev. B*, **72**, 035321 (2005).

[4] Г.М. Миньков и др., Тез. докл. XIII РКФП, Ек-бург, 2017, с. 194.

[5] Э.И. Раиба, В.И. Шека, *ФТТ*, **2**, 162 (1959)

Эффекты атомарной структуры интерфейсов в полупроводниковых наносистемах

Нестоклон М.О.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Зонная структура и оптические свойства полупроводниковых наносистем определяются в том числе атомарной структурой интерфейсов. В докладе метод сильной связи использован для анализа ряда обусловленных интерфейсами эффектов. Междолинное смешивание на гетероинтерфейсах в меру нарушения трансляционной инвариантности будет рассмотрено на примере квантовых ям Si/SiGe [1], нанокристаллов халькогенидов свинца [2] и квантовых точек (In,Ga)As/GaP [3]. За счёт локального понижения точечной симметрии на интерфейсах до C_{2v} в квантовых ямах возможно появление линейных по волновому вектору спин-зависимых слагаемых для электронов [4]. Изучена зависимость интерфейсного вклада от электрического поля [4,5], построено полуэмпирическое описание в рамках обобщённого метода эффективной массы. Учет интерфейсного смешивания также приводит к тому, что вместо одного двукратно вырожденного дираковского конуса в квантовых ямах HgTe/CdTe критической толщины возникают два конуса, смещенных по шкале энергий на ~ 10 мэВ [6].

[1] M.O. Nestoklon, et al, *Phys. Rev. B* **77**, 155328 (2008).

[2] A.N. Poddubny, M.O. Nestoklon, S.V. Goupalov, *Phys. Rev. B* **86**, 035324 (2012).

[3] C. Robert, M.O. Nestoklon, et al., *Appl. Phys. Lett.* **104**, 011908 (2014).

[4] P. S. Alekseev and M. O. Nestoklon, *Phys. Rev. B* **95**, 125303 (2017).

[5] M.O. Nestoklon, et al, *Phys. Rev. B* **85**, 205307 (2012).

[6] S.A. Tarasenko, M.V. Durnev, M.O. Nestoklon, E.L. Ivchenko, J.-W. Luo, A. Zunger, *Phys. Rev. B* **91**, 081302(R) (2015).

Особенности туннельного выброса электронов из квантовых точек в диодной структуре InAs/GaAs

Орлов М.Л.¹, Волкова Н.С.², Ивина Н.Л.³, Орлов Л.К.¹

¹ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

²ННГУ, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

³РАНХиГС, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 46

Проблема выращивания и использования на практике массивов квантовых точек на базе самых разнообразных материалов широко обсуждается в литературе [1,2]. В напряженных системах в электрическом поле из-за дефектов в окрестности интерфейсов появляется вероятность резонансного туннельного пробоя барьера, формируемого на границе между слоями структуры. Ниже на примере гетероструктуры InAs/GaAs с квантовыми точками InAs высотой около 8 нм и диаметром у основания 60 нм, рассмотрены эффект снижения эффективной высоты барьера и возможность проявления в фототоке состояний, локализованных на границе слоев. Основное внимание обращено на электрополевое поведение резонансных особенностей, наблюдаемых на спектральных характеристиках изучаемых гетерокомпозиций, и на выявление роли в фототоке туннельной эмиссии неравновесных носителей заряда из квантовых точек InAs в матрицу GaAs. Измерения, проведенные при температуре жидкого азота для ряда значений прикладываемого к структуре внешнего электрического поля показывают присутствие пиков фоточувствительности при энергиях 0.99 эВ и 1.075 эВ. Ширина запрещенной зоны в деформированном InAs $E_g(\text{InAs}) \approx 0.95$ эВ, глубина потенциальной ямы для электронов $U_{qw} \approx 0.25$ эВ. Для потенциала на поверхности выбиралось значение $\psi_0 \approx 0.8$ эВ.

Характер влияния прикладываемого электрического поля на амплитуду резонансных пиков, наблюдаемых в фототоке показан на рисунке 1. Данные фотоэлектрических измерений сопоставлялись с результатами расчетов на базе соотношения: $\Delta S = aF \cdot \text{Exp}\{-b/F\}$ с параметрами $a = eF/4[2m_e \Delta U]^{0.5} = 0.543$, $b = 4\Delta U[2m_e \Delta U]^{0.5}/3e\hbar = 2.6$,

описывающего вероятность туннелирования электронов из квантовой ямы в континуум сквозь потенциальный барьер треугольной формы [3]. Показанные на рисунке результаты демонстрируют согласие экспериментальных данных (символы) с теоретическими кривыми. Представленные зависимости отчетливо демонстрируют доминирующую роль туннельной составляющей в протекающем по структуре токе и позволяют уточнить значения ряда параметров реальной структуры. В частности, для высоты барьера ΔU получаем значение ≈ 52 мэВ. Относительно низкое, по сравнению с разрывом зон на гетерогранице, значение высоты барьера ΔU_c в присутствии сильного попе-

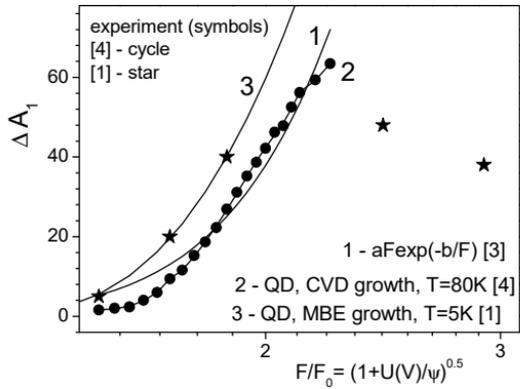


Рис.1. – Полевые зависимости фототока в максимуме первого резонанса.

речного электрического поля можно объяснить влиянием на структуру потенциала размытия состава в окрестности интерфейсов и дополнительного подлегирования нижнего GaAs слоя вследствие геттерирования примеси. Присутствие у границы под барьером локализованных состояний подтверждается и сопоставлением теоретических кривых с экспериментальными точками. Отклонение кривых от экспоненциальной зависимости указывает на присутствие слабо выраженной резонансной составляющей в туннельном токе. Возможность туннелирования электронов через барьер с участием дефектов в окрестности интерфейса наиболее ярко просматривается на рисунке 1 для кривой 3, измеренной при низкой (5K) температуре [1].

[1] P.W. Fry, et al., *Phys. Rev. B.*, **62**, 16784 (2000).

[2] B.N. Zvonkov, et al., *Semiconductors*, **35**, 92 (2001).

[3] C. M. A. Kapteyn, et al., *Phys. Rev.B*, **60**, 14265 (1999).

[4] M.L. Orlov, et al., *Semiconductors*, **52**, in print (2018).

Туннельный перенос электронов через границу в сильных полях в квантовых гетерокомпозициях

Орлов Л.К.

ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

В современных гетеро- и наноконпозициях структура и свойства формируемых границ играют определяющую роль. Особенно роль границ важна в гетероструктурах на базе материалов с сильно различающимися постоянными решеток. Последние сегодня рассматриваются в качестве альтернативы традиционным материалам, применяемым в устройствах высокоскоростной электроники, с целью повышения их быстродействия. Ранее характеристики границ, хоть и обсуждались, но основное внимание исследователей все же было сосредоточено в основном на изучении свойств низкоразмерных систем с идеальными гетерограницами. Ясно, что в реальной ситуации подобные условия реализуются крайне редко, а нарушения структуры границ могут быть связаны не только с особенностями используемой эпитаксиальной технологии [1], но и в силу фундаментальных причин. Достаточно ярко это проявляется как в широко обсуждаемых сегодня нульмерных системах, где характеристики границ часто играют определяющую роль, так и в планарных упруго напряженных гетероструктурах со слоями нанометровой толщины, нашедшими применение в транзисторной электронике. Интерес к гетерограницам, формируемым на базе разных материалов в процессе гетероэпитаксии, связан с вероятным присутствием в окрестности границ оборванных связей. Более того, в окрестности границ формируются значительные электрические и деформационные поля, которые не только оказывают влияние на свойства электронов в кристалле, но и способствуют, вследствие эффекта геттерирования, накоплению в окрестности границы различного рода точечных дефектов. Необходимо также отметить особую роль водорода, адсорбируемого поверхностными

состояниями в процессе широко используемой гидридной эпитаксии, поскольку последний не только пассивирует электрически заряженные центры, снижая эффективность поверхностного рассеяния, но и способствует планарному росту слоев, затрудняя возможность проявления 2D-3D морфологического перехода при росте структур.

В работе на примере различных низкоразмерных гетерокомпозиций обсуждаются особенности туннелирования электронов через барьер, формируемый в окрестности гетерограницы. Эффект туннельного переноса 2D и 1D электронов между слоями InGaAs/GaAlAs структуры обсуждался в работах [2,3]. В условиях транспорта горячих электронов вдоль транспортного канала структуры он способствовал резкому снижению величины порогового поля и появлению на выходных характеристиках полевого транзистора участка отрицательной проводимости.

Для изучения локализованных состояний в тонких барьерных слоях диодной структуры и в композициях с двумерным массивом квантовых точек чаще всего применяется фотоэлектронная и туннельная спектроскопия. В гетерокомпозициях с двумерными массивами квантовых точек присутствие на внутренней границе локализованных состояний может проявляться, иногда даже очень заметно, в отклонении наблюдаемой полевой зависимости туннельного тока фотоносителей от стандартного поведения [4]. Эффект резонансно - туннельного прокола SiGe барьера в окрестности интерфейса SiGe/2D-Si/SiGe диодной структуры с сильно напряженным слоем Si нанометровой толщины наблюдался в работах [5,6], где он проявлялся в появлении характерных особенностей на вольт-емкостных и на вольт-амперных характеристиках системы.

[1] Л.К. Орлов и др., *Изв. РАН, сер. физическая*, **63**, 267 (1999),

[2] М.Л. Орлов и др., *ФТП*, **43**, 679 (2009),

[3] Kee - Youn Jang, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 701 (2003).

[4] М.Л. Орлов и др., *ФТП*, **52**, в печати (2018).

[5] М.Л. Орлов и др., *ФТП*, **48**, 970 (2014).

[6] L.K. Orlov, et al., *Physica E "LDS&N"*, **51**, 87 (2013).

Проводимость алмазных диодных структур с барьером Шоттки

Алтухов И.В.¹, Каган М.С.¹, Папроцкий С.К.¹, Родионов Н.Б.²,
Большаков А.П.³, Ральченко В.Г.³, Хмельницкий Р.А.⁴

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая, 11-7

²ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 108840, Москва, Троицк

³ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва

⁴ФИ им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва

Исследована дырочная проводимость вертикальных диодных структур ($m-i-p^+$), изготовленных на основе монокристаллического алмаза. Номинально нелегированные (i -тип) гомоэпитаксиальные алмазные плёнки толщиной 10-12 мкм выращены методом парофазного химического осаждения на подложках с ориентацией (100), вырезанных из кристаллов алмаза, синтезированных методом высокого давления / высокой температуры. Подложки были сильно легированы бором ($\sim 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$). В качестве контактов к структуре методом магнетронного напыления были нанесены плёнки Pt, образующие барьер Шоттки к материалу p -типа. Высокоомная алмазная плёнка i -типа является активным слоем вертикальной диодной структуры.

Измерены вольтамперные характеристики (ВАХ) этих структур на постоянном токе и в импульсном режиме в электрических полях вплоть до 10^5 В/см . Сравнение статических и импульсных ВАХ позволило изучить механизмы проводимости в активном слое структур. Определены концентрации примесей и носителей заряда в активном слое, оценены времена рекомбинации дырок. Измерены также ВАХ структур с верхним омическим контактом (Ti-W) и сопоставлены с ВАХ структур $m-i-p^+$. Определено электрическое поле пробоя (ударной ионизации) примеси бора в алмазе.

Оптические свойства керамики $\text{CaMoO}_4:\text{Bi}$

Парулин Р.А., Тимошенко И.В., Кузнецова Ю.А., Зацепин А.Ф.,
Буянова Е.С., Михайловская З.А., Кубиси М.

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002 г. Екатеринбург, Россия

Шеелитоподобные оксиды типа ABO_4 интересны в качестве материалов для лазеров, люминофоров, фотокатализаторов [1]. В работе изучены оптические свойства керамики $\text{CaMoO}_4:\text{Bi}$, и установлена роль собственных дефектов матрицы и активатора Bi в формировании энергетической структуры.

Анализ экспериментальных данных $R(h\nu)$ (рис. 1) выполнялся на основе упомянутых в [2-4] методов. По результатам построены зависимости ширины энергетического зазора для прямых и непрямых переходов от концентрации Bi (рис. 2). Для прямых переходов эффект изменения ширины энергетического зазора от введения Bi проявляется при больших концентрациях, чем для непрямых. Это можно объяснить тем, что непрямые переходы связаны с фононами. Висмут, встраиваясь в решетку, меняет химические связи, поэтому эффект проявляется сразу.

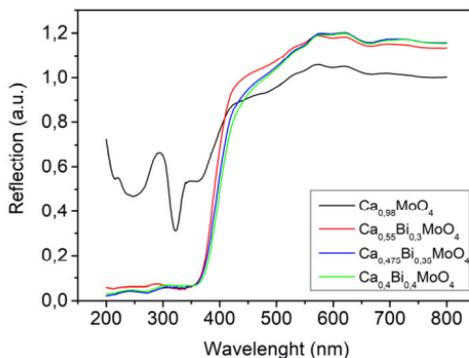


Рис. 1 – Спектры отражения

— В спектре отражения для образца $\text{Ca}_{0,98}\text{MoO}_4$ провал при 310 нм связан с поглощением в оптически-активном центре, относящемся к собственным дефектам матрицы вакансионного типа (V_{Ca}).

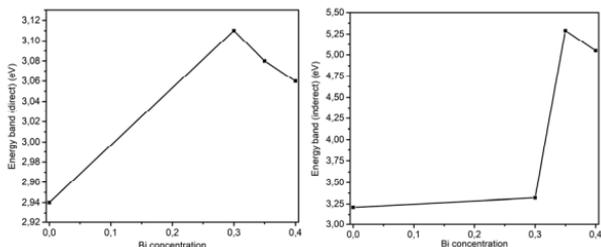


Рис. 2 – Зависимости прямых и непрямых переходов от концентрации Bi в образце

— При добавлении Bi пик поглощения в коротковолновой области исчезает. Это может быть вызвано следующими причинами: (1) Ионы Bi занимают позиции V_{Ca} , что приводит к нейтрализации собственного дефекта матрицы; (2) Ионы Bi замещают регулярные катионные позиции (Bi_{Ca}) в непосредственной близости от собственного дефекта, тем самым искажая его энергетику.

— Для непрямых переходов эффект влияния Bi более выражен, чем для прямых переходов. Это можно объяснить тем, что непрямые переходы связаны с фононами (решеточными колебаниями). Висмут, встраиваясь в решетку, оказывает влияние не только на электронную подсистему, но и на фононную.

1. Mikhailik V. B., Kraus H., Miller G., Mykhaylyk M. S., Wahl D. Luminescence of CaWO_4 , CaMoO_4 , and ZnWO_4 scintillating crystals under different excitations // *J. Appl. Phys.* – 2005, v. 97, 083523.

2. Кузнецова Ю.А., Зацепин А.Ф. Определение ширины запрещенной зоны компактированных нанопорошков Gd_2O_3 и $\text{Gd}_2\text{O}_3:\text{Er}$ на основе данных диффузного отражения // *J. of Phys.: Conf. Series* – 2017, In Press.

3. Kubelka P., Munk F. // *J. Tech. Phys.* – 1931, v. 12, p. 593.

4. Tauc J. *Amorphous and Liquid Semiconductor* // Plenum, New York – 1974, p. 159

Transport through quantum Hall edges with neutral modes

Polyakov D.G.

Institute for Nanotechnology, Karlsruhe Institute of Technology, Germany

I will discuss the transport properties of a “composite” quantum Hall edge (quantum Hall line junction) made up of several modes, when these are asymmetric in the sense that they correspond to different filling fractions. The asymmetry plays a conceptually important role because it may lead to the emergence, in the low-temperature limit, of peculiar neutral modes propagating along the edge in the direction opposite to that of the charge mode. This type of asymmetry is also crucial for the persistence of the ballistic character of the charge mode in the presence of intermode disorder-induced backscattering for the case when the total number of edge modes is even and they run in opposite directions. One example of a composite edge, on which I will primarily focus in this discussion, and which is most robust experimentally, is that of a “hole-conjugate” Hall liquid with the total filling fraction $2/3$, with two counterpropagating edge modes corresponding to the filling fractions 1 and $-1/3$. We develop a fermionic approach to the problem, based on the representation of the edge in terms of fermions subject to disorder and a peculiar type of singular dynamic interactions. This approach allows us to find in a controlled manner the mode spectrum, the characteristic relaxation rates, the two-particle propagators, and the response functions of the strongly correlated disordered edge.

The work was done in collaboration with Y. Gefen and I. Gornyi

Особенности магнитотранспорта в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe со спектром двуслойного графена

Попов М.Р.¹, Якунин М.В.¹, Подгорных С.М.¹,
Криштопенко С.С.^{2,3}, Терре F.³, Jouault B.³, Desrat W.³,
Михайлов Н.Н.⁴, Дворецкий С.А.⁴

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²ИФМ РАН, 603087, д. Афонино Нижегородской обл., ул. Академическая, 24

³Laboratoire Charles Coulomb (L2C), UMR CNRS 5221, Universite Montpellier, 34095 Montpellier, France

⁴ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

Энергетический спектр (квази)двумерного слоя HgTe формируется из уровней легких носителей (обозначаемых E_i , они образуются из комбинаций состояний зоны Г6 и состояний с моментом $\pm 1/2$ зоны Г8) и тяжелых (НН_i, формируются состояниями $\pm 3/2$ зоны Г8), при этом взаимное расположение подзон размерного квантования этих семейств радикальным образом зависит от толщины слоя d [1]. При толщине менее критической $d < d_c \approx 6.3$ нм все подзоны E_i расположены выше подзон НН_i, образуя нормальный энергетический спектр. При $d > d_c$ нижняя подзона семейства E (E_1) опускается ниже верхней подзоны семейства НН (НН1), эти две под-зоны переворачиваются, и порядок расположения подзон становится инвертированным. При критической толщине две соприкасающиеся подзоны E_1 и НН1 образуют дираковский спектр. Структуры с инверсным и квазидираковским спектром интересны тем, что в них существуют бесщелевые краевые состояния, превращающие эти объекты в топологические изоляторы. Создание двойных квантовых ям (ДКЯ) со слоями HgTe открывает новые возможности в конструировании нетрадиционного энергетического спектра от возможности регулирования величины

перекрытия зон и реализации особых условий для квантового эффекта Холла [2] до построения систем с комбинированным межслойным взаимодействием между принципиально различающимися состояниями E и HH.

В работе впервые выполнены исследования магнитотранспорта в ДКЯ HgTe/CdHgTe с туннельно-прозрачным барьером и энергетическим спектром, похожим на зонную структуру двуслойного графена. Такой спектр реализуется в ДКЯ при критической толщине слоев HgTe $d_c = 6.3\text{--}6.5$ нм и относительно тонком барьере CdHgTe (3 нм в наших образцах). В этом случае актуальным для проводимости становится уровень типа E, что радикально меняет ситуацию по сравнению с ДКЯ, состоящей из более широких слоев HgTe [2]. В последней все процессы развиваются только в слоях HH, а между ними при реальных толщинах барьера туннельная щель исчезающе мала. Напротив, между уровнями типа E в ДКЯ формируется большая туннельная щель, и получающаяся комбинация пары нерасщепленных уровней HH и пары расщепленных уровней E качественно воспроизводит картину энергетического спектра двуслойного графена. Мы получили экспериментальное доказательство существования туннельной щели между состояниями легких носителей – по наличию пика в магнито-сопротивлении (МС) в параллельном слое магнитном поле.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № 01201463326, а также проекта РФФИ № 18-02-00172

[1]. M. König, H. Buhmann, L.W. Molenkamp et al. // *J. Phys. Soc. Jpn.*, V. 77, 031007 (2008).

[2]. M. V. Yakunin, A. V. Suslov, M. R. Popov et al. // *Physical Review B*, V. 93, 085308 (2016).

Аномальный и топологический эффект Холла

Рожанский И.В., Денисов К.С.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, ул. Политехническая, 26

Аномальный эффект Холла (АЭХ) представляет собой дополнительный вклад в холловское сопротивление, связанный с намагниченностью образца. Различают несколько механизмов аномального эффекта Холла, все они основаны на спин-орбитальном взаимодействии, а для возникновения поперечного электрического тока необходима поляризация носителей по спину. В докладе представлен краткий обзор известных механизмов АЭХ в режиме металлической и прыжковой проводимости. Теоретическое описание АЭХ в этих двух случаях оказывается совершенно различным.

Нарушение симметрии по отношению к инверсии времени, необходимое для возникновения поперечного тока, не обязательно связано со спиновой поляризацией носителей или наличием спин-орбитального взаимодействия. Другая возможность возникновения поперечного тока, топологический эффект Холла (ТЭХ), связана с обменным рассеянием электрона на киральных вихревых состояниях намагниченности. Помимо фундаментальной значимости ТЭХ, существуют идеи прикладного использования этого явления, например в устройствах памяти на магнитных скирмионах.

С физической точки зрения имеются два качественно различных режима ТЭХ. Адиабатический режим имеет место в случае большой константы обменного взаимодействия и описывается в терминах геометрической фазы Берри. Движение электрона в киральном поле намагниченности приводит к поперечному спиновому току, который приводит к зарядному току только если носители в образце поляризованы по спину, как и в АЭХ. В случае слабой обменной связи (неадиабатический режим) теоретическое описание с помощью фазы Берри неприменимо. Другой теоретический подход, основанный на

теории возмущений, предсказывает ярко выраженный зарядовый, а не спиновый, эффект Холла, даже для полностью неполяризованных свободных носителей [1].

Мы разработали теорию ТЭХ, основанную на анализе задачи спин-зависимого рассеяния электрона на локализованном киральном поле намагниченности. Этот подход справедлив для произвольного значения адиабатического параметра. Развитая теория применена для анализа ТЭХ в двумерной пленке с магнитными скирмионами. Нам удалось проследить нетривиальный переход между двумя режимами. В неадиабатическом режиме противоположные спины рассеиваются в

одном и том же поперечном направлении (Рис.1, слева). В адиабатическом режиме поперечный зарядовый ток превращается в чисто спиновый ток, когда противоположные спины рассеиваются в противоположных направлениях (Рис.1, справа). Таким образом, очевидное противоречие

между результатами адиабатических и пертурбативных теоретических подходов к ТЭХ устранено [2]. Нами установлено, что асимметричное обменное рассеяние может приводить к поперечному току для киральных магнитных текстур с нулевым топологическим зарядом, поэтому, возможно, это явление следует называть киральным (а не топологическим) эффектом Холла.

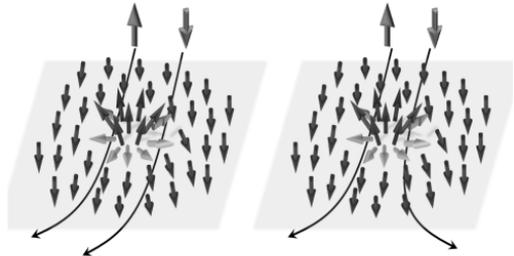


Рис.1. – топологический эффект Холла в неадиабатическом (слева) и адиабатическом (справа) режиме.

[1] K. S. Denisov, I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, E. Lähderanta, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 027202 (2016)

[2] K.S. Denisov, I.V. Rozhansky, N.S. Averkiev, E.Lahderanta, *Scientific Reports* **7**, 17204 (2017)

Нелинейная зависимость спин-орбитального и зеemanовского членов от волнового вектора в модели Кейна

Румянцев Е.Л., Кунавин П.Е.

ИЕН УрФУ, 620000, Екатеринбург, ул. Ленина, 51

Как известно члены Зеemanовского и спин-орбитального взаимодействия возникают при редукции многокомпонентной $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ задачи к двухкомпонентному описанию в терминах электронных (дырочных) состояний. При построении уравнения для зоны проводимости мы предложили использовать преобразование Боголюбова, как альтернативу обычно используемому унитарному преобразованию Фолди-Вайтхаузена. Исключение вклада дырочных состояний при конструировании уравнения для электронной огибающей функции при этом производится с учетом заполнения валентной зоны. Построение уравнения для электронных состояний начинается с построения одноэлектронных операторов плотности вероятности $P(\mathbf{r})$ и тока плотности вероятности $\mathbf{J}(\mathbf{r})$. При включении в задачу внешних скалярных $V(\mathbf{r})$ и векторных $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ воздействий соответствующие члены взаимодействия в одноэлектронном уравнении типа Паули задаются с помощью полученных операторов $P(\mathbf{r})$ и $\mathbf{J}(\mathbf{r})$. Показано, что в данном подходе член Зеemана в зоне проводимости имеет вид

$$\langle H_{z,1} \rangle = \frac{e}{4cm_e^*} \int \left\langle \frac{\mathbf{B}\boldsymbol{\sigma}}{\varepsilon_k} \right\rangle d\mathbf{k}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_k = \sqrt{1 + \lambda_c^2 k^2}$, $\lambda_c = \sqrt{3}/\sqrt{2}m_e^*P$. Подобное выражение было получено в теории Дирака [1] и может быть интерпретировано как квази-релятивистская зависимость магнетона Бора от скорости (квазиимпульса), в виду зависимости массы от скорости. В предложенном

подходе, как и в теории Дирака, возникают дополнительные члены типа

$$\langle H_{Z,2} \rangle = \frac{e}{4cm_e^*} \lambda_c^2 \left\langle \frac{(\mathbf{Bk})(\boldsymbol{\sigma k}) - (\mathbf{B}\boldsymbol{\sigma})k^2}{\varepsilon_k(\varepsilon_k + 1)} \right\rangle, \quad (2)$$

связанные с учетом непараболичности спектра. Отметим, что полученное выражение, выписанное в импульсном пространстве, становится нелокальным при переходе в координатное представление. В рамках предложенного подхода спин-орбитальное взаимодействие также становится нелокальным и нелинейно зависящим от волнового вектора. Например, в случае воздействия на систему постоянного электрического поля $V(\mathbf{r}) = -eEz$ (член типа Рашбы), усредненный по одноэлектронному состоянию в импульсном представлении дополнительный спин-орбитальный вклад в гамильтониан имеет вид

$$\langle H_{V(r)} \rangle = -\frac{1}{4} e \lambda_c^2 E \left\langle \frac{[\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}]_z}{\varepsilon_k(\varepsilon_k + 1)} \right\rangle. \quad (3)$$

На необходимость учета нелинейного вклада при описании рашбовского спинового расщепления в узкозонных полупроводниках было указано в работах [2,3]. В них подчеркивалось, что обычно используемая при описании линейная зависимость от волнового вектора справедлива лишь в первых порядках теории возмущения по параметру $\lambda_c k$. Поскольку спин-орбитальное взаимодействие играет решающую роль в вопросе о возможной генерации спиновых потоков, установление реального вида соответствующего вклада имеет большое значение.

[1] W. Zawadzki, *Phys. Rev. D*, **3**, 1728 (1971),

[2] W. Yang and Kai Chang, *Phys. Rev. B*, **73**, 113303 (2006),

[3] W. Yang and Kai Chang, *Phys. Rev. B*, **74**, 193314 (2006).

Емкостная спектроскопия системы бесщелевых дираковских фермионов в квантовой яме HgTe

Савченко М.Л.^{1,2}, Козлов Д.А.^{1,2}, Ziegler J.³, Квон З.Д.^{1,2},
Михайлов Н.Н.², Дворецкий С.А.², Weiss D.³

¹Новосибирский государственный университет, 630090, Россия

²Институт физики полупроводников им.А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск, Россия

³Experimental and Applied Physics, University of Regensburg, Regensburg D-93040, Germany

В исследовании представлены зависимости плотности состояний системы дираковских фермионов от энергии Ферми, полученные с помощью емкостных измерений, и проведен анализ факторов, влияющих на плотность состояний в дираковской точке. Обнаружено, что

в квантовой яме HgTe толщиной 6.6 нм плотность состояний дираковских электронов линейно зависит от энергии Ферми при $E_F > 30$ мэВ со скоростью $v_{DF} = 8.2 \times 10^5$ м/с. При меньших энергиях наблюдается отклонение от линейного закона, свидетельствующее о сильном влиянии связанного с флуктуациями встроенного заряда беспорядка. Это приводит к размытию зон с характерным масштабом 15-20 мэВ и минимальной концентрации носителей около 4×10^{10} см⁻². В валентной зоне, при отрицательных E_F , наблюдается резкий рост плотности состояний, связанный с хвостом плотности состояний долин тяжелых дырок.

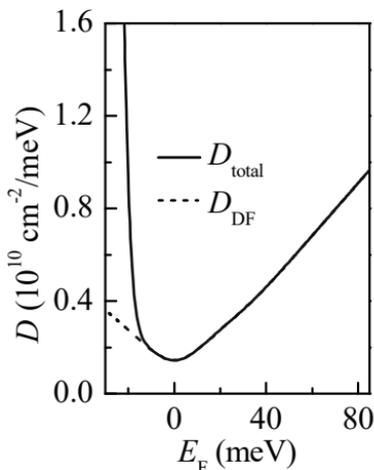


Рис. 1. — Зависимость плотности состояний от энергии Ферми.

RHEED studies for the insight into the nucleation mechanism of GaN nanowires grown by PAMBE

Sobanska M., Zytkeiwicz Z.R., Klosek K., Tchutchulashvili G.

Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Al. Lotnikow 32/46, 02-668 Warsaw, Poland

It is well established that GaN nanowires (NWs) are promising building-blocks of new electronic and optoelectronic devices. Much effort is recently concentrated on controlled growth of GaN NWs on non-crystalline substrates, which offers a large degree of freedom in designing new devices. However, due to the lack of fundamental growth studies, the growth mechanisms underlying the formation of GaN NWs on non-crystalline substrates are still not well understood, hindering the control of the growth process.

Aim of this work is to show how the RHEED technique can be efficiently used to study nucleation process of GaN NWs. For that catalyst-free growth of GaN NWs by plasma-assisted MBE (PAMBE) is studied on Si(111) with amorphous Al_xO_y buffer deposited by atomic layer deposition [1]. Then, the results are compared with those obtained on nitridated Si(111) (Si_xN/Si) under the same growth conditions. This leads to a quantitative description of the nucleation and growth of GaN NWs by PAMBE on amorphous substrates [2, 3].

Using RHEED, we analyze *in-situ* growth process from the incubation and nucleation stages till the formation of the final NW ensemble. We observe qualitatively the same temporal evolution of RHEED intensity for the two types of substrates [2]. However, on a- Al_xO_y , the incubation time of GaN islands is much shorter and the nucleation faster than on nitridated Si (Fig. 1a). Dedicated samples are used to analyze the evolution of surface morphology as the growth proceeds (Fig. 1a, SEM images (A) – (C)). In particular, a shape transformation from spherical cap-shaped GaN islands to the final NW-like geometry is found at the early stages of the growth on both substrates [4].

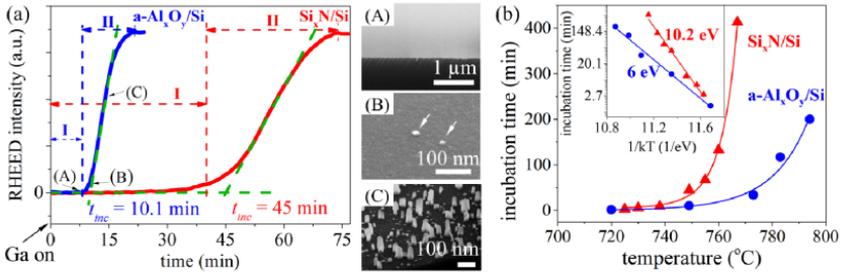


Fig. 1. (a) Evolution of GaN 3D RHEED spot intensity during nucleation of GaN NWs on Si with (blue curve) and without (red curve) $a\text{-Al}_x\text{O}_y$ buffer. SEM images (A)–(C) show morphology of NWs on $a\text{-Al}_x\text{O}_y$ when the growth was stopped at various stages of nucleation process. (b) Dependence of the incubation time t_{inc} on temperature T_{gr} for GaN NWs grown on $a\text{-Al}_x\text{O}_y/\text{Si}$ (blue circles) and on $\text{Si}_x\text{N}/\text{Si}$ (red triangles). The inset represents Arrhenius plots $\ln(t_{\text{inc}})$ vs. $1/kT_{\text{gr}}$ from which nucleation energies of 6 eV and 10.2 eV, respectively, are obtained.

In order to clarify an origin of enhanced GaN nucleation on $a\text{-Al}_x\text{O}_y$ RHEED-measured incubation times for nucleation of 3D GaN islands on $a\text{-Al}_x\text{O}_y/\text{Si}$ and $\text{Si}_x\text{N}/\text{Si}$ substrates was studied versus the substrate temperature and Ga flux [2, 3]. The Arrhenius plot $\ln(t_{\text{inc}})$ vs. $1/kT_{\text{gr}}$ gave value of GaN nucleation energy on $a\text{-Al}_x\text{O}_y/\text{Si}$ equal to 6 eV being remarkably smaller than 10.2 eV that we found under the same conditions on $\text{Si}_x\text{N}/\text{Si}$. Theoretical analysis of experimental data indicates dominant heterogeneous nucleation mechanism on amorphous Al_xO_y while less efficient, homogeneous nucleation dominates on Si_xN [3].

Financial support from the Polish National Science Centre under grants 2016/21/N/ST3/03381 and 2016/23/B/ST7/03745 is acknowledged. The authors thank S. Gieraltowska for ALD deposition of $a\text{-Al}_x\text{O}_y$ buffer layers on Si(111) substrates.

- [1] M. Sobanska et al., *J. Appl. Phys.*, **115**, 043517 (2014),
- [2] M. Sobanska et al., *J. Appl. Phys.*, **118**, 184303 (2015),
- [3] M. Sobanska et al., *Cryst. Growth Des.*, **16**, 7205–7211 (2016),
- [4] M. Sobanska et al., *Nanotechnology*, **27** 325601 (2016).

Оптическая спектроскопия гетеропереходов GaN/AlGaN рекордного качества

Соловьев В.В.¹, Schmult S.², Кукушкин И.В.¹

¹ИФТТ РАН РАН, 142432, Черноголовка., ул. Ак.Осипьяна, 2

²Technische Universität Dresden & NaMLab gGmbH, Germany, 01187, Dresden, Nöthnitzer Str. 64

В данном докладе приводятся первые экспериментальные результаты спектроскопических исследований широкозонных гетеропереходов GaN/Al_{0.08}Ga_{0.92}N рекордного качества, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

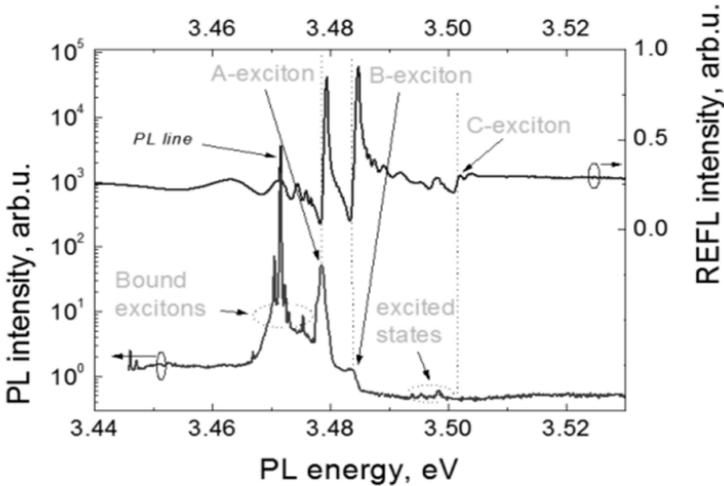


Рис.1. – Спектры отражения и фотолюминесценции гетероперехода GaN/Al_{0.08}Ga_{0.92}N, снятые при температуре 2К.

Уникальное качество полупроводникового материала подтверждается чрезвычайно узкими линиями фотолюминесценции экситонов,

связанных на донорах в объеме GaN (ширина менее 0.1 мэВ – мировой рекорд), а также практически полным отсутствием линий экситонов, связанных на акцепторах.

Впервые обнаружены 1/В-периодические осцилляции интенсивности в спектрах фотолюминесценции, позволившие установить концентрацию двумерных электронов. Впервые зарегистрирована фотолюминесценция с уровнями Ландау двумерных электронов на гетеропереходах GaN/AlGaN. Энергетическое расщепление между уровнями Ландау соответствует электронной массе около $0.25m_e$. В спектрах отражения впервые для данного материала обнаружены особенности, соответствующие квантованию/интерференции экситонных поляритонов на слое барьера $Al_{0.08}Ga_{0.92}N$.

Эффект Холла в прыжковой проводимости

Степина Н.П.¹, Шумилин А.В.², Ненашев А.В.¹, Двуреченский А.В.¹

¹ИФП СО РАН, 630090 Новосибирск,

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург

В работе проведено экспериментальное и теоретическое исследование эффекта Холла при прыжковой проводимости.

Экспериментально измерен эффект Холла в массиве квантовых точек (КТ) Ge/Si. Показано, что эффект Холла регистрируется не только в высокопроводящих образцах с диффузионной проводимостью, но и в структурах с прыжковой проводимостью.

При этом холловская подвижность μ степенным образом зависит от радиуса локализации a и отражает его немонотонную зависимость от степени заполнения КТ дырками. Мезоскопических эффектов в поведении холловского сопротивления не обнаружено. Для объяснения экспериментальных данных была развита теория эффекта Холла в системах с прыжковой проводимостью. Были выведены основные уравнения, описывающие появление холловского тока в треугольниках, состоящих из трех центров локализации. В линеаризованной форме их можно записать в виде:

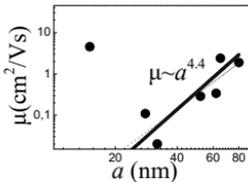


Рис.1. – Зависимость холловской подвижности от радиуса локализации a

локализации a и отражает его немонотонную зависимость от степени заполнения КТ дырками. Мезоскопических эффектов в поведении холловского сопротивления не обнаружено. Для объяснения экспериментальных данных была развита теория эффекта Холла в системах с прыжковой проводимостью. Были выведены основные уравнения, описывающие появление холловского тока в треугольниках, состоящих из трех центров локализации. В линеаризованной форме их можно записать в виде:

$$J_{kj} = \frac{e\varphi_i}{T} \frac{eHS}{\hbar c} Y_{ikj}, \quad (1)$$

$$Y_{ikj} \approx \frac{\hbar t_{ij} t_{ik} t_{jk}}{4\tau_1^2} \left[e^{(|E_i| - \varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ik})/T} + e^{(|E_j| - \varepsilon_{ij} - \varepsilon_{jk})/T} + e^{(|E_k| - \varepsilon_{ik} - \varepsilon_{jk})/T} \right]$$

Таким образом, в треугольнике **(ikj)** неравновесная поправка к потенциалу φ_i приводит к холловскому току J_{kj} . Уравнение (1), дополненное обычными токами, связанными с сопротивлениями Миллера-Абрахамса, приводит к системе обобщенных уравнений Кирхгофа. Это позволяет исследовать влияние беспорядка на эффект Холла как аналитически, так и численно.

Показано, что в режиме VRH зависимость холловской подвижности определяется соотношением $\mu \sim a^{-2} \xi_c^{3/2-\gamma}$, где ξ_c – перкаляционная экспонента, степень γ определяет малую вероятность соединения трех ветвей перкаляционного кластера оптимальным (с точки зрения генерации холловского тока) треугольником. В режиме

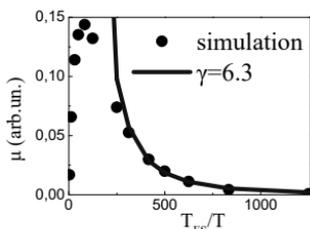


Рис.2–Зависимость $\mu(T)$ (режим закона кулоновской щели).

кулоновской щели численно найдено значение $\gamma=6.3$ (рис. 2), что приводит к зависимости $\mu \sim a^{-4.4}$. Эта зависимость хорошо согласуется с экспериментальными данными (рис. 1). В момент перехода от проводимости по ближайшим соседям к VRH-режиму существует аномальная зависимость $\mu(T)$, когда холловская подвижность растет при уменьшении температуры.

В отличие от предсказаний работы [1] о том, что корреляционный радиус холловской подсетки намного превышает таковой для прыжковой проводимости, показано, что вплоть до довольно больших температур разброс холловских токов в различных реализациях беспорядка не намного больше, чем разброс обычных токов, что согласуется с отсутствием в эксперименте мезоскопических эффектов.

Нулевое дифференциальное сопротивление двумерного электронного газа в одномерном периодическом потенциале при больших факторах заполнения

Стрыгин И.С.¹, Горан А.В.¹, Родякина Е.Е.¹, Быков А.А.¹,
Майер В.², Виткалов С.А.²

¹*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*

²*Physics Department, City College of the City University of New York, New York 10031, USA*

Исследован нелинейный магнетотранспорт двумерного (2D) электронного газа в одномерных латеральных сверхрешетках, изготовленных на основе селективно-легированной гетероструктуры GaAs/AlAs. Одномерная потенциальная модуляция 2D электронного газа осуществлялась при помощи серии металлических полосок, сформированных на поверхности гетероструктуры с использованием электронно-лучевой литографии и технологии «взрыва». Изучались зависимости дифференциального сопротивления r_{xx} от магнитного поля $B < 1.5$ Тл при температуре $T = 4.2$ К в сверхрешетках с периодом $a = 400$ нм. Обнаружено, что в одномерных латеральных сверхрешетках в скрещенных электрическом и магнитном полях возникают электронные состояния с $r_{xx} \approx 0$. Показано, что в 2D электронных системах с одномерной периодической модуляцией состояния с $r_{xx} \approx 0$ возникают в минимумах соизмеримых осцилляций магнетосопротивления.

Работа была поддержана РФФИ (проект номер 18-02-00603).

[1] А. А. Быков и др., *Письма в ЖЭТФ* **104**, 258 (2016).

Эффекты дрожащего движения свободных носителей заряда в полупроводниковых системах

Тарасенко С.А.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург

Квантово-механические законы движения частиц отличаются от классических и могут приводить к неожиданным эффектам, которые не имеют аналогов в классической физике.

В докладе обсуждаются результаты теоретического и экспериментального исследования эффекта дрожащего движения носителей заряда в полупроводниках, аналогичного эффекту *Zitterbewegung* дираковских электронов [1,2]. Показано, что скорость электрона в системах с линейным по волновому вектору спин-орбитальным расщеплением во внешнем магнитном поле не является сохраняющейся величиной, а содержит вклад, осциллирующий на ларморовской частоте. В термодинамическом равновесии фазы дрожания отдельных электронов случайны, поэтому экспериментальное исследование данного эффекта требует применения техники шумовой электрической спектроскопии. Дрожание отдельных электронов можно сделать когерентным, если синхронизовать их спиновую динамику, например методами импульсной оптической ориентации [3].

Амплитуда когерентного дрожания электронов может значительно возрасти в условиях плазменного резонанса. В многодолинных системах со снятым спиновым вырождением эффект дрожащего движения возможен в отсутствие магнитного поля и может приводить к возникновению зарядовых, спиновых и долинных токов.

[1] E. Schrödinger, *Sitz. Press. Akad. Wiss. Phys.-Math.* 24, 418 (1930).

[2] W. Zawadzki, T.M. Rusin, *J. Phys.: Condens. Matter* 23, 143201 (2011).

[3] I. Stepanov, M. Ersfeld, A.V. Poshakinskiy, M. Lepsa, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, and B. Beschoten, *ArXiv:1612.06190*.

Роль конечных и начальных состояний в фотоэмиссии термализованных электронов

Кудлаев Я.В.¹, Назаров Н.А.¹, Голяшов В.А.^{1,2}, Терещенко О.Е.^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

Из хорошо известного ряда полупроводников и полупроводниковых соединений, например GaAs, возможна фотоэмиссия термализованных электронов при условии, что уровень вакуума оказывается ниже дна зоны проводимости, в состоянии, так называемого, эффективного отрицательного электронного сродства (ОЭС). В отличие от прямой фотоэмиссии, когда сохраняется импульс и энергия эмитированного электрона, фотовозбужденные электроны в зону проводимости GaAs успевают рассеяться по импульсу и термализоваться до выхода в вакуум, т.е. потерять информацию о начальном состоянии в валентной зоне ($E_i(\mathbf{k})$). Однако прежде чем выйти в вакуум, электроны попадают в двумерную квантовую яму, образованную приповерхностной областью пространственного заряда, и эмиссия электронов осуществляется с уровней размерного квантования. При этом переходы между уровнями размерного квантования происходят через электрон-фононное взаимодействие с последующей эмиссией электрона в вакуум. Таким образом, угловое распределение эмитированных электронов несет информацию только о конечных состояниях в кристалле. С другой стороны, можно подобрать условия, когда электрон вылетит спин-поляризованный, т.е. будет нести информацию о начальном состоянии через спиновую поляризацию электрона. Для изучения роли начальных и конечных состояний в процессе эмиссии нами впервые был собран вакуумный фотодиод, в котором оба электрода являлись полупроводниковыми гетероструктурами с ОЭС. Это позволило вы-

явить и изучить ряд новых интересных фотоэмиссионных и инжекционных свойств спин-поляризованных электронов очень низкой энергии (0-300 мэВ), а также предложить несколько практических применений на основе вакуумного полупроводникового фотодиода [1]. Фотодиод с двумя ОЭС электродами продемонстрировал способность генерации фототока в широком диапазоне длин волн (350-900 нм) без потенциала смещения. Показано, что значение эффективности преобразования световой энергии в электрическую может достигать значения квантовой эффективности фотокатода, т.е. свыше 50%. Предложен новый вакуумный многокаскадный солнечный элемент с несколькими р-п переходами, разделенными вакуумными зазорами [2]. Измерены энергетические распределения фотоэмитированных электронов. Подтверждено наличие тонкой структуры в фотоэмиссионных спектрах, связанной с рассеянием электронов на оптических фононах при выходе в вакуум через квантово-размерные состояния в области пространственного заряда. Методом поляризованной катодолюминесценции изучена инжекция спин-поляризованных электронов в вакуумных фотодиодах. Измерена зависимость поляризации электронного пучка от энергии инжектируемых электронов в интервале 0.5-4 эВ, которая удовлетворительно описывается релаксацией спина по механизму Дьяконова-Переля. Впервые измерено пространственное распределение поляризации электронов, что позволило предложить новый тип спин-детектора с пространственным разрешением. В заключение, при эмиссии из фотокатода с ОЭС реализована ситуация, при которой эмитируемые электроны несут информацию о дисперсии только конечных квантово-размерных состояний двумерной приповерхностной зоны, в то время как поляризация электронов отражает начальное состояние. Работа поддержана Междисциплинарным интеграционным проектом СО РАН № 70.

[1] A.A. Rodionov et al., *Physical Review Applied* **8**, 034026 (2017),

[2] O.E. Tereshchenko et al., *Scientific Reports* **7**, 16154, (2017).

Киральные фотонные структуры для компактных источников циркулярно-поляризованного света

Тиходеев С.Г.

Физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 1, Ленинские горы, Москва, Россия, 119991

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 38, ул. Вавилова, Москва, Россия, 119991

Встраивание киральных метаповерхностей или фотонно-кристаллических слоев в полупроводниковые светоизлучающие устройства с квантовыми точками (КТ) или квантовыми ямами позволяет создавать компактные источники циркулярно-поляризованного света, включая лазеры [1-3].

Например, была продемонстрирована циркулярно-поляризованная фотолуминесценция акиральных квантовых точек InAs из кирально-модулированной волноводной структуры GaAs/AlGaAs со степенью циркулярной поляризации, превышающей 95% [4].

Близкая к поляризованной по кругу лазерная генерация была получена [5] при комнатной температуре и оптической накачке из AlAs/AlGaAs брэгговского микрорезонатора с GaAs квантовыми ямами в активной области и кирально-модулированным верхним зеркалом.

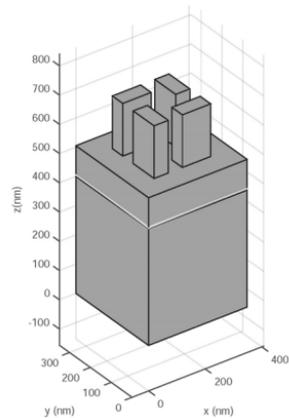


Рис.1. – Схематическое изображение одного периода кирально-модулированной GaAs мембраны.

Лазерная генерация в такой системе возникает и при низких температурах, причем в режиме сильной экситон-фотонной связи. Недавно [6] нами был продемонстрирован экситон-поляритонный лазер с почти циркулярно-поляризованным излучением без приложения внешнего магнитного поля.

Киральные свободно подвешенные полупроводниковые мембраны, схематически изображенные на Рис. 1, могут работать в режиме метаповерхности, когда период киральной структуры меньше длины волны света. (Зеленым цветом на Рис. 1 показана GaAs мембрана с киральным слоем в виде квадратной решетки прямоугольных нанопилларов, желтый горизонтальный слой показывает положение светоизлучающих InAs квантовых точек.)

В докладе будут обсуждены физические принципы управления поляризацией фотоизлучения структур с киральными фотонными кристаллами и метаповерхностями.

[1] K. Konishi, et al., *Phys. Rev. Lett.* **106**, 057402 (2011).

[2] A. A. Maksimov, et al., *Phys. Rev. B* **89**, 045316 (2014).

[3] S. V. Lobanov, et al., *Optics Lett.* **40**, 1528 (2015).

[4] S. V. Lobanov, et al., *Phys. Rev. B* **92**, 205309 (2015).

[5] A. A. Demenev, et al., *Appl. Phys. Lett.* **109**, 171106 (2016).

[6] V. D. Kulakovskii, et al., to be published.

Размерный эффект в электронных свойствах тонких пленок Bi_2Se_3

Чистяков В.В.¹, Huang J.C.A.², Наумов С.В.¹, Перевозчикова Ю.А.¹,
Марченкова Е.Б.¹, Доможирова А.А.³, Eisterer M.⁴, Марченков В.В.^{1,3}

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²National Cheng Kung University, Tainan, Taiwan

³УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

⁴TU Wien Atominstitut, Vienna 1020, Austria

В последние годы были предсказаны теоретически и обнаружены экспериментально новые квантовые материалы с топологически нетривиальной зонной структурой, возникающей вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия. Прежде всего, это топологические изоляторы (ТИ), объем которых представляет собой диэлектрик, а поверхность ведет себя как топологически защищенный металл с линейным законом дисперсии [1], в результате чего, возникает спиновая поляризация носителей заряда. Поэтому ТИ могут быть использованы в спинтронике.

Поскольку проводимости в объеме и на поверхности таких материалов могут существенно различаться, то представляет интерес попытаться «разделить» их экспериментально. Для этого можно использовать результаты работы [2], где изучали размерный эффект в проводимости чистых монокристаллов вольфрама в условиях статического скин-эффекта – преимущественного протекания постоянного электрического тока у поверхности проводника. Цель данной работы – поиск и исследование размерного эффекта в электронном транспорте тонких пленок ТИ Bi_2Se_3 .

Тонкие пленки ТИ Bi_2Se_3 были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Al_2O_3 и имели толщину от 10 до 100 нм. Измерения электросопротивления и гальваноманнитных свойств проводились общепринятым 4-контактным способом на постоянном

токе в интервале температур от 4.2 до 300 К и в магнитных полях до 10 Т.

Исследования эффекта Холла показали, что коэффициент Холла отрицательный, что соответствует проводимости n -типа. Также оценена концентрация носителей заряда n при 4.2 К: $3.61 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для пленки Bi_2Se_3 толщиной 10 нм, $5.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для пленки Bi_2Se_3 толщиной 75 нм. В результате проведенных экспериментов обнаружен размерный эффект – зависимость кинетических коэффициентов (электро- и магнитосопротивление, коэффициент Холла) от толщины пленки. Это позволило экспериментально разделить объемный и поверхностный вклады, было обнаружено, что величина поверхностного вклада на несколько порядков превышает величину объемного. Полученные результаты могут быть использованы для «разделения» и оценки величин поверхностной и объемной проводимости в таких проводниках.

Работа выполнена в рамках в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», №01201463330) при частичной поддержке РФФИ (проект №17-52-52008).

[1] H. Zhang et al., *Nature Physics*, **5**, 438 (2009).

[2] V.V. Marchenkov et al., *Journal of Low Temperature Physics*, **132**, 135 (2003).

Изучение магнитотранспортных свойств макроскопически неоднородной двумерной системы

Шуплецов А.В.^{1,2}, Нунупаров М.С.³, Кунцевич А. Ю.¹

¹ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, д.53

²Сколковский институт науки и технологий, 143026, территория Инновационного Центра «Сколково», Москва

³ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, д.38

Двумерные структуры с управляющим затвором очень удобны для физических экспериментов благодаря возможности управления концентрацией двумерного электронного газа. Модуляция в плоскости 2D газа в таких системах приводит к новым эффектам и

увеличению их функциональности: управление сверхпроводимостью[1], экспериментальное наблюдение бабочки Холфстедтера[2], соизмеримые эффекты[3] и другие. Логично ожидать новых эффектов, когда период модуляции много меньше всех характерных длин системы (длина свободного пробега, длина сбоя фазы и т.д.). Наша же система (см. рис. 1) соответствует другому предельному случаю – период модуляции много больше всех характерных длин системы.

В кремниевых МОП-структурах была сделана периодическая структура из областей (так называемых антиотечек), концентрация в которых управляется собственным

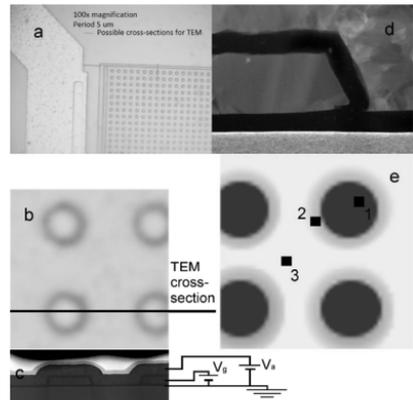


Рис.1. – Изображения используемых образцов (a,b,e – оптический микроскоп, c,d – ПЭМ)

затворным напряжением. Таким образом, в антиточках можно создавать как области повышенной концентрации электронов, так и делать их разреженными. Мы провели магнитотранспортные измерения (поля до 5 Тл, температуры от 0.3 К до 7.4 К) такой системы. Были обнаружены значительные изменения (по сравнению с однородным образцом) в поведении как магнетосопротивления, так и

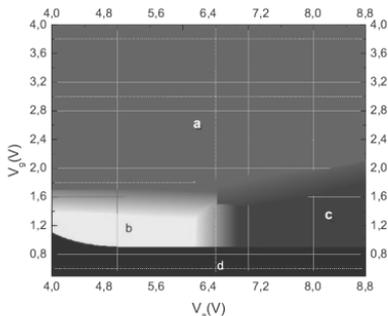


Рис. 2. – Фазовая диаграмма системы в координатах напряжения на основном затворе (V_g) и напряжения на антиточках (V_a)

как эффекта Холла, на основании которых можно построить фазовую диаграмму (см. рис. 2). Область (а) соответствует преимущественному току через основную часть, в обход антиточек, область (b) – току и через антиточки, и через остаточный 2D газ, так что становится важна роль областей, окружающих антиточки, в которых концентрация электронов понижена, область (c) – току через антиточки с минимизацией пути через

остаточную часть, а область (d) – изолятору.

[1] Z. Han, A. Allain et al., *Nature Physics*, **10**, 380 (2014)

[2] C. R. Dean, L. Wang, P. Maher, *Nature*, **497**, 598 (2013)

[3] D. Weiss, M. L. Roukes et al., *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2790 (1991)

Майорановские моды в квантовых проволоках конечной длины с электронными корреляциями

Вальков В.В.¹, Мицкан В.А., Шустин М.С.

ИФ СО РАН ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38

В работе рассмотрено влияние одноузельных и межузельных электронных взаимодействий на условия формирования майорановских краевых состояний [1] в коротких нанопроволоках.

Обсуждены условия реализации майорановских мод в конечной цепочке бесспиновых фермионов Китаева [2], в которой между фермионами, находящимися на ближайших узлах, развивается относительно слабое межузельное отталкивание интенсивности V . Ранее для этой модели в случае $V=0$ было показано [3], что майорановские моды могут реализовываться на параметрических линиях в пространстве параметров хим. потенциал μ , амплитуда сверхпроводящих спариваний Δ . Выражения для таких линий были получены аналитически и описываются формулой:

$$\mu = 2\sqrt{t^2 - |\Delta|^2} \cos\left(\frac{\pi m}{N+1}\right); \quad m = 1, \dots, N, \quad (1)$$

где t – интеграл перескока фермионов между ближайшими узлами цепочки с числом узлов N . При пересечении точкой фазового пространства каждой такой линии реализуется состояние с нулевой энергией возбуждения, приводя к реализации майорановской моды. При этом в системе происходит квантовый фазовый переход с изменением фермионной четности основного состояния.

Нами показано, что при учете межузельных корреляций отмеченные свойства системы сохраняются. При этом, в случае относительно

слабых электронных взаимодействий ($V \ll |t|/2$) и при учете соображений работы [4] было найдено аналитическое выражение, с очень хорошей точностью описывающее модификацию параметрических линий смены четности основного состояния при учете электрон-электронных взаимодействий:

$$\mu \cong 2\sqrt{V^2 / 4 + Vt + t^2 - |\Delta|^2} \cos\left(\frac{\pi m}{N+1}\right); \quad m = 1, \dots, N. \quad (2)$$

В качестве второго примера конечной квантовой цепочки со связанными майорановскими модами рассмотрена короткая ($L \sim 10$ нм) полупроводниковая нанопроволока с сильным спин-орбитальным взаимодействием Рашбы во внешнем магнитном поле интенсивности H , наведенным потенциалом сверхпроводящего спаривания и электронными взаимодействиями [5]. Показано, что изменение H также приводит к реализации каскада квантовых переходов (КП), при которых изменяется как фермионная четность, так и спиновая структура основного состояния. Следствием этого является аномальное поведение магнетокалорического эффекта в окрестности квантовых критических точек. При этом в точке КП скорость изменения температуры при адиабатическом изменении магнитного поля обращается в бесконечность, а в левой и правой окрестностях КП имеет разные знаки. Показано, что отмеченный каскад КП конечной нанопроволоки реализуется в той области параметров фазовой диаграммы, для которой состояние бесконечной нанопроволоки является топологически нетривиальным.

[1] M. Sato, S. Fujimoto, *J. Phys. Soc. J.*, 85, 072001 (2016).

[2] A.Y. Kitaev, *Phys. Usp.*, 44, 131 (2001).

[3] S. Hegde, S. Vishveshwara, *Phys. Rev. B* 94, 115166 (2016).

[4] H. Katsura, S. Schuricht, M. Takahashi, *Phys. Rev. B* 92, 115137 (2015).

[5] E.M. Stoudenmire, J. Alicea, O.A. Starykh, M.P.A. Fisher, *Phys. Rev. B* 84, 014503 (2011).

Аномалии квантового магнитотранспорта в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe и их эволюция в перпендикулярном электрическом поле

**Якунин М.В.¹, Подгорных С.М.¹, Попов М.Р.¹,
Криштопенко С.С.^{2,3}, Терре F.³, Jouault B.³, Desrat W.³,
Михайлов Н.Н.⁴, Дворецкий С.А.⁴**

¹*ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

²*ИФМ РАН, 603087, д. Афоино Нижегородской обл.,
ул. Академическая, 24*

³*Laboratoire Charles Coulomb (L2C), UMR CNRS 5221,
Universite Montpellier, 34095 Montpellier, France*

⁴*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*

Уникальность энергетического спектра квантовой ямы HgTe и сильная его зависимость от ширины ямы позволяют конструировать разнообразные варианты нетривиальной энергетической структуры в системе из двух слоев HgTe с барьерами CdHgTe – в двойной квантовой яме (ДКЯ) HgTe/CdHgTe. Что может быть полезно для всевозможных приложений, а также для исследований фундаментальных эффектов в новых условиях. Так, в ДКЯ с относительно широкими слоями HgTe (~20 нм) [1], удалось создать усиленное перекрытие подзон проводимости и валентной, которое к тому же можно регулировать с помощью напряжения затвора V_g . В результате критическое поле открытия щели удалось переместить в сильные поля и тем самым совместить его с хорошо выраженным режимом квантового эффекта Холла (КЭХ). В этих условиях обнаружена многократная инверсия КЭХ вокруг состояния с нулевым фактором заполнения, что связано с одновременным участием магнитных уровней электронного и дырочного характера.

Особенно яркие аномалии в структуре КЭХ обнаружены в ДКЯ со слоями HgTe критической толщины (6.5 нм) [2]. При такой толщине монослой HgTe имеет дираковский конический спектр, а в ДКЯ можно организовать спектр с набором параболических электронных и дырочных подзон, похожий на спектр двуслойного графена, но с возможностью существенно его модифицировать. Здесь на одном графике магнитосопротивления (МС) реализуется структура КЭХ как в режиме полностью свободных дырок (в сильных полях), так и при частичной их локализации в боковые максимумы валентной подзоны (в относительно слабых полях). В результате наблюдается возвратный КЭХ, и два участка одного плато КЭХ разделены аномальным пиком холловского МС. Было найдено, что этот аномальный пик высокочувствителен к воздействиям и изменениям параметров эксперимента (подсветка, температура, наклон магнитного поля), что позволяет связать происходящие процессы с электронной либо дырочной природой разных уровней и структурой исследуемой ДКЯ.

В работе будут представлены и обсуждены результаты воздействия V_g на структуру КЭХ в ДКЯ со слоями критической толщины: рис.1. В частности, из этих экспериментов обнаружено, что профиль потенциала ДКЯ изначально несимметричен, но его можно симметризовать при $V_g \approx +3$ В. Показано, что между аномальными нулевыми магнитными уровнями открывается щель антипересечения. Подтверждена электронная либо дырочная природа отдельных уровней.

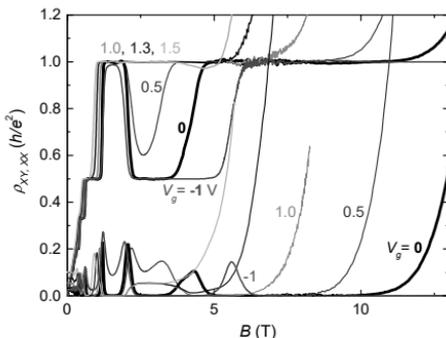


Рис.1. – Структура КЭХ при различных V_g (температура 300 мК).

[1] M.V. Yakunin et al., *Physical Review B*, **93**,085308 (2016).

[2] М.В. Якунин и др., *Письма в ЖЭТФ*, **104**, 415 (2016).



Структура и свойства полупроводников с примесями переходных элементов

Structure and properties of semiconductors with
transition metal impurities

Статический эффект Яна-Теллера в полупроводниках

Аверкиев Н.С.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Эффект Яна-Теллера или теорема Яна-Теллера состоит в утверждении, что в результате взаимодействия с локальными колебаниями вырожденное электронное состояние неустойчиво, уровень расщепляется и система переходит в конфигурацию с более низкой симметрией. Для кубических кристаллов, содержащих примесные атомы, это приводит к возникновению анизотропных дефектов, которые могут изменять свою пространственную конфигурацию, т.е. переориентироваться при низких температурах [1]. Эта анизотропия будет проявляться, например, в необычной зависимости поляризационного отношения от направления внешней нагрузки при излучательных переходах, или в зависимости спектров ЭПР от ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей. Примесные элементы первой группы Cu, Au, Ag в GaAs и шестой группы Cr в соединениях ZnSe или CdSe являются ян-теллеровскими комплексами, и взаимодействие носителей заряда, локализованных на таких дефектах, с локальными колебаниями тетраэдрического комплекса (примесь + четыре атома основной решетки) приводит к возникновению нескольких эквивалентных конфигураций с пониженной симметрией, разделенных пространственными барьерами. Время переориентации таких комплексов может составлять доли микросекунды, и следовательно, можно считать, что комплекс находится достаточно долго в одной из своих конфигураций.

В докладе будут представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований анизотропных ян-теллеровских центров в GaAs и CdSe. Будут обсуждены изменения оптических свойств ар-

сенида галлия, при легировании его Cu, Ag и Au, и результаты исследований поглощения ультразвука в кристаллах GaAs:Cu ($E \otimes e$ -задача ЭЯТ) и ZnSe:Cr ($T \otimes e$ -задача) при низких температурах в магнитном поле и без поля. Наиболее ярким оказался эффект увеличения коэффициента поглощения поперечной звуковой волны в несколько раз в ZnSe:Cr в слабых магнитных полях вдоль оси [110]. В нулевом магнитном поле для данного центра туннельные переходы между эквивалентными конфигурациями запрещены из соображений симметрии, а поглощение обусловлено релаксационными переходами с участием фононов (время релаксации T_1). Для комплекса CuGa₄As туннельные переходы между конфигурациями разрешены и в отсутствии магнитного поля, что может приводить к релаксационному и резонансному поглощению звуковой волны соответствующей поляризации и направления распространения. Работа выполнена при поддержке программ РАН.

[1] А.А. Гуткин, Н.С. Аверкиев, ФТП, **51**, вып. 10, 1299 (2017).

Структура, магнитные и магнитотранспортные свойства ТИ Bi_2Se_3 с примесью европия

Аронзон Б.А.^{1,2}, Овешников Л.Н.^{1,2}, Селиванов Ю.Г.²,
Чижевский Е.Г.², Каратеев И.А.¹, Васильев А.Л.¹

¹Национальный Исследовательский Центр “Курчатовский институт”, Москва 123182, Россия

²Физический институт РАН им. П.Н.Лебедева, Москва 119991, Россия

3D топологические изоляторы это вещества, представляющие новые объекты для исследований. Несмотря на довольно долгую историю, в ней появляются новые интересные темы, одна из таких тематик это топологические изоляторы легированные магнитными примесями то есть магнитные топологические изоляторы. Эти уже такие явления как квантовый аномальный эффект Холла и квантовый магнитоэлектрический эффект. Однако, специфические черты электронного транспорта и магнитных явлений остаются пока не изученными и представляют огромный интерес.

В данной работе мы представляем результаты магнетотранспортных и магнитных измерений в тонких пленках Bi_2Se_3 с примесью Eu с концентрацией от 0 до 7 %. Измерения были выполнены в полях до 16 Тл при температуре в диапазоне 0.3 – 18 К. Следующие результаты были получены:

СКВИД магнитного момента показали диамагнитный сигнал от подложки, в то время как образец демонстрировал парамагнитный и слабый ферромагнитный сигнал от образца, если вычесть диамагнитный сигнал.

Была обнаружена антилокализация при отсутствии следов слабой локализации в соответствии с предсказаниями теории.

Длина дефазировки насыщается при температуре ниже приблизительно 2 К. В то время как при больших температурах она следует

$T^{-1/2}$, что свидетельствует о механизме сбоя фазы, связанном с e - e взаимодействием. При повышении уровня легирования наблюдается насыщение длины дефазировки при охлаждении, что может быть объяснено наличием магнитных включений.

Магнетосопротивление в образцах с концентрацией примеси Eu более 1% было показано имеет линейный характер. Диапазон полей, где dR/dB имеет линейный характер увеличивается с увеличением концентрации Eu.

Наблюдаемая анизотропия магнетосопротивления качественно аналогична анизотропии, наблюдаемой в немагнитных пленках Bi_2Se_3 . Множественные аналогии со свойствами пленок чистого Bi_2Se_3 , с учетом некоторых отличий, могут быть объяснены в предположении локального взаимодействия топологически нетривиальных интерфейсных состояний с Eu-содержащими включениями.

Работа поддержана РФФ (грант 17-12-01345).

[1] Л.Н. Овешников и др. *ЖЭТФ письма*, **106**, 506 (2017).

Влияние кулоновских корреляций на спектры донорно-акцепторной люминесценции

Богословский Н.А., Петров П.В., Иванов Ю.Л., Цэндин К.Д., Аверкиев Н.С.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Задача о спектре донорно-акцепторного излучательного перехода рассматривалась в ряде работ [1,2]. Как правило, считалось, что энергия излучаемого фотона зависит только от расстояния между примесями за счет энергии кулоновского взаимодействия ионизированных примесей. В такой модели выражение для спектральной зависимости вероятности перехода имеет вид

$$P(E) = P_0 \frac{1}{E^4} \exp\left(-\frac{2E_d}{E}\right) \quad (1)$$

Описанный подход не учитывает то, что в системе случайно расположенных частично ионизированных примесей возникают случайные электрические поля. В настоящей работе рассмотрено влияние случайных электрических полей на форму линии донорно-акцепторной люминесценции. Кроме чисто фундаментальных аспектов, данная задача представляет и существенный прикладной интерес, поскольку предложенная теоретическая модель позволяет производить характеризацию образцов, определять концентрацию примесей и степень компенсации.

Спектры донорно-акцепторной люминесценции рассчитывались при помощи численного моделирования, для случая малой компенсации также предложена аналитическая модель. При численном моделировании для системы случайно расположенных примесей мы определяли квазиосновное энергетическое состояние при помощи процедуры, предложенной Эфросом и Шкловским [3]. Мы рассматривали режим непрерывной накачки и два предельных случая – быстрой и

медленной релаксации фотовозбужденных электронов.

Теоретическую модель рассмотрим на примере полупроводника *n*-типа. В основном состоянии ближайший к акцептору донор оказывается заряженным. Если после накачки донор остается заряженным, в люминесценции участвуют более далекие доноры, а близко расположенный заряженный донор оказывает существенное влияние на энергию перехода. В случае, когда и донор и акцептор при накачке оказываются заполненными, линия уширяется случайными электрическими полями. Для обоих случаев в работе получены аналитические выражения для спектров люминесценции.

С помощью численного моделирования, а так же аналитически мы проанализировали спектры донорно-акцепторной рекомбинации компенсированных полупроводников. Исследовали спектральные и кинетические свойства рекомбинации при различных интенсивностях накачки, концентрации, степени компенсации.

При сравнении результатов моделирования с теоретическими расчетами было показано, что при ненулевых компенсациях линия донорно-акцепторного перехода включает в себя две составляющие, рекомбинацию фотовозбужденных носителей между собой, а также рекомбинацию фотовозбужденных носителей на основные. Каждая составляющая имеет свой механизм уширения вследствие наличия кулоновских корреляций.

[1] Thomas DG, Hopfield JJ, Augustyniak WM. *Physical Review*, **140**, A202 (1965),

[2] В.В. Осунов, М.Г. Фойгель. *ФТП*, **10**(3), 522 (1976),

[3] B.I. Sklovskii, A.L. Efros, *Electronic properties of doped semiconductors*, Springer-Verlag, Heidelberg (1984).

МРЭ и магнитопоглощение в ИК-области для феррит-шпинели CoFe_2O_4

Бучкевич А.А., Сухоруков Ю.П., Телегин А.В., Бессонов В.Д.

ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Стрейтроника – новое направление в микроэлектронике, использующее в качестве принципа управления упругие напряжения. Они вызывают модификацию электронных, магнитных, электрических и других свойств материалов, составляющих стрейтронные структуры. Одним из модельных материалов стрейтроники является ферромагнитная шпинель CoFe_2O_4 с большими значениями магнитострикции ($6 \cdot 10^{-4}$), что позволяет установить механизмы магнитоупругооптической связи при экспериментальном изучении спектров магнитооптических эффектов в области края фундаментального поглощения. Большой информативностью в этом спектральном диапазоне служит магниторефрактивный эффект (относительное изменение показателя преломления света в магнитном поле и без поля) и эффект магнитопоглощения (относительное изменение коэффициента поглощения света в магнитном поле и без поля) веществом неполяризованного излучения, наблюдаемый как в фоxtовской, так и в фарадеевской геометрии эксперимента.

Деформационная зависимость коэффициента поглощения и магнитопоглощения для ферромагнитных полупроводников со структурой шпинели теоретически рассматривалась в работе [1]. Магнитострикционный вклад в магниторефрактивный эффект для ортоферритов теоретически был оценен в работе [2].

Для экспериментальных исследований была выбрана магнитострикционная шпинель CoFe_2O_4 с широким окном прозрачности в ИК-диапазоне и $T_C=813$ К. Монокристаллы CoFe_2O_4 были выращены методом радиационной зонной плавки. МРЭ и магнитопоглощение (из аддитивных вкладов магнитопротускания и

магнитоотражения) изучались на спектрометрических комплексах в диапазоне 1-13 мкм и в магнитных полях до 4 кЭ при комнатной температуре.

Установлено, что приложение магнитного поля приводит к изменению спектра поглощения, наиболее заметному вблизи края фундаментального поглощения и в области примесного поглощения. Обнаружено, что в фарадеевской геометрии эксперимента на величину эффекта магнитопропускания может оказывать влияние фарадеевское вращение. В частности, наличие вклада от фарадеевского вращения приводит к асимметрии четных по полю кривых магнитопропускания. По полевым зависимостям магнитоотражения и магнитопропускания в фоxtовской геометрии эксперимента установлено наличие корреляций магнито-оптических и магнитоупругих свойств (выраженных в линейной магнитострикционной деформации) [3]. Методом Крамерса-Кронига была проведена оценка магниторефрактивного эффекта $\Delta n \approx +1.5 \cdot 10^{-3}$, связанного с магнитоупругими свойствами кристалла [4].

Практическим результатом исследований является создание новых функциональных магнитооптических материалов для устройств инфракрасного диапазона.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин» № 0120146330) и программы УрО РАН № 18-10-2-3 и гранта РФФИ № 18-02-00013, магнитометрические измерения выполнены на оборудовании ИЦ НПМ ИФМ УрО РАН.

[1]. Н.Г. Бебенин. *ФТП*, **25**, 1661 (1991).

[2]. А.С. Москвин и др.. *ФТТ*, **30**, 413 (1988).

[3]. А.А. Buchkevich et al.. *JPCS*, **816**, 012003 (2017).

[4]. Yu.P. Sukhorukov et al., *SSC*, **263**, 27 (2017).

Магнитное упорядочение и электронная структура лантаноидосодержащих дихалькогенидов таллия

Вязовская А.Ю.

Томский Государственный Университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

Одним из способов магнитной функционализации топологических материалов является создание гетероструктур на основе топологических изоляторов (ТИ) и магнитных полупроводниковых соединений [1 – 3]. Для обеспечения отсутствия потенциального барьера, обуславливающего появление нежелательных интерфейсных состояний к тривиальным изоляторам, приводимым в контакт с ТИ, предъявляют ряд требований: изоструктурность, близкие значения параметра решетки и схожий элементный состав. В рамках данной работы рассмотрены $TlLnX_2$ ($Ln = Gd, Eu, X = Se, Te$), которые являются изоструктурными ТИ – $TlAX_2$ ($A = Sb, Bi; X = Se, Te$). Целью данного исследования является отбор систем, являющихся полупроводниками и обладающих ферромагнитным упорядочением для их последующего исследования в контакте с ТИ.

В рамках первопринципных расчетов были исследованы магнитное упорядочение и электронная структура $TlLnX_2$ ($Ln = Eu, Gd, X = Se, Te$). Было обнаружено, что $TlEuTe_2$ демонстрирует внутрислоевое ферромагнитное упорядочение, а все остальные системы являются внутрислоевыми неколлинеарными антиферромагнетиками. По характеру электронной структуры соединения Gd являются полупроводниками, в то время как соединения Eu являются металлами. Последние, однако, так же обладают глобальной энергетической щелью 1.3 – 1.4 eV, которая расположена в зоне проводимости.

[1] М. М. Отроков и др., *Письма в ЖЭТФ*, **105**, 275 (2017),

[2] T. Hirahara et al., *Nano Lett.*, **17**, 3493 (2017),

[3] М. М. Отроков et al., *2D Mater.*, **4**, 025082 (2017).

Наблюдение низкотемпературного магнитного упорядочения электронов гибридизированных состояний примесей железа и кобальта низкой концентрации ($< 0.1 \text{ at.}\%$) в кристалле HgSe

Говоркова Т.Е.¹, Окулов В.И.¹, Паранчич Л.Д.²

¹*ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

²*Черновицкий национальный университет, 58012, Черновцы, ул. Коцюбинского, 2, Украина*

В докладе изложены результаты низкотемпературных экспериментов по наблюдению полевых зависимостей намагниченности с целью экспериментального подтверждения существования спонтанного магнитного упорядочения электронной системы кристаллов HgSe, содержащих донорные примеси железа и кобальта в пределе низкой концентрации, не превышающей $0.1 \text{ at.}\%$. Актуальность такой цели связана со стремлением достичь в полупроводниковых объектах сочетания высокой проводимости и магнетизма. Многочисленные исследования в этом направлении обычно ориентировались на возможность осуществления магнитного упорядочения лишь при достаточно высокой концентрации примесей переходных элементов, поскольку основывались на том, что спонтанная спиновая поляризация примесной электронной системы возникает благодаря межпримесному взаимодействию [1]. Однако проведенными недавно исследованиями физических свойств электронной системы, образованной донорными примесными атомами переходных элементов низкой концентрации, было показано, что существует механизм спонтанной спиновой поляризации, не зависящий от межпримесного взаимодействия. Электронная оболочка примесного атома переходного элемента поляризована по спину и при гибридизации ее состояний с состояниями полосы проводимости может возникать единая спонтанно-поляризованная система донорных электронных состояний. Детальное изучение

свойств такой системы на основе разработанного теоретического описания и экспериментального исследования гальваномагнитных явлений привело к обнаружению аномального эффекта Холла при комнатной температуре и при низких температурах [2]. При анализе примесной магнитной восприимчивости получены оценки степени поляризации примесей, а изучение примесных вкладов в модули упругости и теплоемкость позволило оценить параметры межэлектронного взаимодействия, величина которых отвечает спонтанной спиновой поляризации электронной системы [3].

Задача настоящей работы состояла в прямом обнаружении проявления спонтанного магнетизма в полевых зависимостях намагниченности кристаллов HgSe с концентрацией примесей железа $N_{\text{Fe}}=7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и кобальта $N_{\text{Co}}=2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Измерения проведены при $T=5 \text{ К}$ в магнитном поле напряженностью до 5 Т. В результате анализа полученных зависимостей определены диамагнитные и парамагнитные вклады и, вместе с этим, вклады спонтанного магнетизма, имеющие вид кривых намагничения с насыщением, характерный для магнитоупорядоченных систем. Параметры полученных зависимостей $M(B)$ отвечают слабому ферромагнетизму, природа которого связана с обменным взаимодействием электронов в гибридизированных состояниях. Характерный вид этих кривых аналогичен также наблюдавшимся в аномальном эффекте Холла в таких же объектах. Таким образом, получено еще одно экспериментальное свидетельство спонтанной спиновой поляризации электронной системы гибридизированных состояний в кристаллах с низкой концентрацией примесей переходных элементов.

Работа выполнена в рамках госзадания ФАНО РФ («Электрон» № 01201463326) при частичной поддержке РФФИ (№ 15-02-08909).

[1] T. Dietl, H. Ohno, *Reviews of Modern Physics*, **86**, 187 (2014);

[2] V.I. Okulov et al., *Sol. State Phenom.* **233-234**, 456 (2015); V.I. Okulov et al., *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **440**, 2 (2017);

[3] T.E. Govorkova et al., *LTP*, **41**, 154 (2015); *LTP*, **43**, 508 (2017).

Red phosphors based on Mn^{4+} doped lattices

Grinberg M.¹, Mahlik S.¹, Leśniewski T.¹, Lazarowska A.¹, Ye Jin^{2,3},
Ru-Shi Liu^{2,4}

¹ *Institute of Experimental Physics, University of Gdansk, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdansk, Poland*

² *Department of Chemistry, National Taiwan University, Taipei 106, Taiwan*

³ *School of Optoelectronic Information, Chongqing University of Technology, Chongqing 400054, China*

⁴ *Department of Mechanical Engineering and Graduate Institute of Manufacturing Technology, National Taipei University of Technology, Taipei 106, Taiwan*

Corresponding author e-mail : fizmgr@ug.edu.pl

In the last years the Mn^{3+} has been successfully used as a dopant in the red-emitting phosphors based on fluoride matrices such as: AMF_6 ($A=Na, K, Cs, Ba, Rb; M=Si, Ti, Ge$), due to their red emission at around 630nm. The peculiarities of the Mn^{4+} emission are the consequence of the specific energetic structure related to three electrons occupying the 3d orbital that interacts with the crystal field of the lattice. One should notices that $3d^3$ ions are the most extensively investigated systems, specifically Cr^{3+} , since $Al_2O_3:Cr^{3+}$ (Ruby) has been used for laser generation. In this contribution the details of energetic structure and kinetics of radiative and non-radiative processes in the $3d^3$ system is discussed concerning the electron-lattice interaction and spin orbit-coupling. As an experimental tool which allows to investigate the fundamental aspects of the performance of phosphors doped with Mn^{4+} is the spectroscopy under high hydrostatic pressure applied in diamond anvil cell (DAC) is used. The high pressure spectroscopy has been found to be very effective since high pressure causes the increase of the energy of the excited quartet states 4T_2 and 4T_1 with respect to emitting 2E state and the ground state 4A_2 . Difference between

the spectroscopic properties Cr^{3+} and Mn^{4+} ions in different lattices is analyzed in the framework of crystal field model. The diabatic approximation [1] developed for the Cr^{3+} is applied to describe differences in spectroscopic properties of $\text{KNaSiF}_6:\text{Mn}^{4+}$ and $\text{K}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)\text{F}_6:\text{Mn}^{4+}$, especially the existence or absence of the zero-phonon line of the ${}^2\text{E} \rightarrow {}^4\text{A}_2$ transition and dependence of the ${}^2\text{E} \rightarrow {}^4\text{A}_2$ luminescence energy and lifetime on pressure. Analysis of pressure dependence of the of the luminescence excitation and emission spectra allowed to obtain the values of Racach parameters and crystal field strengths and their pressure dependence. Finally the nephelauxetic is discussed for Mn^{4+} in different lattices.

[1] M. Grinberg, *Optical Materials* 19, 37-45 (2002)

Проявление экситонов в спектрах люминесценции твёрдых растворов

Груздев Н.Б.¹, Соколов В.И.¹, Чурманов В.Н.², Пустоваров В.А.²,
Иванов В.Ю.²

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Понимание энергетического спектра оксидных соединений с примесями 3d-металлов является одной из нерешённых задач физики бинарных оксидов. В данной работе продолжены исследования спектров люминесценции твёрдых растворов $Zn_{1-x}Ni_xO$, начатые ранее в работах [1,2]. В этих работах в спектрах рентгенолюминесценции указанных твёрдых растворов наблюдались две интенсивные линии I_1 и I_2 при энергиях 3.339 и 3.393 эВ соответственно. В работе [2] сообщалось также о сильном влиянии температуры на линии I_1 и I_2 : сдвиге и уширении линий, а также об изменении соотношения их интенсивностей с повышением температуры. Было показано, что такое поведение подобно влиянию температуры на донорные и акцепторные экситоны 3d-примесей в соединениях II-VI:3d [3]. Различный характер кинетики затухания и температурной зависимости линий I_1 и I_2 позволил высказать соображение о разной физической природе этих линий. В теоретиче-

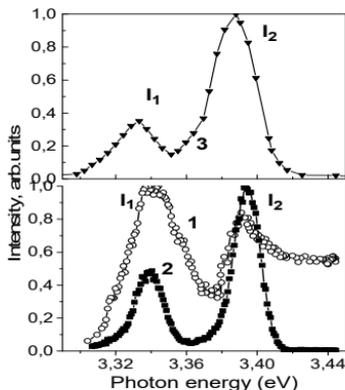


Рис.1. – Разрешённые во времени спектры люминесценции NiO (1) и твёрдых растворов $Zn_{0.4}Ni_{0.6}O$ (2) и $Zn_{0.8}Ni_{0.2}O$ (3) при энергии возбуждения $E_{exc}=130$ eV и $T=8$ K

ской работе [4] было показано, что ширина запрещённой щели твёрдых растворов $Zn_{1-x}Ni_xO$ практически не зависит от состава x , а дно зоны проводимости формируется d -состояниями никеля и s -состояниями цинка, что оправдывает наше допущение о разной природе линий I_1 и I_2 .

Измерения спектров фотолюминесценции в данной работе были выполнены на образцах NiO и нескольких твёрдых растворах $Zn_{1-x}Ni_xO$. Разрешённые во времени спектры люминесценции исследовались в области линий I_1 и I_2 при различных величинах энергии возбуждения. При селективном возбуждении фотонами с энергией 130 eV линии наблюдались и в соединении NiO , причём при тех же энергиях, что и в твёрдых растворах $Zn_{1-x}Ni_xO$, но с другим соотношением интенсивностей линий. Тем самым было экспериментально подтверждено, что ширина запрещённой щели в твёрдых растворах $Zn_{1-x}Ni_xO$ не зависит от концентрации ионов цинка, а также показано, что в соединении NiO вблизи дна зоны проводимости имеется набор состояний никеля как d - , так и s -типа. Сравнительный анализ природы наблюдаемых линий показывает, что линии I_1 и I_2 возникают в результате излучательной рекомбинации различных типов экситонов в соединениях NiO и $Zn_{1-x}Ni_xO$. Обе линии связаны с экситонами Ванье-Мотта, только линия I_1 с экситоном s - p – типа $\{eh\}$, а линия I_2 – с экситоном p - d – типа $\{d^0h\}$. S - p – экситон возникает в результате кулоновского связывания s -электрона цинка или никеля в зоне проводимости и p -дырки кислорода в валентной зоне, а d - p – экситон образуют d -электрон никеля в зоне проводимости и p -дырка кислорода в валентной зоне. Таким образом, s -состояние никеля в NiO лежит вблизи дна зоны проводимости, что подтверждается результатами последних теоретических расчетов электронных состояний NiO [5].

[1] V.I. Sokolov et al., *Physical Review B*, **86**, 115128 (2012),

[2] В.И. Соколов и др., *Оптика и спектроскопия*, **116**, 867 (2014),

[3] В.И. Соколов, *Физика и техника полупроводников*, **28**, 545 (1994),

[4] М.А. Korotin et al., *J. Phys.: Condens. Matter*, **26**, 115501 (2014),

[5] I.A. Nekrasov et al., *ЖЭТФ*, **143**, 713 (2013).

Гальваномагнитные свойства и электронная структура сплавов $Pb_{1-y}Ni_yTe$

Скипетров Е.П.¹, Ковалев Б.Б.¹, Шевченко И.В.¹,
Константинов Н.С.¹, Ржевский В.В.¹, Слынько В.Е.²

¹Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

²Институт проблем материаловедения НАН Украины, Украина, 58001, Черновцы, ул. Вильде, 5

Легирование PbTe примесями 3d-переходных металлов приводит к появлению глубоких примесных уровней в электронном спектре этих материалов [1]. Сопоставление энергий уровней Sc, Ti, V, Cr, Fe в PbTe и в соединениях A^2B^6 [2] позволяет предположить, что уровень Ni в PbTe может находиться в окрестности потолка валентной зоны. Для экспериментального обнаружения уровня Ni изучены гальваномагнитные свойства ($4.2 \leq T \leq 300$ К, $B \leq 7$ Тл) сплавов $Pb_{1-y}Ni_yTe$.

Монокристалл $Pb_{1-y}Ni_yTe$ ($y = 0.01$), синтезированный методом Бриджмена, был разрезан на 20 шайб, номера которых используются далее как номера образцов. Установлено, что вдоль слитка (в образцах от 20 до 2) концентрация Ni сначала медленно растет почти до 0.3 мол. %, а затем несколько уменьшается.

На температурных зависимостях удельного сопротивления ρ почти всех образцов обнаружены два активационных участка – при $T < 25$ К и $T > 100$ К с энергиями активации 0.2 мэВ и 80 ± 15 мэВ, соответственно (рис. 1). Коэффици-

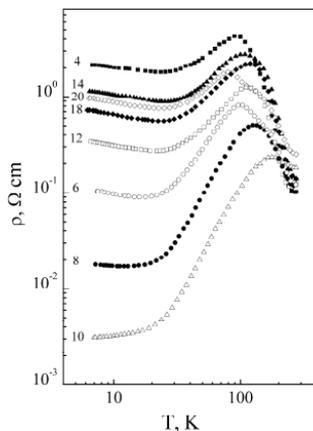


Рис.1. – Удельное сопротивление сплавов.

ент Холла в интервале температур от гелиевой до примерно 70 К отрицателен, не зависит от температуры и имеет аномально высокие абсолютные значения ($5 \times 10^2 - 10^4$ см³/Кл). Затем происходит быстрое уменьшение его величины и $n - p$ – инверсия знака коэффициента Холла при $T \approx 150$ К. Температурные зависимости холловской подвижности и относительного магнитосопротивления в целом повторяют основные особенности поведения коэффициента Холла. Однако, величины подвижностей при низких температурах для большей части образцов находятся в диапазоне $(0.3 - 3) \times 10^4$ см²/В·с, что существенно ниже значений, характерных для зонной проводимости.

Аномальными выглядят и полевые зависимости поперечного магнитосопротивления при низких температурах: в отличие от всех исследованных ранее сплавов на основе PbTe с примесями переходных металлов, они почти линейны в магнитных полях до 7 Тл, а величина относительного увеличения сопротивления достигает 150.

Полученные результаты объясняются в рамках модели, предполагающей пиннинг уровня Ферми донорным уровнем Ni, расположенным при $T = 4.2$ К чуть ниже середины запрещенной зоны, и двухзонный характер проводимости в легированных образцах. При низких температурах основными механизмами проводимости могут быть поверхностная проводимость и проводимость по примесной полосе никеля. При повышении температуры термическая активация электронов из валентной зоны на уровень может приводить к появлению высокотемпературного участка примесной ионизации на зависимостях $\rho(T)$ и $n - p$ – инверсии знака коэффициента Холла.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №16-02-00865).

[1] E.P. Skipetrov et al., *Low Temp. Phys.*, **41**, 141 (2015).

[2] К.А. Кикоин, *Электронные свойства примесей переходных металлов в полупроводниках*, Энергоатомиздат, Москва (1991).

Кинетика изменения концентраций магнитных ионов примеси при легировании в сплавах $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$

Скипетров Е.П.¹, Константинов Н.С.¹, Скипетрова Л.А.¹,
Кнотько А.В.¹, Слынько В.Е.²

¹Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

²Институт проблем материаловедения НАН Украины, Украина, 58001, Черновцы, ул. Вильде, 5

Сплавы на основе PbTe с примесями 3d-переходных металлов с переменной валентностью (Sc, Ti, V, Cr, Fe) являются разбавленными магнитными полупроводниками, магнитные свойства которых зависят от их электронной структуры и концентраций ионов примеси, находящихся в разных зарядовых состояниях [1,2]. Для определения характера изменения концентраций ионов примеси при легировании исследованы полевые и температурные зависимости намагниченности ($T = 2.0-75$ К, $B \leq 7.5$ Тл) в $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$ ($x = 0.06-0.18$, $y = 0.01$).

Монокристаллический слиток $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$ был синтезирован методом Бриджмена и разрезан на 26 шайб, номера которых используются далее как номера образцов. Установлено, что в отличие от сплавов, легированных Cr [1] и Fe [2], основной вклад в намагниченность в них связан только с парамагнетизмом ионов примеси и диамаг-

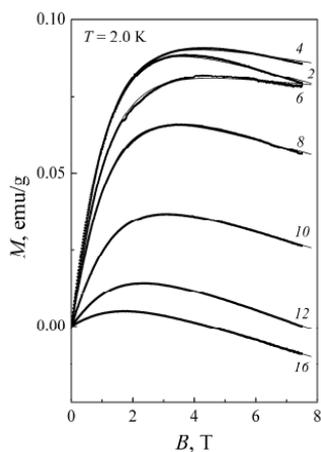


Рис.1. – Полевые зависимости намагниченности.

нетизмом кристаллической решетки (рис. 1), а в магнитных полях $B \leq 1$ Тл температурные зависимости намагниченности имеют кюри-вейссовский вид.

Для определения параметров магнитоактивных ионов ванадия, проведена аппроксимация экспериментальных полевых и температурных зависимостей намагниченности теоретическими кривыми на основе суммы двух модифицированных функций Бриллюэна, отвечающих парамагнитным вкладам ионов ванадия в состояниях 3^+ и 2^+ , и линейного по полю диамагнитного вклада (линии на рис. 1). При этом использовалась модель перестройки электронной структуры сплавов $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$ при изменении состава матрицы и легировании [3], учитывалось, что во всех образцах глубокий уровень ванадия расположен в запрещенной зоне и считалось, что вплоть до стабилизации уровня Ферми этим уровнем (в образцах 26–12) легирование приводит к появлению только ионов ванадия в состоянии $V^{3+}(3d^2)$ со спином $S = 1$. Но после того, как уровень Ферми достигает примесной полосы (в образцах 10–2), концентрация ионов ванадия в состоянии V^{3+} выходит на насыщение и начинается рост концентрации ионов ванадия в состоянии $V^{2+}(3d^3)$ со спином $S = 3/2$.

В рамках этой модели определен характер изменения концентраций ионов ванадия в двух разных магнитных состояниях при увеличении концентрации примеси вдоль слитка. Показано, что суммарная концентрация магнитоактивных ионов ванадия монотонно растет вдоль слитка до $4.5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Однако, интегральная суммарная концентрация ионов в слитке оказалась примерно на порядок меньше концентрации примеси ванадия по загрузке в ростовую шихту.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-02-00865).

[1] T. Story et al., *Acta Phys. Pol. A.*, **82**, 879 (1992).

[2] E.P. Skipetrov et al., *Low Temp. Phys.*, **43**, 466 (2017).

[3] E.P. Skipetrov et al., *Low Temp. Phys.*, **39**, 76 (2013).

L-11

Рамановский спектр оксиортосиликата Lu_2SiO_5 : ab initio расчет

Назипов Д.В., Никифоров А.Е.

УрФУ им. Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Допированные редкоземельными ионами монокристаллические ортосиликаты R_2SiO_5 , где R – редкоземельный ион, являются перспективными лазерными материалами, детекторами гамма лучей и используются в позитронно-эмиссионной томографии [1]. Данные соединения имеют низкосимметричную моноклинную $C2/c$ структуру и сложны для исследования с экспериментальной точки зрения. В работе [2] впервые экспериментально исследован спектр комбинационного рассеяния света монокристалла Lu_2SiO_5 и проведена идентификация спектра.

В данной работе проведен первопринципный расчет кристаллической структуры и спектра КРС ортосиликата лютеция в рамках теории функционала плотности (DFT), используя гибридные функционалы. Расчеты проведены в программном пакете CRYSTAL14 [3], в модели молекулярных орбиталей (МО ЛКАО). Данная модель показывает хорошие результаты при расчете кристаллической структуры и колебательных спектров диэлектрических материалов и полупроводников.

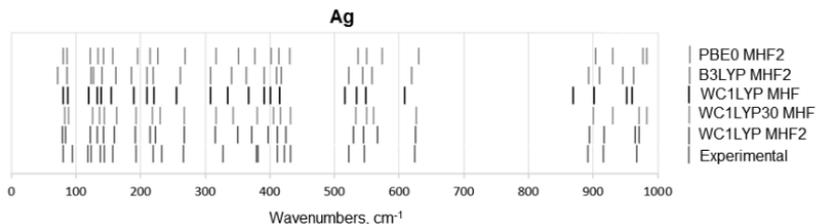


Рис.1. – Сравнение рассчитанных и экспериментальных частот фундаментальных колебаний, соответствующих неприводимому представлению A_g .

Получены результаты в хорошем согласии с экспериментом как для всех параметров кристаллической структуры, так и для ширины запрещенной щели. Рассчитан полный набор фундаментальных колебаний, их частоты, типы и интенсивности в спектре КРС для различных поляризаций падающего излучения. Проведен анализ фононного спектра методом изотопического замещения и определены участвующие в колебаниях ионы. Авторы [2] провели тщательную работу по идентификации спектра КРС, проведя измерения в широком диапазоне температур 300-2300К и при различных поляризациях. Из всех 48 мод $24\text{Ag}+24\text{Bg}$, активных в спектре КРС, экспериментально были идентифицированы 24Ag и 18Bg моды. На рисунке 1 приведены экспериментальных и рассчитанные в данной работе частоты фундаментальных колебаний при различных функционалах и базисах на примере Ag мод. Как можно видеть, различия присутствуют в областях внутренних колебаний пиреоанионов SiO_4 с частотами выше 300 см^{-1} .

В данной работе проводится подробное сравнение рассчитанного спектра КРС при различных функционалах, а также базисных наборах, с имеющимися экспериментальными данными.

[1] C.L. Melcher, L.A. Eriksson, M. Aykac, F. Bauer, C. Williams, M. Loope, M. Schmand, in: S. Tavernier et al. (Eds.), Springer, Berlin, pp. 243–257, (2006).

[2] Y.K. Voron'ko, A.A. Sobol, V.E. Shukshin, A.I. Zagumennyi, Y.D. Zavartsev, S.A. Koutovoi. *Optical Materials* 33, 1331-1337 (2011).

[3] URL: <http://www.crystal.unito.it/>

Магнитная восприимчивость бесщелевых полупроводников

Подгорных С.М., Якунин М.В.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Представлен краткий литературный обзор магнитных свойств бесщелевых полупроводников (БП), дополненный нашими новыми данными, полученными на монокристалле HgTe. Особенностью магнитных свойств БП является степенной рост с температурой парамагнитного вклада в восприимчивость образца из-за увеличения концентрации носителей заряда.

Общая восприимчивость образца χ определяется суммой $\chi = \chi_l + \chi_{el} + \chi_d$, где χ_l - решеточный вклад, χ_{el} - вклад электронов проводимости и χ_d - вклад дефектов. Решеточный вклад является диамагнитным $\chi_l < 0$ и определяет знак общей восприимчивости образца $\chi < 0$. Рисунок 1 показывает типичную зависимость $\chi(T)$.

Мы предполагаем, что с ростом температуры энергетическая зонная структура БП сохраняет черты основного состояния ($T = 0$ К). В магнитных полях сдвиг границ зон приводит к изменению ширины зазоров между зонами, что определяет концентрацию носителей и, как следствие, температурную зависимость парамагнитного вклада в восприимчивость. Проводится сравнение с данными по магнитосопротивлению и эффекту Холла.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», №0120143326).

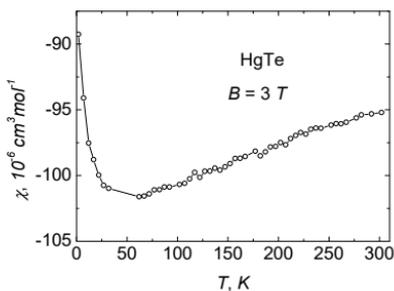


Рис. 1. Магнитная восприимчивость монокристалла HgTe в поле 3 Тл.

Численное моделирование с помощью специализированных программных пакетов. Где лежат "грабли" и находятся "ловушки".

Подольская Н.И.

ФТИ им.А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

С развитием вычислительной техники в последние 30 лет стало бурно развиваться численное моделирование физических явлений и процессов. Происходит переход от узкоспециализированных "внутренних" (in-house) кодов с малочисленной аудиторией пользователей, разработанных самими научными сотрудниками для решения конкретных небольших задач, к "крупным" и в большой степени универсальным программным пакетам, имеющим широкую аудиторию пользователей и разработанному для применения к большому количеству разнообразных задач. Такое программное обеспечение разрабатывается, тестируется и поддерживается коммерческими компаниями-производителями (например, Synopsys, Silvaco, ANSYS, COMSOL, CFD ACE и др.). Программное обеспечение, разработанное в Университетах и исследовательских институтах, если в нем имеется существенная потребность, в ряде случаев становится аналогичным коммерческим программным пакетам (например, VASP, LAMMPS, NAMD, GROMACS, и т.д.).

Такое универсальное программное обеспечение, как правило, имеет развитый пользовательский интерфейс, высокую степень автоматизации многих процедур, поддержку производителем и уже не требует напрямую от пользователя владения навыками программирования на языках общего назначения (FORTRAN, C/C++, Java и т.д.) и численными методами. Однако представление о том, что успешное применение этого программного обеспечения возможно без базовых представлений о выше перечисленном, в частности о принципах построе-

ния вычислительных сеток для численного решения дифференциальных уравнений и методах их решений, является иллюзией. Программное обеспечение широкого спектра применения со временем превратилось в "черные ящики". Иными словами, пользователь, прочитав сопроводительную документацию и являясь специалистом в "физике" моделируемого процесса или явления, используя программный пакет вполне может получить совсем не те результаты, которые ожидал. Как следствие, появляется необходимость критически и внимательно разбираться в том, что именно и каким образом на самом деле происходит в программном пакете на всех промежуточных стадиях, начиная с постановки задачи средствами программного обеспечения до получения результата.

В лекции мы постараемся систематизировать и проиллюстрировать на примерах из различных областей физики те особенности постановки задачи и последующего ее решения с помощью программных пакетов, на которые надо обращать внимание (так называемые "грабли" и "ловушки"). Рассмотрим такие понятия как вычислительные сетки и их типы, принципы построения таковых для численного решения дифференциальных уравнений и методах их решений. Сформулируем чек-листы (checklist) и критерии тестовых задач (test case), необходимые для работы с программным обеспечением.

При финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-29-00094).

Т-14

Нейтроннографическое исследование реальной структуры объёмных кубических кристаллов халькогенидов цинка, легированных 3d-примесью с сильным дестабилизирующим влиянием на исходную решётку

Суркова Т.П., Максимов В.И., Максимова Е.Н.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Легированные магнитоактивными ионами кристаллы

ZnB^{VI} ($B^{VI} = O, S, Se, Te$) относятся

к разбавленным магнитным полупроводникам [1]. Появление сведений о высокотемпературном ферромагнетизме наноматериалов названного состава [2] оставляет указанные объекты интересными для изучения закономерностей формирования свойств. В настоящей работе методом рассеяния тепловых нейтронов охарактеризована реальная структура кристаллов $Zn_{1-x}M_xS(Se)$,

$M = V, Cr, Fe, Co, Ni$, в широком диапазоне концентраций примеси $x \propto 0.001 \div 0.100$. Эксперимент выполнен на двухосевом дифрактометре Д76 (реактор ИВВ-2М, г. Заречный).

При сильном дестабилизирующем влиянии легированных 3d-ионов на структуру кристаллов $ZnS(Se)$,

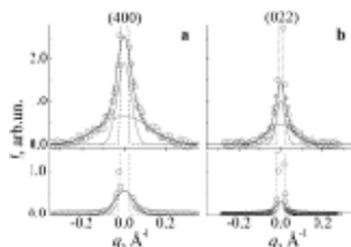


Рис.1. – Окрестность брэгговских рефлексов вдоль тангенциальных направлений: (400)[010] (а), (022)[100] (b) в кристаллах $Zn_{1-x}Fe_xSe$ ($x = 0.050$ - верхние панели и $x = 0.001$ - нижние панели). Пунктир – профили рефлексов, сплошные линии – описание диффузного рассеяния. $T = 300K$

диффузное рассеяние в окрестности брэгговских рефлексов вдоль тангенциальных направлений (пример на рис.1) характеризует нанобласти неоднородных искажений, образованных сдвиговыми атомными смещениями. Выявляемую при слабом легировании ($x \ll 0.001$) кристаллографическую анизотропию протяжённости повреждённых нанобъёмов, параметрически коррелирующую с числами заполнения электронной $3d$ - оболочки внедрённого иона, с повышением содержания примеси сменяет анизотропия поляризации. При уровне легирования $x \approx 0.100$ наблюдаемые аномальные формы профилей структурных пиков в радиальных направлениях являются следствием результирующего неоднородного поля микродеформаций, проявляющегося как поливариантное, со слабо выраженной зависимостью модулей относительных деформаций от концентрации легированных $3d$ - ионов. С появлением дополнительных отражений,

соответствующих волновым векторам $q = \left(\frac{1}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{3}\right) \frac{2\pi}{a}$ (a – пара-

метр кубической ячейки), структурное состояние исследованных кристаллов предлагается рассматривать как предпереходное к трансформации ГЦК-ГПУ, подразумевающей переходы из ГЦК- решётки по 8-ми лучевой звезде $k_5 = \mu(b_1 + b_2 + b_3)$, где b_1, b_2, b_3 - базисные векторы обратной решётки, а $\mu \approx 1/3$.

Работа выполнена с использованием УНУ «НМК ИФМ» в рамках государственного задания по теме «Поток» при частичной финансовой поддержке Комплексной программы УрО РАН (проект № 18-10-2-6).

[1] *Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors* / J. Kossut, J.A. Gaj eds. Springer series in material sci., **144**, Springer (2010).

[2] P. Kaur, et.al. *Superlattices and Microstructures* **83**, 785 (2015).

Т-15

Неоднородно деформированное состояние структуры кристаллов разбавленных магнитных полупроводников ZnSe:Co

Суркова Т.П., Максимов В.И., Максимова Е.Н.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Изучение изменений структуры и свойств полупроводниковых кристаллов ZnB^{VI} ($B^{VI} = O, S, Se, Te$) в результате легирования ионами кобальта (основное состояние 4A_2) представляет фундаментальный интерес [1-2]. Согласно [1], параметры a кристаллической решётки кубических фаз $Zn_{1-x}Co_xS$ и $Zn_{1-x}Co_xSe$ не зависят от концентрации Co вплоть до $x \approx 0.10$, но рентгеновские эмиссионные спектры названных Co-содержащих кристаллов показывают признаки дополнительно возникших искажений в решётке [2]. В настоящей работе методом рассеяния тепловых нейтронов проведено детальное исследование тонких особенностей структуры кубических кристаллов $Zn_{1-x}Co_xSe$ ($x = 0.01, 0.15$). Эксперимент выполнен на двухосевом дифрактометре Д76 (реактор ИВВ-2М, г. Заречный).

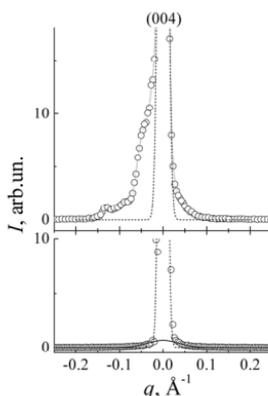


Рис.1. – Окрестность брэгговского рефлекса (400) вдоль тангенциального направления [010] в кристаллах $Zn_{1-x}Co_xSe$: $x=0.15$ - верхняя панель и $x=0.01$ - нижняя панель. Пунктир – профили рефлексов, сплошные линии – профили диффузного рассеяния. $T=300K$.

Данные диффузного рассеяния нейтронов в окрестности сильных брэгговских рефлексов кристалла $Zn_{0.99}Co_{0.01}Se$ в тангенциальных направлениях показывают существование наноразмерных областей структурных искажений, понятых нами как низкочастотные динамические деформации [3]. Поскольку при уровне легирования $x \sim 0.15$ диффузный вклад в тех же направлениях представляет ломаный, асимметричный профиль (рис.1), высотой порядка 10% от максимума интенсивности соответствующего структурного пика, его происхождение следует относить к усилению микроблочности вследствие локальных скоплений дефектов. Для кристалла $Zn_{0.85}Co_{0.15}Se$ выявлены признаки растяжения кристаллической решётки, дифракционные характеристики которого составили значения в пределах 1.3-1.5%. На картинах рассеяния этого же кристалла присутствуют дополнительные отражения, соответствующие волновым векторам

$$q = \left(\frac{1}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{3}\right) \frac{2\pi}{a}.$$

Работа выполнена с использованием УНУ «НМК ИФМ» в рамках государственного задания по теме «Поток» при частичной финансовой поддержке Комплексной программы УрО РАН (проект № 18-10-2-6).

[1] A. Lewicki, et.al., *Phys.Rev.B*, **40**, 2379 (1989).

[2] V.R. Galakhov et.al. *Phys.Rev.B*, **68**, 033204 (2003).

[3] В.И. Максимов, С.Ф. Дубинин и др., *ФТТ*, **53**, 2093 (2011).

Т-16

Вклад поверхностных равновесных электронных токов в гальваномагнитные эффекты

Окулов В.И.¹, Памятных Е.А.²

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н.Ельцина, 620002, ул. Мира 19, Екатеринбург

При развитии квантостатистического одночастичного описания равновесной намагниченности M электронной системы кристалла возникает представление о токах, характеризующих намагниченность в состоянии термодинамического равновесия. Вариация термодинамического потенциала Ω по векторному потенциалу магнитного поля $A(\mathbf{r})$ приводит к выражению плотности тока намагничения $\mathbf{j}_m(\mathbf{r}) = \text{rot}M(\mathbf{r})$ в виде разности

$$\mathbf{j}_m(\mathbf{r}) = \mathbf{j}_{eq}(\mathbf{r}) - \mathbf{j}_c(\mathbf{r}) \quad (1)$$

плотностей тока среднего магнитного момента $\mathbf{j}_{eq}(\mathbf{r}) = \text{rot}m$ и тока проводимости $\mathbf{j}_c(\mathbf{r}) = - (c/H)\text{rot}Ph$. Здесь H -однородная величина напряжённости магнитного поля $\mathbf{H} = H\mathbf{h}$, P –давление электронной системы. Формула (1) отражает разделение полной плотности равновесного электронного тока $\mathbf{j}_{eq}(\mathbf{r})$ на вклады, относящиеся к различным физическим свойствам, магнитным, описываемым током намагничения, и проводящим, проявляющимся в эффектах размагничивания и описываемым током проводимости. Разделяя электронную систему кристалла на однородную объёмную часть и приповерхностный слой электронной плотности, характеризуем объёмную часть однородными величинами, входящим в известную формулу $M = m + (c/H)P$, заменяющую выражение (1). При этом рассматриваемые выше плотности токов относятся к приповерхностному слою, сформированному как электронно-ионной структурой границы кристалла, так и характерным распределением электронной плотности в магнитном поле. Простое термодинамическое описание неоднородностей электронной

плотности осуществляется добавлением к химическому потенциалу электронов ζ энергии электрона $e\varphi_s(\mathbf{r})$ в эффективном электрическом поле, созданном в приповерхностном слое. Связанный с этим градиент давления $\text{grad}P(\zeta + e\varphi_s(\mathbf{r})) = (\partial P/\partial \zeta) e \text{grad} \varphi_s(\mathbf{r}) =$

$= -en_s \mathbf{E}_s$ описывает силу, действующую на электроны, и совместно с магнитным полем создающую дрейфовый ток проводимости с плотностью $\mathbf{j}_c(\mathbf{r})$. Полная величина тока \mathbf{J}_c , полученная интегрированием и усреднением плотности по различным участкам приповерхностного слоя, при условии определённой симметрии может быть записана в следующем виде

$$\mathbf{J}_c = (c/H)Q[\mathbf{E}_s \times \mathbf{h}], \quad (2)$$

где коэффициент Q характеризует величину электронной плотности заряда приповерхностного слоя. При измерениях параметров гальваномагнитных эффектов вклад равновесного приповерхностного тока добавляется к локально равновесным частям компонент проводимости. Принимая упрощения, связанные с малостью объёма приповерхностного слоя, и обычные предположения о симметрии системы, можно получить следующие формулы, относящиеся к поперечному и холловскому сопротивлениям:

$$U_x = \rho_{xx} j_x - (H/cQ) J_c^y \quad (3)$$

$$U_y = \rho_{xy} j_x + (H/cQ) J_c^x \quad (4)$$

Здесь U_x и U_y – измеряемые напряжения вдоль осей координат при заданной величине компоненты плотности тока j_x . Компоненты поверхностного тока могут содержать линейную зависимость от j_x и также часть, не зависящую от j_x , и отражающую роль равновесных токов. Существенным результатом при этом следует считать предсказание универсальной линейной зависимости магнитосопротивления от напряжённости магнитного поля, являющейся характеристикой формы и электронной структуры изучаемого объекта.

Работа выполнена в рамках госзадания ФАНО РФ («Электрон» № 01201463326) при частичной поддержке РФФИ (№ 15-02-08909).



Новые электронные
явления и материалы

New electronic phenomena and materials

NM-1

О возможности реализации фазы полуметалла Вейля в HgSe с низкой концентрацией электронов

Бобин С.Б., Лончаков А.Т., Дерюшкин В.В., Неверов В.Н.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

В настоящем докладе сообщаются результаты исследования температурной, магнитополевой зависимости удельного сопротивления, эффекта Холла, поперечного и продольного магнитосопротивления (МС) для номинально чистых монокристаллов селенида ртути с концентрациями электронов $n_e = 2.5 \cdot 10^{16}$, $8.2 \cdot 10^{16}$ и $2.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T = 4.2\text{К}$. Гальваномагнитные эффекты изучались в интервале температур (2 – 300) К в магнитных полях до 120кЭ.

1. Для поперечного МС образца HgSe с $n_e = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ обнаружен необычно сильный магниторезистивный эффект без тенденции к насыщению. Его величина в магнитном поле 100кЭ составила $\approx 7000\%$ и 200% при $T = 40$ и 300К, соответственно. Холловская подвижность носителей тока в исследованном образце равна $1.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 4.2\text{К}$, что является сравнительно высоким значением. Среди систем с высокой подвижностью сильный магниторезистивный эффект, которому пока нет однозначного объяснения, характерен для топологических изоляторов [1], полуметаллов Дирака [2] и Вейля [3].

2. С помощью стандартного анализа зависимости номера Ландау для максимумов (минимумов) осцилляций Шубникова-де-Гааза поперечного МС от обратного магнитного поля для исследованных образцов была выделена близкая к π нетривиальная фаза Берри. Такое значение фазы Берри указывает на дираковский вид электронного спектра в окрестности энергии Ферми.

3. Для продольного МС (при направлении магнитного поля вдоль тока) образцов HgSe с $n_e = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $8.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ удалось наблюдать уменьшение МС с ростом магнитного поля (отрицательное

МС), природа которого может быть связана с новым квантовым эффектом – «киральной аномалией» [3], свойственной в силу своего особого механизма вейлевским полуметаллам.

4. На температурной зависимости удельного сопротивления образца обнаружен максимум при $T=45\text{K}$, появление которого также можно связать с наличием вейлевского узла в электронном спектре.

В настоящее время теоретически предсказана возможность появления вейлевских узлов вблизи уровня Ферми в материалах со структурой цинковой [4] обманки и в частности в халькогенидах ртути [5]. Поэтому совокупность полученных экспериментальных результатов может указывать на принадлежность селенида ртути с достаточно малой концентрацией электронов к группе полуметаллов Вейля с хорошо выраженной киральностью на уровне Ферми. Оценки из эксперимента показывают, что вейлевские узлы находятся на ≈ 20 мэВ ниже энергии Ферми для собственного селенида ртути.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326) при частичной поддержке гранта РФФИ (проект № 16-32-00131 мол_a).

[1] Xiaolin Wang et al., *Phys.Rev Lett.* 108, 268806 (2012).

[2] Tian Liang et al., *Nature Materials* 14, 280 (2015).

[3] J. Du et al., *arXiv: 1507.05246v1*.

[4] Teemu Ojanen, *Phys. Rev. B* 87, 245112 (2013).

[5] Jiawei Ruan, *Nature Comm.* 7, 11136 (2016).

NM-2

Эффективная масса и нетривиальная фаза Берри в селениде ртути с низкой концентрацией электронов

Лончаков А.Т., Бобин С.Б., Дерюшкин В.В., Неверов В.Н.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

В работе [1] были обнаружены особенности магнитотранспортных свойств в образце HgSe с низкой ($2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $T = 4.2\text{K}$) концентрацией электронов n_e , свидетельствующие о возможном существовании в такой системе топологической фазы полуметалла Вейля. Настоящий доклад посвящен определению эффективной массы m_e носителей заряда и анализу фазы осцилляций Шубникова-де-Гааза (ШГ) для образцов HgSe с концентрациями электронов $2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, актуальных в плане проявления свойств топологического полуметалла. Для сравнения приводятся результаты исследования этих параметров в образце с HgSe с высокой $n_e = 2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в котором главную роль в кинетике должна играть зона проводимости Γ_6 .

Определению из эксперимента эффективной массы электронов в HgSe с $n_e \geq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ посвящены работы [2-4]. Однако при меньших n_e экспериментальные данные по m_e в HgSe отсутствовали. Эффективная масса определялась стандартным способом [2] из температурной зависимости амплитуд осцилляций ШГ поперечного магнитосопротивления. Для образца с $n_e = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ нами было получено значение $m_e = 0.0326m_0$, что близко к результату [2]. Согласно оценкам [3] как в рамках трехзонной модели Кейна, так и с учетом влияния удаленных зон при уменьшении n_e от $\approx 2 \cdot 10^{17}$ до $\approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ эффективная масса в HgSe должна уменьшиться не менее, чем на 30%. Однако для образца с $n_e = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ мы нашли из эксперимента $m_e = 0.0329m_0$. Это означает, что в пределах экспериментальной погрешности ($\approx 5\%$) эффективная масса в HgSe перестает зависеть от n_e ниже $\approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Данный результат является новым и косвенно подтверждает предположение [1] о доминировании фазы топологическо-

го полуметалла в HgSe при низких n_e , если учесть, что дираковский спектр вейлевских фермионов может быть не идеальным и содержать квадратичную по квазиимпульсу добавку [5].

Известно, что одним из критериев дираковского закона дисперсии носителей заряда является наличие нетривиальной (близкой к π) фазы Берри φ_B в осцилляциях ШГ, которую приобретает дираковская частица при вращении по циклотронной орбите. Анализ веерных диаграмм Ландау для образцов HgSe с $n_e = 2.5 \cdot 10^{16}$ и $2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ выявил $\varphi_B = 1.02\pi$ и 0.7π , соответственно. Полученная в эксперименте близкая к нетривиальной фаза Берри для этих образцов является еще одним аргументом в пользу гипотезы о существовании в HgSe фазы топологического полуметалла с линейным законом дисперсии (фермионов Вейля). При увеличении n_e до $2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ мы зарегистрировали в HgSe близкое к нулю значение φ_B , характерное для обычного (тривиального) закона дисперсии. В соответствие с [1] это может означать, что при высоких n_e в HgSe реализуется состояние с нулевой киральностью вследствие топологического перехода Лифшица.

Таким образом, исследование спектрального (эффективная масса) и топологического (фаза Берри) параметров в селениде ртути с низкой концентрацией электронов указывает на возможность существование в такой системе, наряду с тривиальной бесщелевой фазой фазы вейлевского полуметалла, что находится в согласии с результатами исследования магнитотранспортных свойств.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326) при частичной поддержке гранта РФФИ (проект № 16-32-00131 мол_а).

[1] A.T. Lonchakov et. al, arXiv:1712.02134.

[2] C.R. Whittett, Phys. Rev., **138**, A829 (1965).

[3] А.И.Пономарев, Г.А.Потапов, и др., ФТП, **13**, 854 (1979).

[4] О.Э. Рут, В.В. Кружаев, Г.М. Миньков, ФТТ, **23**, 3212 (1981).

[5] A.A. Taskin, Y. Ando, Phys. Rev. **B 84**, 03531 (2011).

Транспорт экситонов в двумерных полупроводниковых наносистемах

Глазов М.М.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург

В докладе рассматриваются три транспортных эффекта на экситонах в двумерных наносистемах:

- а) эффект невзаимности спектров при распространении экситонов в магнитном поле в плоскости дефекта упаковки в GaAs,
- б) слабая локализация и антилокализация экситонов в нецентросимметричных квантовых ямах,
- в) нелинейная диффузия экситонов в монослоях дихалькогенидов переходных металлов.

Показано, что экситон, локализованный на двумерном дефекте упаковки в GaAs обладает статическим дипольным моментом d . В магнитном поле \mathbf{B} , приложенном в плоскости дефекта, энергия экситона как целого приобретает добавку $\sim ([\mathbf{k} \times \mathbf{B}]d)$, где \mathbf{k} – волновой вектор центра масс экситона. Поэтому спектр излучения экситона зависит от направления магнитного поля, а в малых магнитных полях экситонный пик смешается в противоположные стороны при замене $\mathbf{B} \rightarrow -\mathbf{B}$. Сопоставление развитой теории и эксперимента позволило оценить дипольный момент экситона, связанного на дефекте упаковки в объемном GaAs [1].

Проанализированы поправки к коэффициенту диффузии экситона в квантовых ямах на основе полупроводников типа GaAs, обусловленные квантовомеханической интерференцией. Показано, что несмотря на целочисленный спин экситона, квантовая поправка к коэффициенту диффузии может быть положительной, т.е. соответствовать антилокализации экситонов. Проанализирована зависимость коэффициента диффузии экситонов от температуры и магнитного поля, а также параметров спин-орбитального расщепления спектра [2].

Дано описание экспериментов по экситонному транспорту в моно-слоях WSe_2 и WS_2 . Показано, что в условиях эффективной экситон-экситонной аннигиляции (Оже-эффекта) наблюдаемый коэффициент диффузии экситонов возрастает с ростом концентрации частиц, а пространственный профиль распределения экситонов отличается от гауссового. Показано, что эффекты памяти могут приводить к возникновению экситонного «галло», когда в центре пятна возбуждения образуется минимум концентрации экситонов.

[1] Todd Karin, Xiayu Linpeng, M. M. Glazov, M. V. Durnev, E. L. Ivchenko, Sarah Harvey, Ashish K. Rai, Arne Ludwig, Andreas D. Wieck, and Kai-Mei C. Fu, *Giant permanent dipole moment of two-dimensional excitons bound to a single stacking fault*, *Phys. Rev. B* **94**, 041201(R) (2016).

[2] M. V. Durnev and M. M. Glazov, *Spin-dependent coherent transport of two-dimensional excitons*, *Phys. Rev. B* **93**, 155409 (2016).

[3] A. Chernikov, M.M. Glazov, et al., *Nonlinear exciton propagation and halo effects in atomically thin semiconductors*, in press.

Wide band gap oxides – from applications in electronics to biology and medicine

Godlewski M.¹, Kaszewski J.^{1,2}, Pietruszka R.¹, Witkowski B.S.¹,
Słońska A.^{2,3}, Cymerys J.⁴, Kielbik P.^{2,3}, Godlewski M.M.^{2,3}

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

²*Department of Physiological Sciences, Faculty of Veterinary Medicine, WULS – SGGW*

³*Veterinary Research Centre, Department of Large Animals Diseases with Clinic, Faculty of Veterinary Medicine, WULS – SGGW*

⁴*Department of Preclinical Sciences, Faculty of Veterinary Medicine, WULS – SGGW*

High-k oxides revolutionized electronics, when used to replace SiO₂ as gate oxides in field effect transistors in modern integrated circuits. HfO₂ was used as a gate oxide and was deposited by Atomic Layer Deposition (ALD) method. Advantageous properties of the ALD were demonstrated. Films deposited by the ALD were superior as compared to films grown by other techniques. This fact motivated us to use the ALD growth method not only to deposit elements of transistors, but also in many alternative applications in electronics, optoelectronics and biology and medicine. We report here a few recent applications of this ultra-modern growth technique of thin films.

First of all applications in photovoltaics will be discussed. We applied the ALD to grow ZnO-based thin films for transparent conductive oxide (TCO) applications. Films doped with Aluminum show electrical and optical properties comparable to these of ITO films [1]. Following this we proposed a new architecture of solar cells based on p-type Silicon films with a structured ZnO-based n-type partner consisting of ZnO nanorods grown by a hydrothermal method conformally coated by the ALD with ZnMgO and on top with ZnO TCO film [2,3]. The so-obtained solar cell structure shows relatively high light conversion efficiency and can be grown at low

costs. Moreover, ALD-deposited high-k oxides can be used in these cells as anti-reflection films.

The same high-k oxides, as used by us in modern electronic and optoelectronic devices, can find very different applications e.g. in biology and medicine. Two examples of such new applications will be described – as new generation of markers and as films and nanoparticles with anti-bacterial properties [4-6].

Acknowledgments:

This work was supported in part by the National Science Centre: “Maestro” (2012/06/A/ST7/00398

[1] M. Godlewski, et al, Thin Solid Films 518, 1145 (2009),

[2] R. Pietruszka, et al., Solar Energy Materials & Solar Cells 143, 99 (2015),

[3] R. Pietruszka, et al., Solar Energy Materials & Solar Cells 147, 164 (2016),

[4] M. Godlewski, et al., Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films 35, 021508 (2017),

[5] M.M. Godlewski and M. Godlewski, 2012, in Current Microscopy Contributions to Advances in Science and Technology, Microscopy Book Series Vol. # 5 Current Microscopy Contributions to Advances in Science and Technology, SBN (13): 978-84-939843-5-9,

[6] P. Kielbik, et al., Nanomedicine: Nanotechnology, Biology, and Medicine, <http://dx.doi.org/10.1016/j.nano.2016.11.002> (2017).

NM-5

Синтез и свойства монокристаллов перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$

Аникеева В.Е.¹, Машарин М.А.¹, Семенова О.И.², Голяшов В.А.^{1,2},
Терещенко О.Е.^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова,

²ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева,
13

В настоящее время перспективным направлением в сегменте возобновляемых источников энергии рассматривается использование тонкопленочных солнечных элементов (СЭ), позволяющих использование дешевых подложек и отказ от дорогих энергоемких технологий. В качестве фотоактивного материала актуальным считается перовскит ($\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ - метиламмония трийодид свинца), исследования которого названы прорывом 2013 года в физике по версии журнала Science. За несколько лет изучения этого гибридного полупроводникового материала, эффективность лабораторных СЭ на перовските возросла с 3,5 до 22%, т.е. почти сравнялась с КПД кремниевых СЭ. Этот материал благодаря сочетанию уникальных физических свойств (высокая подвижность носителей заряда, оптимальная ширина запрещенной зоны, высокие коэффициенты поглощения излучения солнечного спектра, рентгеновского и гамма излучения, эффективная излучательная рекомбинация носителей заряда) может найти применение не только в СЭ, но и в светоизлучающих устройствах, датчиках рентгеновского и гамма излучения. В работе разработана методика роста монокристаллов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ из насыщенных растворов путем прецизионного изменения температуры. Особенностью синтеза являлось введение стабилизатора (гипофосфорноватистой кислоты). Методом дифракции рентгеновских лучей подтверждена структура перовскита. Структурное совершенство поверхности монокристаллов подтвер-

ждено методом RHEED (дифракции быстрых электронов на отражение). Методами энергодисперсионной спектроскопии (ЭДС) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) установлено соответствие стехиометрии выращенных кристаллов соединению $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$. Исследованы спектры фотолюминесценции (ФЛ) полученных монокристаллов в интервале температур 4.2 - 300 К. Изменения в характере ФЛ при 150 К связаны с фазовым переходом и обусловлены изменением кристаллической структуры от орторомбической к тетрагональной. Изучена температурная зависимость фотопроводимости монокристалла перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ в диапазоне 85-340 К. Спектральные измерения фототока показали, что известные структурные фазовые переходы в перовските $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ хорошо проявляются и в температурной зависимости фотопроводимости. При температуре ниже 130 К перовскит, находясь в орторомбической фазе, имеет порог поглощения около 1.64 эВ, и в спектре фототока наблюдаются пики экситонного поглощения. Столь выраженные экситонные пики наблюдаются в соединении $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ впервые, что может свидетельствовать о структурном совершенстве получаемых кристаллов.

Градиент состава и p-n переход в топологических изоляторах $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_3$

Голяшов В.А.^{1,2}, Кох К.А.^{2,3}, Терещенко О.Е.^{1,2}

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Коптюга, 3

Несмотря на экспериментальное подтверждение методом фотоэмиссионной спектроскопии существования невырожденных по спину топологических поверхностных состояний с законом дисперсии, образующим конус Дирака, на поверхности (0001) халькогенидов висмута и сурьмы $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_3\text{Se}_{3-y}$, высокая концентрация свободных носителей в объеме этих материалов, обусловленная большой плотностью дефектов кристаллической структуры, и, как следствие, закрепление уровня Ферми в разрешенных зонах и сильное шунтирующее действие объема не позволили до сих пор однозначно выделить вклад поверхностных состояний в транспортных измерениях. Создав p-n переход в объеме кристалла, формально, можно получить область собственной проводимости (с уровнем Ферми внутри запрещенной зоны и минимальным количеством дефектов), либо область компенсации, и подавить объемную проводимость в направлении, обратном, p-n переходу. Кроме того, p-n переходы в трехмерных топологических изоляторах интересны тем, что в них предсказан ряд интересных электронных и спиновых явлений.

Известно, что тип проводимости Bi_2Te_3 определяется наличием антиструктурных дефектов Bi_{Te} (p-тип) и Te_{Bi} (n-тип). Кристаллы, выращенные из расплавов с содержанием Te >63 % всегда имеют электронную проводимость, <60% - дырочную. На основании равновес-

ной фазовой диаграммы и условий роста кристаллов Bi_2Te_3 из нестехиометричных расплавов (60-63% Te) модифицированным вертикальным методом Бриджмена можно получить p-n переход в направлении роста кристалла, механизм формирования которого связан с эффектом сегрегации компонентов в процессе роста и изменения состава ростового расплава [1].

В работе был реализован встроенный p-n переход в монокристаллах, выращенных из расплавов со стехиометрическими составами $\text{Bi}_{1.9}\text{Te}_{3.1}$ и $\text{Bi}_{1.34}\text{Sb}_{0.66}\text{Te}_3$. Изучено пространственное распределение термоэлектрических и гальваномагнитных свойств в полученных кристаллах. В областях кристаллов вблизи p-n перехода при температурах ниже 10 К наблюдается линейное положительное магнетосопротивление, связанное с присутствием нескольких типов носителей заряда вследствие флуктуаций состава и, соответственно, флуктуации электрохимического потенциала в объеме кристаллов. Обнаружено, что в полученных кристаллах ширина p-n перехода составляет ~ 40 нм, при этом в области p-n перехода наблюдается наличие дефектов свойственных областям кристаллов как n-, так и p-типа [2]. Показано, что на поверхности (0001) кристаллов после скола в вакууме как в p-, так и n- областях наблюдается изгиб зон вниз, который может приводить к формированию двумерного электронного газа.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 16-32-00637 мол_a) и РНФ (грант 17-12-01047).

[1] K.A. Kokh, S.V. Makarenko, V.A. Golyashov, O.A. Shegai, O.E. Tereshchenko. *CrystEngComm*. 16, p.p. 581-584 (2014).

[2] T. Bathon, S. Achilli, P. Sessi, V.A. Golyashov, K. A. Kokh, O. E. Tereshchenko, and M. Bode. *Advanced Materials*, 28, 2183–2188 (2016).

NM-7

Фотоэмиссионная спектроскопия тонких пленок CZTSe при лазерном облучении

Гребенников В.И., Кузнецова Т.В.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (XPS) является мощным методом определения характеристик поверхностей, обладающим селективной чувствительностью по элементам. Фотоэлектронные спектры несут информацию об электронных состояниях на различных атомах в пределах десятков нанометров под поверхностью, а также информацию о локальных вариациях потенциала. Если заряд вылетающих электронов не компенсируется внешним потоком от электронного инжектора или непосредственно от подложки, то локальные потенциалы могут изменяться в зависимости от вариаций локальной проводимости, которые приводят к различным количествам накопленного заряда. Недавно [1, 2] было показано, что смещение потенциала при наружном освещении проявляется в XPS спектрах композитных полупроводниковых поверхностей. Статические или квазистатические сдвиги XPS пиков могут быть связаны с эффектами фотоэда и фотопроводимости. Энергии внутренних уровней химических элементов, измеряемые в XPS спектроскопии, могут служить зондами локальных зарядов и процессов экранирования, а также их изменения при лазерном освещении поверхности тонких пленок.

Мы изучали действие лазерного излучения на быстрый отклик электронной системы при внезапном появлении положительных зарядов рентгеновской дырок в тонких (~1 мкм) пленках $\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$ (CZTSe), полученных методом селенизации распыленных магнетронном металлов на чистую стеклянную подложку и подложку молибден / стекло. В пленках на стекле изучались оптические спектры прохождения и отражения [3], а пленки с молибденом были использованы для получения солнечных элементов с эффективностью 8,1%.

XPS спектры получены на Kratos Axis Ultra спектрометре при возбуждении монохроматизированным алюминиевым излучением 1486.8 эВ, с обдувом потоком электронов для компенсации возникающего при фотоэмиссии заряда пленок. Измерялись линии внутренних уровней всех входящих в состав элементов Na 1s (стекло), Zn 2p_{3/2}, Cu 2p_{3/2}, O 1s (присутствует всегда, как и углерод), Sn 3d_{5/2}, C 1s, Se 3d_{5/2}, Zn 3d и Mo 3d_{5/2} (при наличии) трижды: при выключенном лазере, при включенном лазере и снова при выключенном (для контроля). Затем находилась энергия центра каждой линии. В пленке на стекле отсутствует закономерное изменение энергий уровней при освещении лазерным светом (532 нм). А вот в пленке со слоем металлического молибдена наблюдаются сдвиги уровней примерно на 0.1 эВ в сторону уменьшения энергии связи. Лазерное излучение перебрасывает электроны через полупроводниковую щель $E_g=1.01$ эВ, создавая носители, а слой металлического молибдена доставляет их к месту назначения, замыкая токовую цепь вместе с пучком электронной пушки. Все уровни сдвигаются в одну сторону, одни больше, другие меньше. Слабее всех реагирует на лазер молибден, у него и так хватает подвижных электронов. В пленке без молибдена быстрое экранирование рентгеновской дырки (за время выхода фотоэлектрона) отсутствует – нет и лазерного сдвига.

Рассматриваются другие примеры использования XPS спектроскопии в качестве элемент селективного зонда для определения локальных токов и зарядов в полупроводниковых тонких пленках, возникающих при наружном освещении поверхности лазерным излучением. Легирование на поверхности пленки, избыточные отрицательные заряды на ловушках. Зависимость фотоотклика от температуры и интенсивности излучения позволяет измерить изгиб полосы и поведение поверхностной рекомбинации.

[1] Hikmet Sezenand, Sefik Suzer, *J. Chem. Physics*, **135**, 141102 (2011).

[2] Nicole Johnson et al., *J. Vacuum Sci. & Techn. A*, **34**, 031201 (2016).

[3] M.V Yakushev et al., *J.Phys. D: Applied Physic*, **48**, 475109 (2015).

NM-8

Self-assembly in the systems of magnetic ellipsoidal nanoparticles

Gudkova A.V., Pyanzina E.S.

Ural Federal University, 620000, Ekaterinburg, Lenin av. 51

Investigation of systems with anisotropic magnetic nanoparticles of different shape is the fast-emerging branch of dipolar soft matter research. Such particles can be in a shape of ellipsoids, rods, etc. with different orientation of magnetic dipoles (along or perpendicular to the main axis) placed in the center of their mass. These systems allow to design new smart materials with controllable microstructure and various macroproperties.

This work presents a complex investigation of the system of magnetic ellipsoids [1] based on theoretical approaches and computer simulations using molecular dynamics. We calculate initial

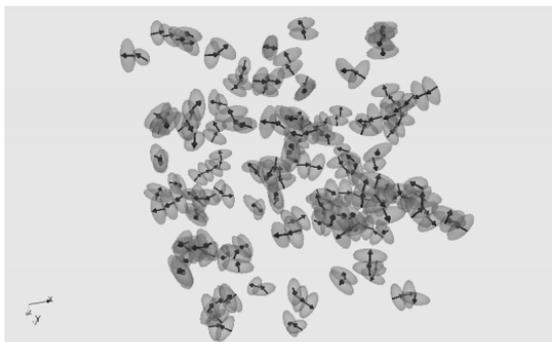


Fig.1. – Microstructure of the system.

susceptibility and radial distribution function, make cluster analysis, study mutual orientation of the dipoles and compute average characteristics [2]. The comparison of the results for different orientation of magnetic dipoles is presented in the Tables 1 and 2. Here the concentration $\rho = 0.1$, parameter X_0 is the semi-axis ratio, m^2 is the square of magnetic moment of each particle. Mutual orientation of the dipoles represents percentage of "head-to-tail" configurations in the system.

Table 1 (magnetic moment is coaligned with the main axis)

X_0	1.1		2.3	
m^2	1	5	1	5
Average cluster size	2.165	3.874	2.027	2.089
Clusterization	18.106	74.951	4.879	14.785
Mutual orientation	39%	74%	4%	2%

Table 2 (magnetic moment is perpendicular to the main axis)

X_0	1.1		2.3	
m^2	1	5	1	5
Average cluster size	2.177	6.154	2.035	3.898
Clusterization	19.165	87.753	6.588	80.447
Mutual orientation	49%	92%	49%	94%

To conclude one can say that microstructure of the systems significantly changes with modifying particles parameters and system characteristics. This fact is useful for various medical applications where strong magnetic response of particles should be combined with the absence of strong clustering.

[1] S. Sacanna et al., *Langmuir*, 22, 1822 (2006),

[2] S. Kantorovich et al., *Soft Matter*, 9, 6594 (2013).

NM-9

Выращивание гетеро- и наноструктур HgCdTe методом МЛЭ

Дворецкий С.А., Варавин В.С., Михайлов Н.Н., Ремесник В.Г.,
Сабина И.В., Сидоров Ю.Г., Сидоров Г.Ю., Швец В.А.,
Якушев М.В.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

Инфракрасное (ИК) видение открывает новые возможности в получении информации практически в любой области деятельности человека. Для решения различных задач, связанных с требованиями применения, проводятся интенсивные исследования и разработки технологий получения материалов, чувствительных в различных областях ИК-спектра. Наибольший интерес представляет получение информации с помощью ИК видения в условиях окружающей среды, для которой существуют «окна прозрачности» в диапазоне ближнего (1-3 мкм), средневолнового (3-5 мкм) и длинноволнового (8-14 мкм) диапазонов ИК спектра.

Твердые растворы теллурида кадмия и ртути (КРТ) занимают лидирующее место в разработках ИК видения, обеспечивая чувствительность в любом заданном диапазоне длин волн инфракрасного спектра. Современные тенденции развития инфракрасных оптоэлектронных систем на основе заключаются в разработке и изготовлении матричных фотодиодных фотоприемников (ФП) и фотоприемных устройств (ФПУ) различных форматов. Для получения высокого качества таких фотоприемников необходимо выращивать КРТ с высокой однородностью параметров на поверхности большой площади.

Молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) является наиболее привлекательным методом для решения многих физических, технических и технологических проблем при изготовлении фоточувствительного в виде гетероэпитаксиальных слоев (ГЭС) или наноструктур на различных подложках. Выбор «альтернативных» подложек из GaAs и Si с буферными слоями большой площади позволяют решать многие задачи по снижению стоимости, существенного упрощения технологического процесса изготовления ИК ФП и ФПУ и обеспечить требуемый спрос.

В докладе будут представлены результаты фундаментальных исследований процессов роста и легирования ГЭС КРТ МЛЭ и наноструктур на подложках из GaAs и Si. Изучение процессов зарождения и последующего роста буферных слоев и слоев КРТ позволило определить факторы, влияющие на получение материала высокого качества, и механизмы образования дефектов и их природу и электрическое состояние.

Многокамерные установки МЛЭ для роста ГЭС КРТ на подложках диаметром до 100 мм с точным контролем параметров с помощью эллипсометрического контроля *in-situ* позволяют решить проблемы производства ГЭС КРТ МЛЭ с высокой однородности состава КРТ слоя по площади поверхности. Приведены результаты по выращиванию многослойных ГЭС КРТ МЛЭ с различным распределением состава КРТ по толщине для оптимизации параметров матричных фотоприемников и параметров фотоприемников на их основе.

Изучение процессов легирования индием и мышьяком позволило изменять тип электропроводности в широких пределах концентраций электронов и дырок.

Рост гетероструктур HgCdTe с различным распределением состава по толщине позволяет получать материал с уникальными свойствами, которые приводят к упрощению изготовления высококачественных ИК-детекторов на их основе. Представленные результаты по технологии создания ИК ФП фотодиодного типа N⁺-p и P⁺-n и ФПУ на их основе форматами до 2000×2000 элементов для спектральных диапазонов 1-3, 3-5 и 8-10 мкм. Проведено сравнение характеристик и условий функционирования приборов на основе различных фотодиодов.

Новые области науки связаны с различными новыми физическими явлениями, изученными на наноструктурах HgCdTe, таких как одиночные или многослойные квантовые ямы (КЯ). Приводятся результаты роста КЯ на основе HgCdTe, главным образом HgTe, с эллипсометрическим контролем в процессе роста и измерением параметров. Будут представлены результаты исследований транспорта носителей в HgTe КЯ, взаимодействие с THz-излучением, результаты по спонтанному излучению структур для лазерного применения, 2D и 3D топологических изоляторов.

Эта работа частично поддерживалась грантом «Volkswagen Stiftung».

NM-10

Обнаружение квантового аномального эффекта Холла в образцах HgSe с низкой концентрацией электронов

Лончаков А.Т., Дерюшкин В.В., Бобин С.Б., Неверов В.Н.

ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

В работе [1] на основании выявленных особенностях магнитосопротивления нами было выдвинуто предположение о существовании фазы вейлевского полуметалла в селениде ртути с низкой концентрацией электронов. Помимо сильного (без тенденции к насыщению) поперечного магнитосопротивления и отрицательного продольного магнитосопротивления, обусловленного киральной аномалией, в полуметаллах Вейля должен наблюдаться квантовый аномальный эффект холла (КАЭХ) – платообразное изменение холловского сопротивления ρ_{xy} в квантующих магнитных полях [2, 3]. Однако анализ эффекта Холла в полуметаллах Вейля до настоящего времени не проводился. Между тем наблюдение КАЭХ позволяет оценить из эксперимента один из ключевых параметров – расстояние между узлами Вейля с противоположной киральностью k_0 .

В настоящем докладе, в рамках представления о существовании в чистом HgSe по крайней мере 2-х пар вейлевских узлов, проведено исследование эффекта Холла при направлении магнитного поля вдоль осей x , y и z (рис. 1). Установлено, что при любой ориентации магнитного поля наблюдается предсказанное теорией платообразное поведение $\rho_{xy}(B)$, наиболее четко выраженное при направлении $\vec{B} \parallel x$ и $\vec{B} \parallel y$ когда классический эффект Холла для выбранных пар контактов (рис. 1) отсутствует. В продольном ($\vec{B} \parallel \vec{I} \parallel x$) направлении магнитного поля удалось наблюдать достаточно хорошо выраженную «холловскую лестницу» с величиной «ступеньки»

$$\Delta\sigma_{xy} = \frac{e^2}{h} 2k_0 \cong 400$$

Ом⁻¹ (рис. 1), независящую от концентрации электронов в интервале (0,25 – 2,5)·10¹⁷ см⁻³. Это позволило оценить величину $k_0 \sim 0.1 \text{ \AA}^{-1}$, что по порядку величины соответствует данным, полученным с помощью ARPES в полуметаллах Вейля TaAs, TaP, и NbP [5]. Наличие сигнала на холловских контактах при измерении $\rho_{xy}(B_x)$ и $\rho_{xy}(B_y)$

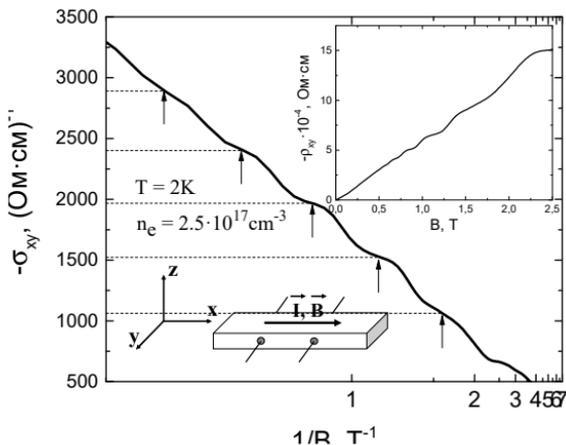


Рис. 1 – Зависимость холловской проводимости σ_{xy} от обратного магнитного поля при ($\vec{B} \parallel \vec{I} \parallel x$). Стрелками отмечены положения плато $\rho_{xy}(B)$. На вставке: зависимость $\rho_{xy}(B)$, демонстрирующая КАЭХ.

свидетельствует о топологической природе эффекта Холла, установленной ранее для $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ [6].

Таким образом, обнаружение КАЭХ в HgSe с низкой концентрацией электронов является еще одним аргументом в пользу существования в нем фазы вейлевского полуметалла.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326) при частичной поддержке гранта РФФИ (проект № 16-32-00131 мол_a).

[1] A.T. Lonchakov et. al, arXiv:1712.02134.

[2] Shun-Qing Shen, Topological Insulators, Springer Series in Solid State Sciences 187, DOI 10.1007/978-981-10-4606-3

[3] E.V. Gorbar et. al., Phys. Rev. B 89, 085126, (2014)

[5] Z. K. Liu, L. X. Yang & Y. Sun et. al., Nature Materials 15, 27 (2016)

[6] Heon-Jung Kim et. al., Phys. Rev. Letters, PRL 111, 246603 (2013)

NM-11

Структура поверхности, электросопротивление и гальваномагнитные свойства монокристалла PtSn₄

Доможирова А.Н.¹, Чистяков В.В.², Наумов С.В.², Патраков Е.И.²,
Марченкова Е.Б.², Марченков В.В.^{1,2}

¹Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

²Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Недавно были экспериментально открыты новые квантовые материалы - топологические вейлевские полуметаллы (ТВПМ), теоретически предсказанные еще в начале XX века. Для этих материалов характерен необычный перенос заряда на поверхности и в объеме. Квази-частицами в ТВПМ являются «безмассовые» вейлевские фермионы, киральные частицы с «нулевой» эффективной массой, которые защищены топологически. В объеме ТВПМ законы дисперсии этих частиц линейны во всех трех направлениях импульса и пересекаются в так называемых вейлевских точках. Тогда как поверхностные состояния образуют ферми-дуги, соединяющие вейлевские точки с противоположной киральностью [1, 2]. Необычная электронная структура ТВПМ приводит к появлению уникальных электронных транспортных свойств, что делает ТВПМ перспективными для применения в сверхбыстрой электронике.

Цель данной работы – синтез, аттестация структуры поверхности, исследование электрических и гальваномагнитных свойств монокристалла ТВМП PtSn₄ [3, 4].

Монокристалл PtSn₄ был выращен методом кристаллизации из раствора в расплаве и имел отношение величин электросопротивлений $\rho_{293K}/\rho_{4.2K} \approx 100$. Химический состав и структура образца были подтверждены методами рентгеноспектрального микроанализа

(РСМА) и рентгенофлуоресцентного анализа (РФА). Микроструктура поверхности изучалась методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ). Электрические и гальваномангнитные свойства измерены общепринятым 4-контактным способом на постоянном токе в интервале температур от 4.2 до 300 К и в магнитных полях до 100 кЭ.

Установлено, что характерной структурной особенностью PtSn_4 является слоистое строение монокристалла, минимальная обнаруженная толщина слоя составляет 20 нм. Измеренная температурная зависимость электросопротивления PtSn_4 имеет металлический тип, т.е. электросопротивление увеличивается с ростом температуры. Магнитное поле приводит к росту величины удельного сопротивления почти в 3.5 раза. Исследования эффекта Холла показали, что в PtSn_4 коэффициент Холла положителен, т.е. преобладает дырочный тип проводимости. Оценены концентрация n носителей тока и их подвижность μ . При температуре 4.2 К концентрация n носителей тока составляет $\sim 6.7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, подвижность $\mu \approx 1.1 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № 01201463330) при частичной поддержке РФФИ (проект № 17-52-52008) и Правительства Российской Федерации (постановление № 211, контракт № 02.А03.21.0006).

[1] S.Y. Xu, I. Belopolski, N. Alidoust, M. Neupane, G. Bian, C. Zhang, R. Sankar et al., *Science*, **349**, 613 (2015).

[2] Z.K. Liu, L.X. Yang, Y. Sun, T. Zhang, H. Peng, H.F. Yang, et al., *Nature Materials*, **15**, 27 (2016).

[3] E. Mun, H. Ko, G.J. Miller, G.D. Samolyuk, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, *Physical Review B*, **85**, 035135 (2012).

[4] Y. Wu, L. Wang, E. Mun, D.D. Johnson, D. Mou, L. Huang, Y. Lee, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, A. Kaminski, *Nature Physics*, **12**, 667 (2016).

NM-12

Двумерные магнитные изоляторы и топологические гетероструктуры на их основе

Еремеев С.В.^{1,2,3,4}, Чулков Е.В.^{4,5,6,2,3}

¹*Институт Физики Прочности и Материаловедения СО РАН, 634055, Томск, пр. Академический, 2/1*

²*Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36*

³*Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Санкт-Петербург, Петергоф, ул. Ульяновская, 1-М*

⁴*Donostia International Physics Center (DIPC), Paseo de Manuel Lardizabal, 4, 20018 San Sebastián, Spain*

⁵*Departamento de Física de Materiales, Facultad de Ciencias Químicas, UPV/EHU, Paseo de Manuel Lardizabal, 3, 20080 Sebastián, Spain*

⁶*Centro de Física de Materiales, CFM-MPC, Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, Paseo de Manuel Lardizabal, 5, 20018 San Sebastián, Spain*

В работе [1] предложен новый способ формирования гетероструктур магнитный изолятор/топологический изолятор (МИ/ТИ) и проведено комплексное исследование топологического изолятора Bi_2Se_3 со слоем магнитного изолятора MnBi_2Se_4 на поверхности. Было выявлено, что при осаждении бислоя MnSe на поверхность эпитаксиально выращенной пленки селенида висмута происходит диффузия атомов адслоя внутрь поверхностного пятислойного блока Bi_2Se_3 и формируется упорядоченный адслой, в виде семислойного блока магнитного изолятора MnBi_2Se_4 . Формирование магнитного адслоя на поверхности селенида висмута приводит к возникновению в спектре массивного Дираковского состояния со щелью ~ 80 мэВ. Вычисленное для данной гетероструктуры число Черна $S = -1$ свидетельствует о наличие в системе двумерной топологической фазы квантового аномального Холла. Характерной чертой данной самоорганизующейся гетероструктуры является отсутствие интерфейсного кулоновского потен-

циала вследствие подобия структур подложки топологического изолятора и магнитного адслоя в результате чего формирующееся массивное дираковское состояние преимущественно локализуется в магнитном адслое. Самым впечатляющим результатом является стабильность магнитного порядка при температурах вплоть до комнатной, при которой сохраняется щель в дираковском состоянии.

Для MnBi_2Se_4 и других соединений семейства MnPn_2Ch_4 , где атомы пниктогена (Pn) и халькогена (Ch) есть соответственно Sb, Bi и Se, Te на основе релятивистских спин-поляризованных расчетов исследована кристаллическая структура, а также их электронные и магнитные свойства [2]. Показано, что в ряду соединений этого семейства соединения с более тяжелыми элементами кристаллизуются в ромбоэдрической структуре, состоящей из слабосвязанных семислойных блоков, тогда как соединения, состоящие из более легких элементов, как правило, обладают моноклинной структурой. Для ромбоэдрических структур предпочтительно межслойное AFM упорядочение с FM упорядочением внутри слоя, как показано в [1] для MnBi_2Se_4 . В моноклинной фазе предпочтительной является внутрислойная AFM конфигурация с FM упорядочением вдоль цепочек Mn атомов и AFM упорядочением между цепочками.

Выявленные магнитные изоляторы, подходящие для конструирования гетероструктур MI/TI и найденная технология формирования таких структур за счет самоорганизации магнитных слоёв открывает широкие перспективы для исследования систем в которых может наблюдаться высокотемпературный квантовый аномальный эффект Холла. Кроме планарных гетероструктур с магнитным слоем на поверхности технически возможно создавать модулированные объемные гетероструктуры, как на базе соединений с марганцем, так и других магнитных атомов.

[1] T. Hirahara, et al., *Nano Lett.* **17**, 3493–3500 (2017).

[2] S.V. Eretneev, et al., *J. All. Comp.* **709**, 172–178 (2017).

NM-13

Влияние дефектов на оптические и упругие свойства топологического изолятора $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$

**Жевстовских И.В.¹, Поносов Ю.С.¹, Титова С.Г.², Гудков В.В.³,
Сарычев М.Н.³, Кузнецова Т.В.¹, Кох К.А.⁴, Терещенко О.Е.⁵**

¹*Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

²*Институт металлургии УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 101*

³*Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19*

⁴*Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Коптюга, 3*

⁵*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*

Бинарные халькогениды Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 , Sb_2Te_3 и их твердые растворы, являющиеся узкозонными объемными полупроводниками с бесщелевыми поверхностными состояниями в запрещенной зоне, обладают свойствами трехмерных топологических изоляторов. Недавние исследования показали, что наличие дефектов в таких соединениях критически влияет на их свойства [1,2]. Минимизировать их влияние можно, используя тонкие пленки, либо варьируя состав таким образом, чтобы уменьшить плотность дефектов в объеме кристалла. В этом отношении исследования твердых растворов $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ представляют особый интерес, т.к. при некоторых комбинациях значений x и y в этих системах удастся достигнуть низкой концентрации свободных носителей в объеме за счет компенсации носителей противоположного знака, вносимых, например, такими дефектами, как вакансии Se и антиструктурные дефекты (Bi,Sb)/Te. В частности, в составе $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.7}\text{Se}_{1.3}$ было реализовано максимально объемно-изолирующее состояние [3].

В данной работе представлены результаты исследований струк-

турных, оптических и упругих свойств кристаллов $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ и Bi_2Te_3 в широком интервале температур от 4.2 К до 350 К. На температурных зависимостях параметров решетки a и c выше 250 К наблюдалось аномальное поведение, свидетельствующее о немонотонной зависимости коэффициента линейного теплового расширения. При температуре вблизи 200 К был обнаружен пик поглощения ультразвука и аномальное смягчение упругого модуля C_{33} для состава $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$, в то время как для бинарного соединения Bi_2Te_3 наблюдались монотонные зависимости. Исследование Раман-спектров кристалла $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ в различной геометрии эксперимента выявили дополнительную фононную моду на частоте 125 cm^{-1} , частотный сдвиг которой при понижении температуры резко возрастал в интервале 200-250 К. Кроме того, большое изменение ширины линии этой моды (примерно на 30 cm^{-1}) при нагреве от 5 К до 350 К указывало на проявление беспорядка в кристалле. Совокупность обнаруженных аномалий структурных, оптических и упругих свойств в $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ интерпретируется как проявление дефектов, обсуждается их симметрия и возможные типы.

[1] T. Bathon, S. Achilli, P. Sessi, V.A. Golyashov, K.A. Kokh, O.E. Tereshchenko, M. Bode, *Adv. Mater.*, 28, 2183 (2016).

[2] O. Storz, A. Cortijo, S. Wilfert, K.A. Kokh, O.E. Tereshchenko, M.A.H. Vozmediano, M. Bode, F. Guinea, P. Sessi, *Physical Review B*, 94, 121301(R) (2016).

[3] Z. Ren, A.A. Taskin, S. Sasaki, K. Segawa, Y. Ando, *Physical Review B*, 84, 165311 (2011).

Can We Explain Site Occupation Preferences in Tetrahedral Networks Only by Cohesive Energies of Atomic Configurations?

Zajdel P.¹, Robouch B.V.², Kisiel A.³, Marcelli A.^{2,4}

¹*Institute of Physics, University of Silesia, ul. 75 Pułku Piechoty 1, 41-500 Chorzów, Poland*

²*INFN - Laboratori Nazionali Frascati, via E. Fermi 40, CP 13, 00044 Frascati (RM), Italy*

³*Instytut Fizyki, Uniwersytet Jagielloński, Reymonta 4, 30-059 Cracow, Poland*

⁴*RICMASS - Rome International Center for Materials Science Superstripes, Via Sabelli 119A, 00185 Roma, Italy*

*Corresponding author - Email: pawel.zajdel@us.edu.pl;

In a ternary or quaternary systems built from two binary materials AB and BC, one observes deviations from purely statistical distribution of atoms – called site occupation preferences. In theory, distribution of atoms in such materials can be quantified in terms of Bernoulli distribution [1, 2, 3] but much less is known about physical basis of this effect. This project aimed to get a new insight into this problem under the following point of view:

1. The SOPs for different tetrahedra are only caused by different total energies of atomic arrangements inside a crystal. This type of approach is new as there were many studies using only elastic contribution to the energy based on a simple deformations [4] or Monte-Carlo methods. In our case, effective potential ‘*ab initio*’ numerical method was used to calculate and compare total energy of the crystal under the following assumptions:
2. A large ordered supercell is used for calculations

3. Volume relaxation constraint (VRC) is preserved – that is volume depends only on a total stoichiometry of the supercell, not on a particular relaxed arrangement,
4. The structure is fully relaxed within full potential model inside the supercell, - this is the key advancement over other parametric approaches.

The calculations were carried out with the GPAW package [5], using grid approach to model electron density and Pedew-Burke-Ernzerhof (PBE) potential for exchange correlation energy. Four atomic configurations were tested: $\text{Zn}_{32}\text{Te}_{28}\text{Se}_4$, $\text{Zn}_{28}\text{Cd}_4\text{Te}_{32}$, $\text{Zn}_{32}\text{Te}_{29}\text{Se}_3$, $\text{Zn}_{29}\text{Cd}_3\text{Te}_{32}$.

For each configuration a non-relaxed E_{NR} energy was calculated based on an ideal symmetry but different configuration. The energy differences calculated this way were about 0.02 eV per $2 \times 2 \times 2$ supercell indicating lack of preference. For the selected compounds, configurations were fully relaxed resulting in energy differences over one magnitude higher around 0.2 eV.

For example in the $\text{Zn}_{28}\text{Cd}_4\text{Te}_{32}$, the configuration with 4 separate Cd should be less flavoured energetically than the one with 2 pairs of 2 Cd's in one tetrahedron (1 Te connected to 2 Cd and 2 Zn). Similarly in the 4 Se doped cases, the configuration with 4 separate Se should be less preferred than the one with 1 Zn connected to 4 Se at the same time.

[1] B.V. Robouch, A. Kisiel, *Acta Phys. Pol.* **A94** (1998) 497.

[2] B.V. Robouch, A. Kisiel, *J. Alloys Comp.* **286** (1999) 80.

[3] B.V. Robouch et al. *Journal of Alloys and Compounds* **339** (2002) 1–17

[4] K. Onabe, *J. Phys. Chem. Solids* **43** (1982) 1070.

[5] J. J. Mortensen, L. B. Hansen, and K. W. Jacobsen, *Physical Review B*, 2005. **71**, 035109

NM-15

Dynamical charge density waves rule the phase diagram of cuprates

Caprara S.^{1,2}, Di Castro C.^{1,2}, Seibold G.³ and Grilli M.^{1,2}

¹*Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza," Piazzale Aldo Moro 5, 00185 Roma, Italy*

²*ISC-CNR and Consorzio Nazionale Interuniversitario per le Scienze Fisiche della Materia, Unità di Roma "Sapienza"*

³*Institut für Physik, BTU Cottbus-Senftenberg - PBox 101344, D-03013 Cottbus, Germany*

In the last few years, charge density waves (CDWs) have been ubiquitously observed in high- T_c superconducting cuprates and are now the most investigated among the ordered phases that compete with superconductivity in these systems. A wealth of recent experimental data raises several fundamental questions that challenge the various theoretical proposals. We relate the mean-field instability line T^0 of a strongly correlated Fermi liquid to the pseudogap line $T^*(p)$, marking in this way the onset of CDWs. The related fluctuations reduce strongly the mean-field critical line. Controlling this reduction via an infrared frequency cutoff related to the characteristic time of the probes, we provide a coherent scenario explaining why different CDW onset curves are observed by different experimental probes and seem to extrapolate at zero temperature into seemingly different quantum critical points (QCPs) in the intermediate and overdoped region. The nearly singular anisotropic scattering mediated by these fluctuations also accounts for the rapid changes of the Hall number seen in experiments and provides the precursor phenomenon of the Fermi surface reconstruction, that occurs at lower doping. Finally, we show that phase fluctuations of the CDWs, which are enhanced in the presence of strong correlations near the Mott insulating phase, naturally account for the disappearance of the CDWs at low doping with yet another QCP as seen by the experiments.

Наномеханика графена

Качоровский В.Ю.^{1,2}, Бурмистров И.С.², Gornyi I.V.^{1,2}, Мирлин А.Д.²

¹*ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург*

²*ИТФ им. Л.Д.Ландау РАН, 119334, Москва*

Графен представляет собой знаменитый пример кристаллической мембраны толщиной в один атомный слой. Доклад посвящен анализу уникальных упругих свойств этого материала, которые тесно связаны с вопросом о термодинамической устойчивости 2D систем. Тепловые флуктуации стремятся изогнуть мембрану и разрушить дальний порядок в системе. Существует, однако, конкурирующий эффект - сильное ангармоническое взаимодействие между изгибными и продольными колебательными модами мембраны, которое стремится стабилизировать мембрану. Благодаря этой конкуренции, изолированные пленки графена могут демонстрировать ряд критических явлений (см. обзор в [1-3]), в том числе два фазовых перехода - переход из плоского в скомканное состояние [crumpling transition (CT)] и переход, связанный с потерей устойчивости плоской фазы под действием внешнего сжатия [buckling transition (BT)].

Оказывается, что СТ в значительной степени аналогичен переходу магнетика в ферромагнитное состояние. При этом, в полной аналогии с магнетиком, происходит спонтанное нарушение симметрии: сферически симметричная «скомканная фаза» переходит в плоское состояние с некоторой произвольной ориентацией плоскости. Удивительным образом, эффекты, связанные с СТ, существенно меняют упругие свойства пленок даже вдали от точки перехода, глубоко в плоской фазе. Например, изгибная жесткость мембраны растет с увеличением ее размера, а коэффициент теплового расширения оказывается отрицательным и с хорошей точностью постоянным вплоть до экстремально малых температур [2]. В настоящее время неизвестен материал, который обладал бы таким необычным свойством. Не менее не-

обычными являются проявления ВТ, В частности, оказывается, что обычный линейный закон Гука для кристаллической мембраны не выполняется [3,4]. Растяжение изолированного листа графена растет с приложенным напряжением степенным образом, причем показатель степени является критическим индексом ВТ.

В области аномальной упругости графена существует ряд чрезвычайно интересных вопросов, которые пока остаются совершенно непонятными. Например, до сих пор неясно, чему равен для графена один из важнейших параметров любого материала – коэффициент Пуассона (отношение поперечного сжатия при продольном растяжении). Даже знак этого важного параметра до сих пор остается предметом жарких научных дискуссий. Очень интересен и совершенно не изучен процесс отрыва графена от подложки. В частности, эксперимент [5,6] указывает на наличие еще одного фазового перехода в такой системе в результате которого на поверхности соединения подложки и графена спонтанно образуется система пространственно периодических упругих доменов.

В настоящем докладе будет представлен обзор недавних работ, как теоретических так и экспериментальных, посвященных описанию критического поворота кристаллических мембран на основе графена.

[1] I. Gornyi, V. Kachorovskii, and A.Mirlin, *Phys.Rev.B* **92**, 155428 (2015).

[2] I. Burmistrov, I. Gornyi, V. Kachorovskii, M. Katsnelson, and A.Mirlin, *Phys.Rev B* **94**, 195430 (2016)

[3] I. Gornyi, V. Kachorovskii, A. Mirlin, *2D Materials* **4**, 011003 (2017)

[4] R. Nicholl, et al, *Nature Communications* **6**, 8789 (2015)

[5] C. Woods, et al, *Nature Physics* **10**, 451–456 (2014)

[6] M. M. van Wijk, et al, *Phys.Rev.Lett.* **113**, 135504 (2014)

NM-17

Сильные изменения термоЭДС германия под давлением: Печать n-p переходов с использованием механического напряжения

Коробейников И.В.¹, Морозова Н.В.¹, Овсянников С.В.^{2,3}

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²ИХТТ УрО РАН 620108, Екатеринбург, ул. Первомайская 91

³Bayerisches Geoinstitut, Universität Bayreuth, Universitätsstrasse 30, Bayreuth D-95447, Germany

В данной работе показано, что электронные транспортные свойства монокристаллов германия могут быть существенно оптимизированы путем обработки материала высоким давлением. Исследовано поведение величины и знака коэффициента Зеебека у образцов германия p- и n-типа проводимости при давлении до 20 ГПа при комнатной температуре. Приложение высокого давления $P > 2$ ГПа приводит к изменению n-типа проводимости на r-тип, который сохраняется после декомпрессии [1]. Дырочный тип проводимости также сохраняется при увеличении давления до точки фазового перехода полупроводник-металл при 10 ГПа, далее после снятия внешнего давления, германий переходит в метастабильную фазу st-12 (Ge-III) с полупроводниковой проводимостью n-типа [2]. Таким образом, появляется возможность создание n-p и n-p-n переходов в подложках германия путем приложения механического усилия.

[1] I. V. Korobeinikov et al., *Scientific Reports* 7, 44220 (2017).

[2] Z. Zhao et al., *Nature Communications* 8, 13909 (2017).

NM-18

Влияние концентрации галлия на структурное качество, электронную структуру и динамику решетки монокристаллов $\text{Cu}(\text{In},\text{Ga})\text{Se}_2$.

Кузнецова Т.В.¹, Гребенников В.И.¹, Поносов Ю.С.¹, Pogue E.², Rockett A.², Якушев М.В.^{1,3}

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²University of Illinois at Urbana-Champaign, 1304 W Green St., Urbana, Illinois 61801, USA

³Department of Physics, SUPA, University of Strathclyde, 107 Rottenrow, G4 0NG Glasgow, UK

Полупроводниковые соединения $\text{A}^{\text{I}}\text{B}^{\text{III}}\text{C}^{\text{VI}}_2$ кристаллизуются в структуре халькопирита и являются электронными аналогами $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ двойных соединений. Стойкий интерес исследователей к этим соединениям связан с их применением в солнечных батареях, в электролюминесцентных приборах и нелинейной оптике. В частности, CuGaSe_2 и CuInSe_2 имеют хорошие фотоэлектрические свойства при использовании в качестве поглотителей в солнечных батареях. Значительный интерес исследователей к твердым растворам $\text{Cu}(\text{In},\text{Ga})\text{Se}_2$ обусловлен тем, что они позволяют варьировать физические параметры плавно, что очень важно при разработке солнечных элементов. Монокристаллы $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$ (CIGS) ($x = 0; 0,05; 0,1; 0,25; 0,5; 0,75; 1$) выращивались вертикальным методом Бриджмена. Фазовая структура и состав кри-

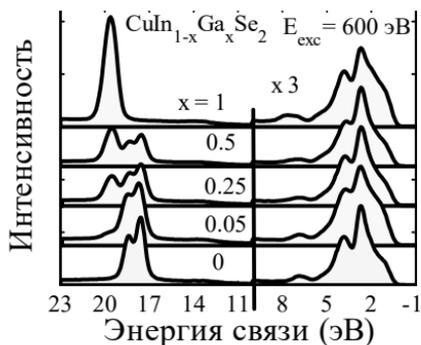


Рис. 1 – Рентгеновские фотоэмиссионные спектры валентных полос монокристаллов $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$. Энергия фотонов 600 эВ.

сталлов были проанализированы методом рентгеновской дифракции и энергодисперсионного рентгеновского анализа (EDX). Эволюция структуры валентной зоны при постепенном увеличении содержания галлия была проанализирована с помощью рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (XPS) (рис. 1). Обсуждается структурное качество, тип дефектов и зависимость размера щели от содержания Ga в кристаллах CIGS. Комбинационное рассеяние света (КРС) является мощным неразрушающим методом для характеристики различных материалов, будучи чувствительно как к химическому составу, так и к структуре, и ее нарушениям в реальных образцах, полученных в различных условиях. Фотolumинесценция, спектры комбинационного рассеяния измерялись при комнатной температуре для характеристики дефектов и структурного качества кристаллов. В работе продемонстрирована эффективность этого метода при изучении CuInSe_2 и их твердых растворов. Проанализированы спектры КРС соединений с разной концентрацией галлия. Наиболее интенсивным является колебание A_1 симметрии, частота которого при замещении индия галлием смещается со 175 до 185 cm^{-1} . В этом колебании смещаются только атомы селена, и его энергия слабо меняется при малых концентрациях галлия. При содержании галлия выше 10% начинается линейный рост частоты, что дает возможность оценивать количество галлия в этой области концентраций из спектров КРС. Данные получены на монокристаллических образцах и могут быть использованы для оценок в пленочных материалах.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-12-01500).

Особенности уравнения непрерывности для электронной плотности в модели Кейна

Кунавин П.Е.¹, Румянцев Е.Л.¹

¹ИЕН УрФУ, 620000, Екатеринбург, ул. Ленина, 51

Понятия плотности вероятности $P(\mathbf{r}, t)$ и потока плотности вероятности $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ являются фундаментальными понятиями, позволяющими связать волновое поведение квазичастиц с наблюдаемыми в эксперименте характеристиками. Для интерпретации уравнения Шредингера используется хорошо известное выражение для $P(\mathbf{r}, t) = \psi^*(\mathbf{r}, t)\psi(\mathbf{r}, t)$ и связанное с ним выражение для тока вероятности $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = 1/m \psi^*(\mathbf{r}, t)\nabla\psi(\mathbf{r}, t)$. Как следует из их определения, эти величины, во-первых локальны, во-вторых, связаны уравнением непрерывности

$$\frac{\partial P(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (1)$$

Проблемы возникают, однако, при попытке построения одночастичных выражений для $P(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ в теориях, описываемых многокомпонентными гамильтонианами, такими как, например, релятивистский гамильтониан Дирака. Большинство работ посвящено анализу построения одночастичных волновых уравнений, учитывающие релятивистские поправки (уравнения Паули) именно в этой теории. Недавно было осознано, что подобные квази-релятивистские поправки, явления и парадоксы возникают и при попытке одночастичного описания поведения электронов и дырок в рамках многокомпонентных $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ гамильтонианов [1]. В данной работе предложен подход, позволяющий построить операторы плотности и операторы плотности вероятности в упрощенной 6×6 модели Кейна с плоской зоной тяжелых дырок. Для решения поставленной задачи было ис-

пользовано преобразование Боголюбова, рассматриваемое как альтернатива обычно используемому преобразованию Фолди-Вайтхаузена. Полученные выражения, описывающие, одноэлектронные состояния существенно отличаются от простых шредингеровских выражений, но при этом удовлетворяют уравнению непрерывности. Полученные операторы были использованы для построения членов взаимодействия электронов (дырок) с внешними классическими полями (скалярный и векторный потенциалы). При свертке со скалярным потенциалом возникают как члены спин-орбитального взаимодействия, так и член Дарвина. Неожиданным явился результат о виде уравнения непрерывности при наличии внешнего воздействия

$$\frac{\partial P(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = -\text{div} \mathbf{J}_{med}(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где $\mathbf{J}_{med}(\mathbf{r}, t)$ описывает нелинейную (и в общем случае нелокальную реакцию среды на внешнее воздействие). Таким образом сохранение плотности вероятности обеспечивается суммарным током $\mathbf{J}_{tot}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{J}_{med}(\mathbf{r}, t)$, в полной аналогии с вкладом поляризации среды в индукцию в макроскопической электродинамике сплошных сред [2]. Поскольку оба тока имеют существенно разное происхождение, возможна ситуация, когда на их возможное существование накладываются совершенно разные условия. Такая ситуация реализуется в сверхпроводниках, что обеспечивает частичное проникновение внешнего магнитного поля. Предложенный метод построения операторов плотности вероятности может быть использован для двухкомпонентной формулировки функционала плотности для многокомпонентных $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ гамильтонианов, а также для установления граничных условий в гетероструктурах.

[1] W. Zawadzki, arXiv:1701.07067v1, (2017),

[2] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред* (Москва, "Наука"), (1982).

Топологический изолятор Bi_2Se_3 - технология и свойства

Кунцевич А.Ю.^{1,2}, Селиванов Ю.Г.¹, Мартовицкий В.П.¹

¹ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект 53

²НИУ ВШЭ, 101000, Москва, Мясницкая 20

Топологические изоляторы (ТИ) семейства халькогенидов висмута-сурьмы являются самыми исследуемыми ТИ в связи с большой величиной щели, легкостью синтеза, возможностью управления свойствами. Это слоистые соединения, имеющие ось третьего порядка.

Создание качественных монокристаллических и пленочных образцов требует аккуратного управления дефектной системой и стехиометрией, а для пленок (растущих по механизму Ван-дер Ваальсовой эпитаксии) дополнительно и терминированного интерфейса подложки. В частности, мы показываем что борьба с естественно возникающими двойниками при росте эпитаксиальной пленки Bi_2Se_3 осуществляется путем выбора несогласованной по параметру решетки подложки BaF_2 , а спонтанно образующимся переходным слоем является BaSe .

Также мы показываем наличие корреляции между структурными и сверхпроводящими свойствами в допированном стронцием Bi_2Se_3 : из всего множества выращиваемых монокристаллов сверхпроводят только те, в которых стронций находится в Ван-дер Ваальсовой щели. Наблюдающаяся сверхпроводимость обладает неожиданной анизотропией в плоскости (приписывавшейся топологической сверхпроводимости [1]), которая связана напрямую со структурной деформацией кристалла.

Работа поддержана грантом РФФИ 16-29-03330.

[1] Y. Pan, et al, *Scientific Reports*, **6**, 28632 (2016),

NM-21

Транспорт вдоль геликоидального края при наличии рассеяния на магнитной примеси: влияние локальной анизотропии

**Курилович В.Д.^{1,2,3}, Курилович П.Д.^{1,2,3}, Бурмистров И.С.^{3,1},
Гольдштейн М.⁴**

¹*Московский Физико-Технический Институт, 141700, Москва*

²*Сколковский Институт Науки и Технологий, 143026, Москва*

³*Институт Теоретической Физики им. Л.Д. Ландау РАН, 119334, Москва*

⁴*Тель-Авивский университет, 6997801, Тель-Авив, Израиль*

В последнее время, большой экспериментальный и теоретический интерес прикован к двумерным топологическим изоляторам, наиболее известным представителем которых является квантовая яма CdTe/HgTe/CdTe с шириной $d > 6.3$ нм [1]. Одна из основных особенностей таких материалов - наличие бесщелевых состояний с Дираковским спектром, локализованных на краю образца. Из-за сильной спин-орбитальной связи, проекция спина этих состояний на ось, перпендикулярную к плоскости топологического изолятора, однозначно связана с направлением их движения. В отсутствии возмущений, способных переворачивать спин, это приводит к идеальной одномерной баллистической проводимости вдоль края. В тоже время, магнитные примеси вызывают рассеяние электронов с переворотом спина, и, как следствие, влияют на проводимость.

Данная работа является продолжением недавней работы [2] о транспорте вдоль геликаидального края в присутствии магнитной примеси. Мы теоретически изучаем влияние уединенной магнитной примеси типа Кондо на дифференциальный кондактанс вдоль края, принимая во внимание локальную магнитную анизотропию, которая имеет место для примесей со спином $S > 1/2$. Показано, что анизотропия оказывает сильное влияние на поправку к краевой проводимости в

диапазоне температур и напряжений, существенно превышающем ее типичное значение. Выяснено, что, в общем случае, дифференциальный кондактанс является немонотонной функцией напряжения. При этом показано, что результат сильно отличается для магнитных примесей с целым и полуцелым спином.

В частности, для примесей с целым спином анизотропия, отличающаяся от одноосной, может приводить к значимому рассеянию назад, даже если обмен между краевыми электронами и магнитной примесью изотропен. В том случае, когда анизотропия имеет тип легкая плоскость, при низких температурах и напряжениях поправка к кондактансу подавлена и обеспечивается лишь процессами высших порядков, которые связаны с виртуальными переходами примеси в первое возбужденные состояние.

Для примеси с полуцелым спином ситуация обстоит иначе, и в случае анизотропии типа легкая плоскость подавления поправки к кондактансу не наблюдается.

Для получения результатов были получены кинетические уравнения, описывающие релаксацию магнитной примеси при ненулевом напряжении, приложенном к краю.

[1] B. A. Bernevig et al., *Science*, **314**, 1757 (2006),

[2] P.D. Kurilovich et al., *JETP Letters* **106** (9), 575 (2017)

NM-22

Транспорт вдоль геликоидального края при наличии рассеяния на магнитной примеси

Курилович П.Д.^{1,2,3}, Курилович В.Д.^{1,2,3}, Бурмистров И.С.^{3,1},
Гольдштейн М.⁴

¹Московский Физико-Технический Институт, 141700, Москва

²Сколковский Институт Науки и Технологий, 143026, Москва

³Институт Теоретической Физики им. Л.Д. Ландау РАН, 119334, Москва

⁴Тель-Авивский университет, 6997801, Тель-Авив, Израиль

Двумерные топологические изоляторы в последнее время вызывают большой интерес с теоретической и экспериментальной точки зрения. Особенностью таких систем является наличие одномерных краевых состояний, спин которых напрямую связан с импульсом (геликоидальные состояния). В пренебрежении взаимодействием между электронами такие краевые состояния обеспечивают идеальную проводимость вдоль края, устойчивую к присутствию немагнитных примесей и других возмущений, не разрушающих симметрию по отношению к обращению времени и не имеющих собственной динамики. Наличие магнитного беспорядка в образце может, однако, приводить к подавлению проводимости вдоль края.

В данной работе рассмотрены эффекты, связанные с рассеянием геликоидальных электронов, движущихся вдоль края топологического изолятора, на уединенной магнитной примеси. Мы рассмотрели наиболее общую модель точечной магнитной примеси, предполагая, что матрица взаимодействия электронов и примеси содержит все 9 ненулевых компонент. Для такого общего вида взаимодействия мы вычислили поправку к проводимости связанную с наличием примеси на краю, предполагая, что величина спина примеси произвольна. Для этого мы вывели квантовое кинетическое уравнение типа Линдблада, описывающее стационарное состояние и релаксацию к нему магнит-

ной примеси. Было выяснено, что поправка к дифференциальному кондактансу за счет примеси как функция напряжения может иметь несколько экстремумов. Один из экстремумов типично возникает когда сравниваются энергетический масштаб релаксации состояния магнитной примеси и масштаб эффективного Зеемановского поля, создаваемого электронами для магнитной примеси за счет электрон-примесного взаимодействия. Кроме того, для магнитной примеси с $S > \frac{1}{2}$ обычно возникает экстремум в поправке к кондактансу при напряжении порядка температуры. В конце концов, мы выяснили, что матрица плотности примеси имеет Гиббсовский вид в неравновесном режиме больших напряжений.

В докладе представлены результаты работы [1].

[1] P.D. Kurilovich et al., *JETP Letters* **106** (9), 575 (2017)

Гигантская термоэдс и особенности магниторезонансных явлений в Al_2O_3 и SiO_2 с распределенными в них наночастицами Co

Лашкарев Г.В.¹, Радченко М.В.¹, Дмитриев А.И.¹, Бугаева М.Е.¹,
Байбара А.Е.¹, Стори Т.², Кнофф В.², Неделько Н.², Стельмах Я.А.³,
Крушинская Л.А.³

¹*Институт проблем материаловедения им. Францевича, Национальная академия наук Украины, ул. Кржижановского, 3, Киев, Украина*

²*Институт физики, Польская академия наук, ул. Лотников 32/46, Варшава, Польша*

³*Институт электросварки им. Е.О.Патона, Национальная академия наук Украины, ул. Антоновича, 68, Киев, Украина*

Среди магнитных материалов особое место занимают ферромагнитные наноконпозиты (ФМНК), представляющие собой магнитные наночастицы, распределенные в диэлектрической матрице. Научная и практическая значимость таких материалов обусловлена тем, что путем технологического контроля за размером, концентрацией и формой ферромагнитных однодоменных наночастиц возможно придать ФМНК необходимые свойства.

Электрические, гальваномагнитные и термоэлектрические свойства ферромагнитных наноконпозитов с диэлектрическими матрицами Al_2O_3 и SiO_2 с концентрациями Co ниже порога перколяции исследованы в области температур 80÷290 К и в магнитных полях до 5 кЭ.

Предложен механизм возникновения спин-зависимой гигантской положительной термоэдс в магнитном поле (~1200 мкВ/град·кЭ) в композитах $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3$ в условиях прыжкового типа проводимости электронов по немагнитным центрам локализации, основанный на эффекте уменьшения рассеяния электронов магнитными центрами благодаря параллельному направлению магнитных моментов элек-

тронов и этих центров при включении магнитного поля [1].

В случае матрицы SiO_2 , обнаружена отрицательная магнитотермоэдс, то есть уменьшение термоэдс при включении магнитного поля (~ 1350 мкВ/град·кЭ). Это объяснено химическим взаимодействием Co и SiO_2 , в результате чего создается смесь наноразмерных ферромагнитных силицидов кобальта и антиферромагнитного CoO, что вызывает пространственные флуктуации их магнитных моментов и приводящие к увеличению рассеяния электронов.

Впервые для Co/ Al_2O_3 с содержанием Co в интервале $12 \div 43$ ат.%, выращенных методом двухтигельного электронно-лучевого распыления, обнаружен небольшой "магнитный обменный сдвиг" (38 Э), связанный с магнитным взаимодействием ферромагнитного ядра НЧ Co с его оболочкой в виде тонкого антиферромагнитного слоя CoO.

Исследован ферромагнитный резонанс ФМНК с концентрацией 16 ат.% и 41 ат.% Co. Впервые обнаружен эффект исчезновения ферромагнитного резонанса для ФМНК с 16 ат.% Co при температуре ниже 140 К и для 41 ат.% Co при температуре ниже 90 К. Это объяснено конфликтом между ферромагнитными ядрами НЧ Co и антиферромагнитным состоянием их оболочек.

Для образцов, выращенных в магнитном поле, наблюдалось уменьшение порога перколяции до 27 ат.% Co, что связано с понижением туннельного барьера между НЧ Co.

Исследованы магнитные характеристики композитов Co/ SiO_2 в интервале $5 \div 300$ К. Зафиксирован переход в состояние спинового стекла, как и в случае Co/ Al_2O_3 . В отличие от Co/ Al_2O_3 композит Co/ SiO_2 продемонстрировал значительно меньшую коэрцитивную силу, что также является результатом влияния силицидных фаз кобальта и антиферромагнитного CoO.

[1] G.V.Lashkarev, M.V.Radchenko et al., *Phys. Stat. Sol. (b)*, **254**, 1700153 (2017)

Магнитные и электрические свойства спинового бесщелевого полупроводникового сплава на основе Mn_2CoAl

Марченков В.В.^{1,2}, Коуров Н.И.¹, Перевозчикова Ю.А.¹,
Терентьев П.Б.¹, Eisterer M.³

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

³TU Wien, Atominstitut, 1020, Vienna, Austria

В 2008 году был предсказан новый класс материалов – спиновые бесщелевые полупроводники (spin gapless semiconductors) [1], названные так во многом по аналогии с классическими бесщелевыми полупроводниками [2]. Согласно [1], спиновые бесщелевые полупроводники (СБП) обладают рядом уникальных свойств, связанных с их необычной зонной структурой: присутствие широкой ($\Delta E \sim 1$ eV) щели на уровне Ферми для носителей тока со спином вниз и нулевой энергетической щели для носителей со спином вверх. В таких СБП-материалах ожидается наличие сильного ферромагнетизма, а именно, высокая температура Кюри и 100% спиновая поляризация носителей заряда при комнатной температуре. Следовательно, они могут быть удобными объектами для практического применения в термоэлектрических устройствах и приборах спинтроники. Исследования показали, что к данному классу материалов относится и сплав Mn_2CoAl .

В работе [3] было показано, что при уменьшении величины отношения постоянных решетки c/a в Mn_2CoAl в структуре $L2_1$ (Hg_2CuTi -типа) спиновая щель в спиновой проекции вверх полностью закрывается. Более того, даже при соотношении c/a , соответствующем нормальным условиям, любой тип беспорядка (взаимных замещений атомов Mn, Co или Al) приводит к появлению значительной величины плотности состояний в спиновой проекции вверх, тогда как в спиновой проекции вниз спиновая щель существенно сокращается или даже

закрывается. Так как получить сплав Mn_2CoAl в идеальном бесщелевом состоянии достаточно трудно, то представляет интерес исследование особенностей поведения физических свойств сплавов в состоянии близком к спиновому бесщелевому полупроводнику Mn_2CoAl . В работе приводятся результаты комплексного исследования магнитных и электрических свойств сплавов $Mn_{1.79}Co_{1.25}Al_{0.96}$ и $Mn_{1.99}Co_{0.96}Al_{1.05}$ в широком интервале полей ($H \leq 70$) кОе и температур ($2 \leq T \leq 900$) К.

Проведенные исследования показали, что в сплаве $Mn_{1.79}Co_{1.25}Al_{0.96}$, близком по составу к спиновому бесщелевому полупроводнику Mn_2CoAl , из-за его неоднородности на уровне Ферми присутствуют электронные состояния с плотностью $n(E_F) = 4.2$ states/eV·atom. Высокополевая ($H > 10$ кОе) намагниченность описывается в модели Стонера. Температурная зависимость электросопротивления имеет полупроводниковый ход. При низких температурах $\rho(T) \sim T^{1/2}$ связывается с эффектами взаимодействия электронов. Полученные результаты могут быть использованы при разработке новых материалов для спинтроники.

Работа выполнена в рамках гос. задания ФАНО России (тема «Спин», № 01201463330) при частичной поддержке РФФИ (грант № 18-02-00739) и Комплексной программы УрО РАН (проект № 18-10-2-37).

[1] X.L. Wang, *Phys. Rev. Letters*, **100**, 156404 (2008).

[2] И.М. Цидильковский, *Бесщелевые полупроводники – новый класс веществ*, М.: Наука (1986).

[3] I. Galanakis, K. Özdoğan, E. Şaşıoğlu, and S. Blügel, *J. Appl. Phys.*, **115**, 093908 (2014).

Анизотропия оптических свойств лестничных Кагоме соединений $\text{Co}_3\text{V}_2\text{O}_8$ и $\text{Ni}_3\text{V}_2\text{O}_8$

Махнев А.А.¹, Номерованная Л.В.¹, Барило С.Н.², Бычков Г.Л.²,
Ширяев С.В.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, 220072, Минск, ул. П. Бровки, 19

Изучение физических свойств соединений, проявляющих связь, между спонтанной намагниченностью и электрической поляризацией (мультиферроики) активизировано не только из-за поиска объектов, пригодных для технологического применения, но также и с фундаментальной точки зрения [1]. В семействе ванадатов одновременное сосуществование сегнетоэлектрического и магнитного порядков обнаружено лишь в $\text{Ni}_3\text{V}_2\text{O}_8$. В соединении $\text{Co}_3\text{V}_2\text{O}_8$ не было обнаружено спонтанной и индуцированной магнитным полем электрической поляризации. Высококачественные монокристаллы выращены методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве $\text{BaO-V}_2\text{O}_5$. Пластины ромбической формы имели плоскости ac размером $\sim 3 \times 5 \text{ мм}^2$ и ab плоскости $\sim 1 \times 5 \text{ мм}^2$. Оптические свойства исследованы на автоматическом эллипсометре на основе спектрального вычислительного комплекса КСВУ-12.

В докладе представлены результаты исследования анизотропии комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ CoVO и

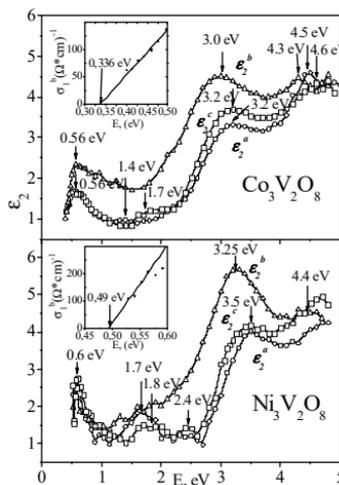


Рис.1. – Оптические свойства $\text{Co}_3\text{V}_2\text{O}_8$ и $\text{Ni}_3\text{V}_2\text{O}_8$ сплавов.

NiVO при 300 К для трех кристаллографических направлений. Внимание сконцентрировано на сравнении оптического отклика и, следовательно, изменении электронной структуры двух соединений (рис.1, на вставках резкий спад оптической проводимости). Характер дисперсии функции $\varepsilon_1(E)$ отражает наблюдаемые особенности межзонного поглощения спектра $\varepsilon_2(E)$. Спектральный профиль оптических функций $\varepsilon_1(E)$ и $\varepsilon_2(E)$ для каждой поляризации подобен для обоих соединений. Анизотропия межзонного спектра для каждого соединения проявилась как в разной интенсивности, так и в смещении положения пиков CoVO к низким энергиям на ~ 0.3 эВ по сравнению с NiVO (рис.1.). Максимумы основных широких пиков межзонного поглощения CoVO сдвинуты в сторону низких энергий на $\sim 0.25-0.3$ эВ по сравнению с NiVO. В низкоэнергетической области спектра $E < 2.0-2.5$ эВ тонкая структура поглощения более отчетливо проявилось в соединении NiVO (рис.1.).

Сравнение теоретического расчета электронной зонной структуры и спектра оптической проводимости NiVO позволяет качественно интерпретировать фундаментальное межзонное оптическое поглощение [2]. Интенсивная широкая полоса в CoVO и NiVO формируется суперпозицией переходов с переносом заряда $O(2p) \rightarrow Ni(3d)$ и $O(2p) \rightarrow V(3d)$. Низкоэнергетические пики поглощения NiVO авторы работы [3] приписали d-d возбуждениям ${}^3A_{2g} \rightarrow {}^3T_{2g}$, ${}^3A_{2g} \rightarrow {}^1E_g$ и ${}^3A_{2g} \rightarrow {}^3T_{1g}$, которые наблюдаются благодаря спин-орбитальной связи, обменному взаимодействию и фононам.

Обнаружение в спектре пропускания тонкой пленки NiVO экситона при 1.6 К на спаде интенсивной полосы межзонного поглощения позволило авторам работы [3] оценить оптическую щель $E_g = 2.35$ эВ.

[1] G. Lawes et al., *Phys.: Condens. Matter*, **20**, 434205 (2008),

[2] R.S. Rai et al., *Physical. Review B*, **74**, 235101 (2006).

[3] P. Chen et al., *Physical. Review B*, **89**, 165120 (2014).

Индуцированная сверхпроводимость в низкоразмерных электронных системах

Мельников А.С.¹, Копасов А.А.¹, Хаймович И.М.², Pekola J.³

¹Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia.

²Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, D-01187 Dresden, Germany.

³Low Temperature Laboratory, Department of Applied Physics, Aalto University School of Science, P.O. Box 13500, FI-00076 Aalto, Finland.

В докладе предполагается обсудить ряд недавних результатов, связанных с особенностями индуцированного сверхпроводящего состояния, возникающего в низкоразмерных системах с нетривиальной топологией. Речь пойдет о сверхпроводимости, наведенной в квазиодномерных либо в квазидвумерных электронных системах, таких как полупроводниковые провода или различные типы топологических изоляторов. Будет представлен обзор экспериментальных работ по данной тематике, ориентированных в значительной степени на поиск необычных состояний квазичастиц в таких системах, которые носят название майорановских состояний. Будет представлено введение в физику майорановских состояний для общефизической аудитории.

В оригинальной части доклада предполагается обсудить микроскопическую теорию индуцированной сверхпроводимости в рассматриваемых системах с учетом как прямого, так и обратного эффекта близости. При этом особое внимание планируется уделить особенностям эффекта близости в топологически нетривиальной фазе, в частности, для полупроводниковых нанопроводов. Будет обсуждена необычная зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода, вызванная обратным эффектом близости, и соответствующие ограничения на область возможной реализации майорановских состояний.

Рассматриваемые структуры активно исследуются в последние годы в связи с перспективами их использования для топологически защищенных квантовых вычислений. В контексте таких применений очевидна необходимость понимания динамики майорановских состояний при внешних воздействиях и выяснения критерия адиабатичности такой динамики. Нами получены динамические уравнения для квантовомеханических амплитуд связанных майорановских состояний. С использованием этих уравнений решены 2 задачи. (1) Вычисление тока через майорановские состояния в нанопроводе, соединенном с двумя нормальными резервуарами, при синусоидальном изменении высот барьеров на границах с электродами в присутствии заданного потенциала между резервуарами. При этом барьеры открываются и закрываются с некоторым сдвигом фаз, что может быть вполне реализовано с помощью системы затворов с нестационарными потенциалами в структурах с полупроводниковыми проводами с наведенной сверхпроводимостью. (2) Вычисление импульсов тока в системе с импульсным открытием барьеров в присутствии заданного потенциала между резервуарами. Это по сути – реализация эксперимента типа *pump-probe* для майорановских состояний. Нами предсказан новый режим в динамике майорановских состояний – режим биений на частоте, соответствующей расщеплению по энергии в системе связанных майорановских состояний. На основе рассмотренных задач нами предложены простые постановки экспериментов, которые могут определить времена динамики майорановских состояний и представить экспериментальное свидетельство относительно возможности или невозможности передачи сигнала между майорановскими состояниями за исчезающе малые времена (т.е. явления квантовой телепортации), которые обсуждаются в литературе.

NM–27

Закономерности формирования фазы квантового спинового Холла в тонких пленках трехмерных топологических изоляторов

**Меньщикова Т.В.¹, Силкина О.Ю.¹, Силкин И.В.¹, Кузнецов В.М.¹,
Чулков Е.В.^{1,2,3}**

¹*Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина 36*

²*Санкт-Петербургский университет, 198504, Санкт-Петербург, Старый Петергоф, ул. Ульяновская, д.3*

³*Donostia International Physics Center, 20018, San Sebastián, Basque Country, Spain, P. Manuel de Lardizabal 4*

Теоретическое предсказание и последующее экспериментальное подтверждение квантового спинового эффекта Холла, индуцированного спин-орбитальным взаимодействием в двумерных полупроводниковых системах, привели к обнаружению нового состояния квантовой материи – двумерным топологическим изоляторам (2D ТИ). Эти материалы характеризуются геликоидальными бесщелевыми краевыми состояниями, которые защищены симметрией по обращению времени от обратного рассеяния. Благодаря этому в таких материалах возможно протекание тока практически без потерь энергии, что открывает новые перспективы для создания на их основе миниатюрных приборов для спинтроники.

Одним из основных направлений в этой области является поиск новых материалов, являющихся 2D ТИ и одновременно сочетающих в себе большую запрещенную щель и простоту в изготовлении. В этой связи, наиболее привлекательными кандидатами на роль 2D ТИ могут быть тонкие пленки трехмерных ТИ с тетрадимито-подобной структурой. Такие пленки могут быть легко получены, например, методом молекулярно – лучевой эпитаксии.

В данной работе проведено детальное исследование топологиче-

ских свойств тонких пленок бинарных, тройных и четверных соединений. Анализ показал, что топологические свойства тонких пленок могут существенно зависеть от химического состава. Мы предсказываем существование фазы квантового спинового Холла в тонких пленках $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$, $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$, и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.4}\text{Se}_{0.6}$. Кроме того, для тонких пленок $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.4}\text{Se}_{0.6}$ обнаружена зависимость топологических свойств от типа разупорядочения. Также мы предсказываем новые 2D ТИ в тонких пленках Рb-содержащих соединений. В ходе исследований было выявлено, что тонкие пленки Рb-содержащих соединений характеризуются той же зависимостью топологического инварианта (Z_2) от толщины пленки, которая была обнаружена в тонких пленках бинарных родственных соединений.

Таблица 1 – Z_2 инвариант для тонких пленок различной толщины

	<i>5L</i>	<i>10L</i>	<i>15L</i>	<i>20L</i>
<i>Bi_2Se_3</i>	<i>0.</i>	<i>0</i>	<i>0</i>	<i>0</i>
<i>Bi_2Te_3</i>	<i>0.</i>	<i>1</i>	<i>0</i>	<i>0</i>
<i>Sb_2Te_3</i>	<i>0</i>	<i>0</i>	<i>1</i>	<i>1</i>
<i>$\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$</i>	<i>0.</i>	<i>0</i>	<i>1</i>	<i>1</i>
<i>$\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$</i>	<i>0</i>	<i>1</i>	<i>1</i>	<i>0</i>
<i>$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.4}\text{Se}_{0.6}$ (mun I)</i>	<i>0</i>	<i>1</i>	<i>0</i>	<i>0</i>
<i>$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.4}\text{Se}_{0.6}$ (mun II)</i>	<i>0</i>	<i>1</i>	<i>1</i>	<i>0</i>
<i>$\text{Sb}_2\text{Te}_2\text{S}$</i>	<i>0</i>	<i>0</i>	<i>0</i>	<i>0</i>
<i>$\text{Sb}_2\text{Te}_2\text{Se}$</i>	<i>0</i>	<i>0</i>	<i>0</i>	<i>0</i>
	<i>7L</i>	<i>14L</i>	<i>21L</i>	<i>28L</i>
<i>PbBi_2Se_4</i>	<i>0</i>	<i>0</i>	<i>0</i>	<i>0</i>
<i>PbBi_2Te_4</i>	<i>0</i>	<i>1</i>	<i>0</i>	<i>1</i>
<i>PbSb_2Te_4</i>	<i>0</i>	<i>0</i>	<i>1</i>	<i>1</i>
<i>$\text{PbBi}_2\text{Te}_2\text{S}_2$</i>	<i>0</i>	<i>0</i>	<i>1</i>	<i>1</i>
<i>$\text{PbBi}_2\text{Te}_2\text{Se}_2$</i>	<i>0</i>	<i>1</i>	<i>1</i>	<i>0</i>

NM-28

Низкотемпературные магнитные и электрические свойства полупроводниковых твердых растворов PbSnTe:In

Михайлин Н.Ю., Парфеньев Р.В., Волков М.П., Шамшур Д.В.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Легирование индием твердого раствора $\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z}\text{Te}$ приводит к возникновению в его энергетическом спектре полосы квазилокальных примесных состояний In, смещающейся по мере уменьшения количества свинца в соединении из зоны проводимости (PbTe:In) в валентную зону SnTe:In . В $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ при $z \geq 0.5$ наблюдается резистивный переход в сверхпроводящее (СП) состояние в гелиевой области температур с T_c , зависящей от уровня легирования In и состава [1]. Недавно было показано [2], что в этом соединении может реализовываться состояние топологического кристаллического изолятора.

В поликристаллических образцах $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$ различного состава $z = 0.3, 0.4$ в области СП состояния были изучены температурные и маг-

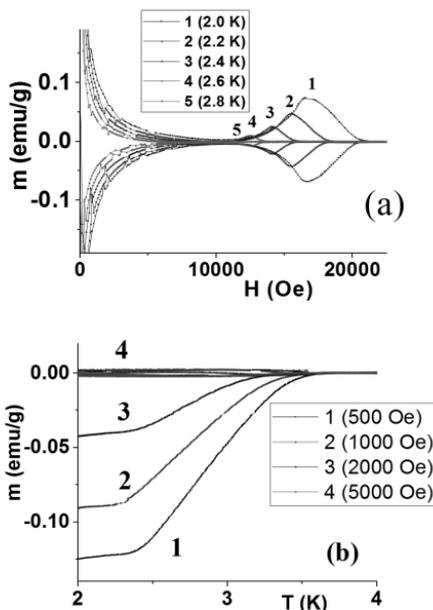


Рис 1. – Зависимости намагниченности $m(T, H)$ от магнитного поля (a) и температуры (b) в $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$.

нитопольевые зависимости намагниченности $m(T, H)$ (рис. 1) Обнаружено, что на зависимости $m(H)$ в $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$ наблюдается сложный гистерезис при приближении к верхнему критическому полю H_{c2} с ярко выраженным максимумом - пик-эффектом. Пик-эффект на зависимости $m(H)$ в больших полях наблюдался для ряда сверхпроводников 2-го рода; его появление может быть связано с перестройкой структуры вихревой решетки с увеличением H , что приводит к лучшей подстройке вихрей Абрикосова к системе центров пиннинга и к увеличению критического тока [3].

На рис. 1б приведены зависимости $m(T)$ (FC и ZFC) в полях $H \leq 5000$ Oe, демонстрирующие диамагнитный отклик (эффект Мейснера) при понижении температуры, уменьшающийся с ростом H . При увеличении магнитного поля до 12500 Oe на зависимостях $m(T)$ возникает немонотонность (резкий максимум) при приближении к критической температуре СП перехода (рис. 2). Амплитуда максимума возрастает с увеличением H , а температура максимума намагниченности уменьшается. Сопоставление с рис. 1а указывает на связь максимума на зависимости $m(T)$ при заданном H и пик-эффекта в зависимости $m(H)$ при постоянной температуре.

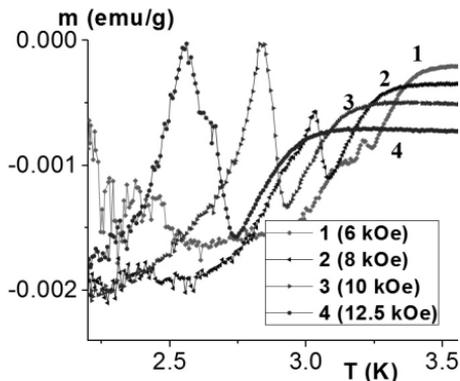


Рис.2. – Фрагмент температурной зависимости намагниченности в режиме FC $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$.

При приближении к критической температуре СП перехода (рис. 2). Амплитуда максимума возрастает с увеличением H , а температура максимума намагниченности уменьшается. Сопоставление с рис. 1а указывает на связь максимума на зависимости $m(T)$ при заданном H и пик-эффекта в зависимости $m(H)$ при постоянной температуре.

[1] P.V. Парфеньев et al, ФТТ, 43, 1772 (2001).

[2] Ruidan Zhong et al, Crystals, 7, 55 (2017).

[3] D. K. Jackson et al, Europhysics Let.52(2), 210 (2000)

Электронные транспортные свойства сплавов Гейслера Co_2FeZ ($Z = \text{Al, Si, Ga, Ge, In, Sn, Sb}$)

Перевозчикова Ю.А.¹, Коуров Н.И.¹, Eisterer M.², Марченков В.В.^{1,3}

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²TU Wien, Atominstitut, 1020, Vienna, Austria

³УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Полуметаллические ферромагнетики на основе сплавов Гейслера Co_2FeZ ($Z = \text{Al, Si, Ga, Ge, In, Sn, Sb}$) – материалы с высокими значениями намагниченности и температуры Кюри, перспективные для спинтроники. Поэтому получение новой информации об их электронных свойствах представляет большой интерес.

Измерения холловского, электро- и магнитосопротивления проводились 4-контактным способом на постоянном токе при $4.2 \leq T \leq 1100$ К и в полях до 100 кЭ. На температурных зависимостях электросопротивления вблизи температуры Кюри наблюдаются изломы, соответствующие магнитному и структурному переходам.

Из данных по нормальному эффекту Холла оценены концентрации носителей тока и подвижности, значения которых типичны для металлов. Из данных по аномальному эффекту Холла выявлено, что в системе сплавов Co_2FeZ определяющую роль играет механизм асимметричного рассеяния носителей заряда.

Магнитосопротивление для всех исследованных сплавов по величине не превышает нескольких процентов и имеет для разных образцов как отрицательный, так и положительный знаки.

Полученные результаты могут быть полезны при выборе оптимального материала для устройств спинтроники.

Работа выполнена в рамках гос.задания ФАНО России (тема «Спин», № 01201463330) при частичной поддержке РФФИ (грант № 15-02-06686) и Комплексной программы УрО РАН (проект № 18-10-2-37) и гранта № 14.Z50.31.0025 Министерства образования и науки РФ.

Новый антиферромагнитный топологический изолятор $\text{MnBi}_2\text{Te}_2\text{Se}_2$

Петров Е.К.^{1,2}

¹Томский Государственный Университет, 634050, Томск,
пр. Ленина, 36

²Санкт-Петербургский государственный университет, 198504,
Санкт-Петербург, Университетская наб., 7-9

Антиферромагнитный (АФМ) топологический изолятор (ТИ) – магнитно-упорядоченная топологически нетривиальная фаза ТИ, особенностью которой является нарушение симметрии обращения времени и трансляционной симметрии с сохранением их комбинации (произведения). В объеме материала наличие АФМ упорядочения не приводит к значительным отличиям от фазы обычного ТИ, однако это может приводить к ряду интересных эффектов на поверхности. Несмотря на большой интерес к АФМ ТИ, на текущий момент известен всего один кандидат на эту роль – GdBiPt . В настоящей работе предложено соединение, обладающее указанными выше свойствами – $\text{MnBi}_2\text{Te}_2\text{Se}_2$, и исследована кристаллическая, магнитная и зонная структура его объема и поверхности.

Было обнаружено, что в равновесном состоянии $\text{MnBi}_2\text{Te}_2\text{Se}_2$ кристаллизуется в ромбоэдрической структуре. Магнитное упорядочение представляет собой антиферромагнитное чередование ферромагнитных атомных плоскостей. Наиболее выгодной является магнитная анизотропия типа легкая плоскость (0001). Зонная структура объема $\text{MnBi}_2\text{Te}_2\text{Se}_2$ имеет полупроводниковый характер, наблюдается энергетическая щель ~ 250 meV. В зонной структуре поверхности $\text{MnBi}_2\text{Te}_2\text{Se}_2$ наблюдается бесщелевое поверхностное состояние со смещенной из точки $\bar{\Gamma}$ точкой Дирака, что обусловлено тем, что магнитные моменты лежат в плоскости (0001).

NM-31

Электронная структура полупроводниковых халькопиритных и перовскитных соединений для фотовольтаики

Радзивончик Д.И.¹, Широков А.А.², Грамотеева Л.Н.²,
Лукоянов А.В.^{1,2}, Кузнецова Т.В.^{1,2}

¹ИФМ УрО РАН им. М.Н. Михеева, 620990, г. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²Уральский Федеральный Университет, 620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 19

В настоящее время активно проводится поиск новых материалов для фотовольтаики. Для этого рассматриваются полупроводниковые соединения различных классов. Лидерами по эффективности преобразования и надежности работы выступают солнечные батареи на основе халькопиритов CuInSe_2 . Одним из новых классов соединений для материалов солнечных батарей являются гибридные перовскитные соединения $\text{CH}_3\text{NH}_3(\text{Pb},\text{Sn})\text{I}_3$ — метиламмониевые (МА) галогениды (МАНЛ). Данные соединения рассматриваются как активные материалы для создания нового поколения высокоэффективных и недорогих элементов солнечных батарей. Также недавние исследования показали, что соединение на основе Sn имеет более широкий диапазон поглощения, чем соединение на основе Pb. Поэтому более перспективным для практических приложений является перовскит $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$, который активно исследуется экспериментально и теоретически. В докладе будут представлены результаты расчета электронной структуры $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$ и CuInSe_2 .

Электронная структура полупроводниковых соединений была рассчитана в программном пакете Quantum ESPRESSO. Вычисления из первых принципов, основанные на теории функционала плотности (DFT) и приближении обобщенной градиентной поправки (GGA) версии Пердью-Берка-Эзнерхофа (PBE). Интегрирование по k

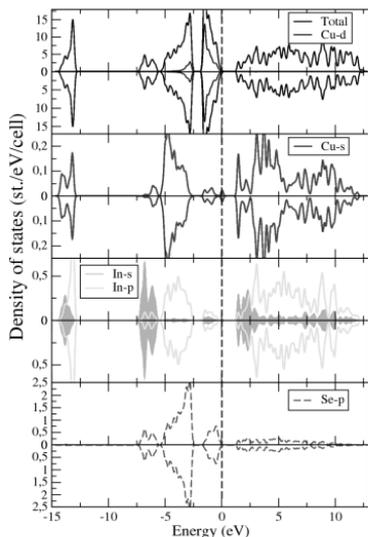


Рис.1. – Полная и парциальные плотности электронных состояний CuInSe_2 .

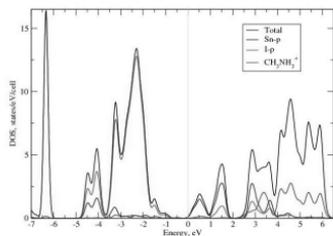


Рис.2. – Полная и парциальные плотности электронных состояний $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$.

$\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$ и CuInSe_2 составляет около 1 эВ [1,2].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 17-12-01500.

[1] F. Hao et al., *Nat. Photon.*, 8, 489 (2014).

[2] M.V. Yakushev et al., *J. Phys. Chem. Solids*, 64, 2005 (2003).

пространству выполнялась на сетке $6 \times 6 \times 6$ k-точек. В рамках скалярно-релятивистских расчетов был использован метод проекционных плоских волн (PAW). Для получения хорошей сходимости кинетическая энергия обрезки была выбрана 540 эВ (40 Ry). Были получены электронные зоны, полные и парциальные плотности электронных состояний (DOS) соединений.

На рис. 1 представлены полученная в результате расчетов полная и парциальные плотности электронных состояний CuInSe_2 . Получена энергетическая щель величиной примерно 0.8 эВ, образованная d-Cu и состояниями индия. Рис. 2 содержит рассчитанные полную и парциальные плотности электронных состояний $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$. Энергетическая щель около 0.9 эВ образуется p-I и p-Sn электронными состояниями. Для обоих соединений полученные величины щели находятся в разумном согласии с экспериментальными данными, согласно которым энергетическая щель в

Site Occupation Preferences of Crystal Ion Distributions

Robouch B.V.¹, Kisiel A.², Zajdel P.³ and Marcelli A.^{1,4}

¹*INFN - Laboratori Nazionali Frascati, via E. Fermi 40, CP 13, 00044 Frascati (RM), Italy*

²*Instytut Fizyki, Uniwersytet Jagielloński, Reymonta 4, 30-059 Cracow, Poland*

³*Institute of Physics, University of Silesia, ul. Uniwersytecka 4, 40-007 Katowice, Poland*

⁴*RICMASS - Rome International Center for Materials Science Superstripes, Via Sabelli 119A, 00185 Roma, Italy*

Experimental observations of nearest neighbors and next nearest neighbors with respective coordination numbers N_1 and N_2 and bond distance R_1 and R_2 by EXAFS or neutron-scattering on one hand and of oscillator strengths (OS's) by Infrared (FIR) experiments, clearly pointed out that ion distributions in many systems significantly deviate from random, i.e. Bernoulli Eigen-function values. Indeed, the N_1 and N_2 plots deviate from straight lines, the Virtual Crystal Approximation plots from the Vegard lines, while the FIR phonon spectra have OS's depressed and/or lacking. Deviations are due to site occupation preferences (SOP's) and the departure from the random distribution have been quantified by the statistical Strained-tetrahedron model for EXAFS or neutron-scattering observations presented at the Winter School on the Physics of Semiconductors 2006 session [1], and for FIR data at the 2010 session [2]. A recent analysis of SOP's of different tens of alloys was published [3]. Thus, although we do know how to treat experimental data the fundamental problem to explain the origin of these preferences remains an open problem.

So far, theoretical approaches have been limited and the underlying problem behind these observations has never been fully addressed. In the past, SOP's have been associated to standard molar enthalpies of formation

[4, 5], but this attempt turned out inconclusive. Zajdel using the GPAW program [6], attempted to resolve this problem using first principles band structure calculations in relaxed structures, but results were also not conclusive. Actually, in the past the available computers were not sufficient for Monte Carlo calculations such as those required by the analysis of these complex systems. The next generation of computers may soon overcome these limitations and, hopefully, this fundamental problem could be considered and, in addition, entropy minimization aspects could be also considered.

[1] Robouch, B.V., et al., *Statistical model analysis of local structure of quaternary sphalerite crystals. Fizika Nizkikh Temperatur (ФНТ) 33, 291-303 (2007) - Low Temperature Physics, 2007. 33(2): p. 214-225.*

[2] Robouch, B.V., et al., *Occupation preference values in doped CmIm' multinaries from EXAFS and FTIR correlative analysis. Fizika Nizkikh Temperatur (ФНТ) 37 (3) 308-312 (2011) - Low Temperature Physics, 2011. 37(3): p. 241-244.*

[3] Kisiel, A., B.V. Robouch, and A. Marcelli, *The status of art of the analysis of complex multinary semiconductor alloys. Opto-Electronics Review, 2017. 25: p. 242-250.*

[4] Robouch, B.V., A. Kisiel, and J. Konior, *Statistical model for site occupation preferences and shapes of elemental tetrahedra in the zinc-blende type semiconductors GaInAs, GaAsP, ZnCdTe. Journal of Alloys and Compounds, 2002. 339(1-2): p. 1-17.*

[5] Robouch, B.V., A. Kisiel, and J. Konior, *Statistical model for atomic distances and site occupation in zinc-blende diluted magnetic semiconductors (DMSs). Journal of Alloys and Compounds, 2002. 340(1-2): p. 13-26.*

[6] J. J. Mortensen, L. B. Hansen, and K. W. Jacobsen *Real-space grid implementation of the projector augmented wave method Physical Review B, 2005. 71, 035109*

NM-33

Электронная структура и топологические свойства соединений KNa_2Bi , K_3Bi , Rb_3Bi , BiTeX ($X=\text{I,Cl,Br}$)

Русинов И.П.^{1,2}, Складнева И.Ю.^{1,3}, Чулков Е.В.^{1,2,3}

¹Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

²Санкт-Петербургский университет, 198504, Санкт-Петербург, Старый Петергоф, ул. Ульяновская, д.3

³Donostia International Physics Center, 20018, San Sebastián, Basque Country, Spain, P. Manuel de Lardizabal 4

Одним из активных направлений физики конденсированного состояния является поиск и исследование топологических аспектов электронной структуры кристаллических твёрдых тел. Классификация материалов с точки зрения их топологических свойств привела к открытию топологические изоляторов [1], вейлевских и дираковских полуметаллов [2]. В отличие от топологически тривиальных соединений, на поверхности данных материалов наблюдаются состояния, защищённые от рассеяния на дефектах кристаллическими симметриями. К ним относятся поверхностные дираковские состояния и Ферми арки.

В настоящем докладе рассматриваются особенности электронной структуры объёма и поверхности ряда топологически нетривиальных соединений: KNa_2Bi , K_3Bi , Rb_3Bi , BiTeX ($X=\text{I,Cl,Br}$) [3-4]. Показано, при каких условиях данные материалы становятся топологически нетривиальными. Рассмотрено, как эффекты вблизи поверхности влияют на особенности поверхностной электронной структуры данных соединений.

[1] M.Z. Hasan and C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010),

[2] N.P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath, *arxiv*: 1705.01111,

[3] I.P. Rusinov et al., *New J. Phys.* **18**, 113003 (2016),

[4] I.P. Rusinov et al., *Phys. Rev. B* **95**, 224305 (2017).

NM–34

Электрические и магнитные свойства сплава $\text{Ni}_{45}\text{Mn}_{44}\text{In}_{11}$ до и после термобарической обработки

Семянникова А.А.¹, Емельянова С.М.², Вишняков А.А.²,
Дьячкова Т.В.³, Тютюнник А.П.³, Зайнулин Ю.Г.³, Марченков В.В.^{1,2}

¹Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, г. Екатеринбург, Мира, 19

²Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, 620108 г. Екатеринбург, С. Ковалевской, 18

³Институт химии твердого тела УрО РАН, 620990, г. Екатеринбург, Первомайская, 91

Синтез и изучение физических свойств материалов с большим магнитокалорическим эффектом (МКЭ) представляют большой научный и практический интерес, поскольку такие материалы могут быть использованы в качестве рабочего тела в магнитных рефрижераторах. Электрические и магнитные свойства сплава тесно связаны с состоянием его микроструктуры, изменить которое можно применением различных методов пластической деформации или термобарической обработки (ТБО) – обработки материалов в условиях высокой температуры (до 2000 К) и большого квазигидростатического давления (до 10 ГПа).

Объектом исследования в данной работе является сплав Гейслера $\text{Ni}_{45}\text{Mn}_{44}\text{In}_{11}$, поскольку в сплавах этой системы наблюдается достаточно большой МКЭ [1]. Целью данной работы было исследование влияния ТБО на его физические свойства: электросопротивление, намагниченность, а также на магнитокалорический эффект.

Сплав $\text{Ni}_{45}\text{Mn}_{44}\text{In}_{11}$ был приготовлен в дуговой печи в атмосфере аргона. Полученные слитки отжигались при температуре 1100 К в течение 24 часов с последующим охлаждением в печи. Проведенный

с помощью сканирующего электронного микроскопа с автоэмиссионным катодом элементный анализ, а также рентгеноструктурные исследования, выявили присутствие во всех образцах структуры L2₁. ТБО проводили на гидравлическом прессе ДО-137А со стандартной камерой высокого давления типа “тороид” при давлении $P = 9$ ГПа и температуре $T = 1373$ К. Измерения электросопротивления выполнялись стандартным четырехзондовым методом в интервале температур от 4.2 до 300 К. Намагниченность измерялась на СКВИД-магнетометре (MPMS XL7, Quantum Design) при температурах от 4.2 до 330 К в магнитных полях до 1 Т.

В результате проведенных исследований установлено, что применение ТБО существенно изменяет микроструктуру сплава, величину и вид температурных зависимостей электросопротивления, а также влияет на магнитокалорический эффект. Так значение электросопротивления возросло с $1.22 \cdot 10^{-3}$ Ом·см до $6.6 \cdot 10^{-3}$ Ом·см, а вид температурной зависимости изменился с «полупроводникового» на «металлический». Значение намагниченности насыщения при $T = 4.2$ К возросло с 41.6 emu/g до 60.6 emu/g, а коэрцитивная сила - с 250 Э до 600 Э.

Мерой МКЭ может служить изменение магнитной энтропии ΔS_M . Хотя величина ΔS_M до и после ТБО практически не изменилась $\Delta S_M \approx 3,5$ Дж/(кг·К), но произошло значительное смещение ее максимума по температуре с 200 К до 300 К. Таким образом, ТБО может быть эффективным инструментом управления МКЭ, в частности, для смещения его максимума по температурной шкале.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № 01201463330) при частичной поддержке РФФИ (проект № 15-02-06686) и Комплексной программы УрО РАН (проект № 18-10-2-37), а также гранта №14.Z50.31.0025 Министерства образования и науки РФ.

[1] A.K. Pathak, M. Khan et al. *Applied Physics Letters* Vol. **90**, No. 26 (2007).

NM-35

Влияние деформации на электронную структуру и топологические свойства соединений $A_{II}Mg_2Bi_2$ ($A_{II} = Mg, Ca, Sr, Ba$)

Петров Е.К.^{1,2}, Силкин И.В.¹, Коротеев Ю.М.^{1,3}, Чулков Е.В.^{1,2,4}

¹Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

²Санкт-Петербургский университет, 198504, Санкт-Петербург, Старый Петергоф, ул. Ульяновская, д.3

³Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634021 Томск, Россия

⁴Donostia International Physics Center, 20018, San Sebastián, Basque Country, Spain, P. Manuel de Lardizabal 4

В последнее время большое внимание уделяется изучению свойств топологических изоляторов [1,2] и дираковских полуметаллов [3,4], которые интересны в первую очередь из-за особенностей их электронной структуры вблизи уровня Ферми. В электронном энергетическом спектре поверхности топологического изолятора имеется конус Дирака, образованный двумя спин-поляризованными зонами с линейной дисперсией, пересекающимися в точке Дирака на уровне Ферми. При этом фундаментальная энергетическая щель объемного материала инвертирована в окрестности некоторых высокосимметричных точек обратного пространства (так называемых TRIM-точек). Дираковский полуметалл характеризуется присутствием в электронном спектре объемного кристалла конуса Дирака, образованного двукратно вырожденными зонами. В силу своих экзотических свойств, эти материалы являются многообещающими в плане их использования при создании электронных приборов нового поколения. Поэтому поиск соединений с такими свойствами – актуальная задача для создания элементной базы новой электроники.

В данной работе мы представляем результаты первопринципного теоретического исследования электронной структуры и топологических свойств соединений $A_{II}Mg_2Bi_2$ ($A_{II} = Mg, Ca, Sr, Ba$) в равновес-

ном состоянии, под влиянием гидростатического давления и одноосной деформации.

Показано, что в равновесном состоянии соединение Mg_3Bi_2 является полуметаллом, а $CaMg_2Bi_2$, $SrMg_2Bi_2$ и $BaMg_2Bi_2$ представляют собой полупроводники с прямой фундаментальной энергетической щелью. В случае гидростатического давления в трехкомпонентных соединениях обнаружен переход полупроводник – полуметалл без изменения топологических свойств. В результате одноосного растяжения соединения $CaMg_2Bi_2$, $SrMg_2Bi_2$ и $BaMg_2Bi_2$ из полупроводниковой фазы переходят в фазу дираковского полуметалла. Одноосное сжатие приводит к более богатому спектру наблюдаемых электронных фаз. В соединении $CaMg_2Bi_2$ реализуется последовательность фазовых переходов полупроводник – топологический изолятор – топологический полуметалл, в соединении $SrMg_2Bi_2$ – полупроводник – дираковский полуметалл – топологический изолятор – топологический полуметалл, а в $BaMg_2Bi_2$ – полупроводник – топологический изолятор. Следовательно, открывается возможность управления топологическими свойствами соединений $CaMg_2Bi_2$, $SrMg_2Bi_2$ и $BaMg_2Bi_2$ путем одноосного растяжения или сжатия. В случае соединения Mg_3Bi_2 ни один из рассмотренных видов деформации не приводит к качественным изменениям электронного спектра и топологических свойств. Благодаря богатому спектру топологически нетривиальных фаз соединения $CaMg_2Bi_2$, $SrMg_2Bi_2$ и $BaMg_2Bi_2$ могут представлять интерес для дальнейших теоретических и экспериментальных исследований [5].

[1] S. V. Eremeev, Y.M. Koroteev, and E. V. Chulkov, *JETP Lett.* 91, 387 (2010).

[2] J. Henk, A. Ernst, S. V. Eremeev, E. V. Chulkov, I. V. Maznichenko, and I. Mertig, *Phys. Rev. Lett.* 108, 206801 (2012).

[3] Z. K. Liu, B. Zhou, Y. Zhang, Z. J. Wang, H.M. Weng, D. Prabhakaran, S.-K. Mo, Z. X. Shen, Z. Fang, X. Dai, Z. Hussain, and Y. L. Chen, *Science* 343, 864 (2014).

[4] S. M. Young, S. Zaheer, J. C. Y. Teo, C. L. Kane, E. J. Mele, and A. M. Rappe, *Phys. Rev. Lett.* 108, 140405 (2012).

[5] Е. К. Петров, И. В. Силкин, Ю. М. Коротеев, Е. В. Чулков, *JETP Lett.* 105, 491 (2017)

NM-36

Исследование спектров фотолюминесценции тонких плёнок и солнечных фотоэлементов на основе соединения $\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$

Сулимов М.А.^{1,2}, Якушев М.В.^{1,2,3}, Márquez-Prieto J.⁴, Forbes I.⁴, Krustok J.⁵, Мудрый А.В.⁶, Martin R.W.⁷

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19, Россия

³ИХТТ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, Россия

⁴Northumbria University, Newcastle upon Tyne NE1 8ST, UK

⁵TTU, Ehitajate tee 5, Tallinn 19086, Estonia

⁶НПЦ по материаловедению НАН Беларуси, ул. П. Бровки 19, Минск 220072, Беларусь

⁷University of Strathclyde, Glasgow G4 0NG, UK

В настоящее время соединение $\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$ (CZTSe) считается одним из перспективных материалов для изготовления тонкоплёночных полупроводниковых солнечных фотоэлементов [1,2].

Тонкие плёнки соединения CZTSe с элементным составом близким к стехиометрическому соотношению $[\text{Cu}]/[\text{Zn}+\text{Sn}] = 0.992$ были нанесены на подложки из Мо/стекла с использованием метода магнетронного распыления [3]. Селенизация прекурсоров Cu-Zn-Sn проводилась в интервале температур 300 – 550 °С в течение 5 – 15 минут. Данные плёнки далее использовались для изготовления солнечных фотоэлементов путём нанесения дополнительных слоёв CdS и ZnO. Полученные фотоэлементы обладали следующими характеристиками: $V_{oc}=374$ мВ, $J_{sc}=29.7$ мА, $FF = 57.7\%$, $\eta=6.4\%$.

Для определения ширины запрещённой зоны (E_g) применялся анализ спектров возбуждения люминесценции (СВЛ), в то время как зависимости спектров фотолюминесценции (ФЛ) от температуры и мощности лазерного излучения использовались для анализа природы радиационной рекомбинации. Подробности методики эксперимента

изложены в работе [3]. На рис. 1 представлены спектры ФЛ плёнки CZTSe на Mo и солнечного фотоэлемента с к.п.д. $\sim 6.4\%$, с элементным составом, соответствующим составу плёнки на Mo.

Процесс изготовления солнечных фотоэлементов привёл к смещению положения максимума доминирующей полосы ФЛ с 0.82 эВ до 0.83 эВ, увеличению ширины запрещённой зоны (E_g) с 0.962 эВ до 0.991 эВ, уменьшению полуширины доминирующей полосы ФЛ с 84 мэВ до 76 мэВ, появлению новой полосы ФЛ ~ 1.4 эВ, уменьшению средней глубины пространственных флуктуаций потенциала кристаллической решетки (γ), определяемой из низкоэнергетического склона доминирующей полосы ФЛ. Эти изменения могут быть связаны с упорядочением Cu/ Zn из-за низкотемпературного отжига CZTSe в процессе изготовления солнечного фотоэлемента при осаждении слоёв CdS и ZnO и из-за взаимной диффузии CZTSe и CdS.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-12-01500).

[1] M.A. Green et al., *Prog. Photovolt: Res. Appl.* 24, 905 (2016).

[2] X. Liu et al., *Prog. Photovolt: Res. Appl.* 24, 879 (2016).

[3] J. Marquez-Prieto, M.V. Yakushev et al., *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, 152, 42 (2016).

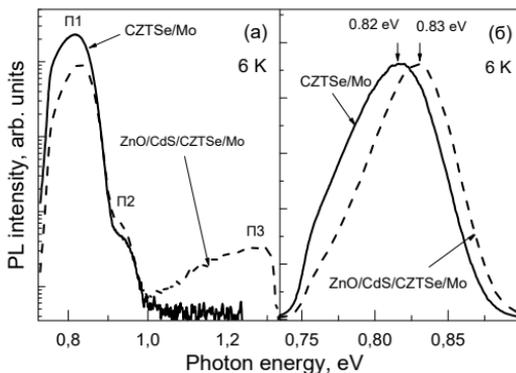


Рис.1. – Спектры ФЛ для плёнки и солнечного фотоэлемента (а), нормированные спектры ФЛ (б)

NM-37

Спиновая поляризация и спин-зависимые эффекты в кристаллическом топологическом изоляторе PbSnTe

Климов А.Э.¹, Ищенко Д.В.¹, Акимов А.Н.¹, Эпов В.С.¹,
Жильцов Н.С.², Кавеев А.К.², Голяшов В.А.¹, Терещенко О.Е.¹

¹*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13*

²*МФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН, 194021, С.Петербург, Политехническая, 26*

Кристаллические топологические изоляторы расширяют класс трехмерных топологических изоляторов, чьи экзотические поверхностные состояния защищены кристаллической симметрией, а не симметрией обращения времени. Такие материалы характеризуются уникальной электронной и спиновой структурой: одновременным наличием объемной запрещенной зоны и Дираковским конусом спин-поляризованных поверхностных состояний проводимости, формируемых вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия. Для выделения поверхностного транспорта и потенциального применения ТИ в спинтронике важно иметь суммарное удельное сопротивление, в котором доминируют топологически защищенные поверхностные состояния. Несмотря на большие усилия сделать ТИ материал на основе Bi_2Se_3 и его сплавов с низкой концентрацией объемных носителей заряда, не удаётся повысить объемное удельное сопротивление выше нескольких десятков Ом. Твердый раствор $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ представляет собой новую возможность для изучения проявления топологических свойств поверхностного состояния в транспортных измерениях. Топологические свойства меняются от тривиального при $x=0$ до нетривиального при $x=1$, причем топологический квантовый фазовый переход при $x\sim 0.30-0.35$, соответствует точке, в которой происходит инверсия зон. Методом фотоэмиссии с угловым и спиновым разрешением показано наличие поверхностного состояния с линейным зако-

ном дисперсии дираковского типа, при этом уровень Ферми расположен в запрещенной зоне и пересекает поверхностное состояние в точке Дирака. Измерение поляризации фотоэмитированных электронов с конуса Дирака показало значение поляризации свыше 30%. Более того, состояния в зоне Бриллюэна с большей энергией связи также являются спин-поляризованными. Обнаружена очень сильная зависимость от ориентации магнитного поля по отношению к электрическому полю, проявляющаяся в возникновении гигантского магнетосопротивления (МС). В режиме тока, ограниченного пространственным зарядом, при $T=4.2$ К исследовано МС эпитаксиальных пленок $\text{PbSnTe:In}/(111)\text{BaF}_2$ при различной взаимной ориентации магнитного поля B (напряженностью до 4 Тл) по отношению к электрическому полю E (напряженностью до $\sim 10^3$ В/см) и нормали к поверхности. При B параллельно n уменьшение тока достигало $\sim 10^5$ раз, тогда как при B параллельно E ток увеличивался до $\sim 10^3$ раз. Исследованы угловые зависимости МС при “вращении” B в трех различных плоскостях. Обсуждаются возможные механизмы гигантского положительного и отрицательного МС и влияние границ пленки на угловые зависимости магнетосопротивления. Изучены транспортные свойства в режиме эффекта поля структур на основе пленок $\text{Pb}_{0.69}\text{Sn}_{0.31}\text{Te:In}$, переключающихся из «проводящего» в «изолирующее» состояние с уменьшением проводимости в 10^3 раз и более под действием затворного электрического поля E свыше (100–200) В/см. В пленках PbSnTe:In обнаружена сильная зависимость концентрации и подвижности носителей заряда от затворного напряжения. Обсуждаются результаты по инжекции спин-поляризованных электронов в PbSnTe:In из ферромагнитных контактов. Работа частично поддержана проектами РФФИ 17-02-00575 и 17-02-00729.

NM-38

Сравнительные исследования явлений переноса графита различных типов при высоких давлениях

Тихомирова Г.В., Петросян Т.К., Тебеньков А.В., Суханова Г.В.

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620000, Екатеринбург, пр. Ленина, 51

Исследованы проводимость, магнетосопротивление и термоэдс графита разных марок (порошковых образцов графита малозольного особо чистого (ГМЗ ОСЧ) и природного графита, а также высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ)) при давлениях до 50 ГПа и комнатной температуре, а также кинетика их релаксации.

Измерения проводили в камере высокого давления с наковальнями из синтетических поликристаллических алмазов «карбонадо» [1]. Данные наковальни обладают проводящими свойствами, сопротивление наковален составляет несколько Ом при короткозамкнутом состоянии, и слабо зависит от давления и температуры. Эта методика позволяет проводить исследование одного и того же образца несколькими циклами увеличения – уменьшения давления на образец, а также выдерживать образец под нагрузкой длительное время. В установке для измерения ТЭДС применялась термопара медь-константан. Время выдержки образца в каждой точке при постоянном давлении составляло от 10 минут до нескольких суток.

Измерения термоэдс для образцов ВОПГ и ГМЗ ОСЧ проводили следующим образом. На каждом шаге увеличивали давление на 1-3 ГПа и измеряли зависимость термоэдс от времени до установления постоянного значения, потом вновь увеличивали давление и так до определенного давления, после которого также пошагово уменьшали давление. В следующем цикле измерений давление повышали до более высокого, и так несколько циклов. Циклы проводили до давлений 16, 19, 29, 35,5, 47 ГПа. Такая методика способствует более точному

установлению диапазона необратимых фазовых переходов.

На зависимостях $R(P)$ образцов ГМЗ ОСЧ и природного графита обнаружен ряд особенностей, которые в большинстве своём обратимы при снятии нагрузки с образца, за исключением отдельных случаев [2]. Возможно, для этих образцов требуются либо большие давления, либо предварительная обработка. На барических зависимостях сопротивления для ВОПГ особенности выражены сильнее, что, по-видимому, связано с высокой ориентацией плоскостей в этом образце.

Так как исследование ТЭДС является более структурно чувствительным методом [3], особенности на графиках ТЭДС(P) более ярко выражены, чем для зависимостей $R(P)$. Однако области давлений, в которых обнаружены особенности, совпадают для обеих методик.

Особенности на барических зависимостях сопротивления $R(P)$, магнетосопротивления и термоэдс графита, наблюдавшиеся в области давлений 15-20 ГПа и около 30 ГПа, связываются с фазовыми переходами в графите при этих давлениях [4].

Из результатов исследования барической зависимости ТЭДС для ВОПГ можно сделать вывод, что возможно получение относительно стабильной углеродной фазы высокого давления. Для ГМЗ ОСЧ, и природного графита при равных условиях эксперимента, данного диапазона давлений и времени обработки давлением, недостаточно для окончательного формирования новой фазы. Т.е. фазовый переход в графите при высоком давлении зависит от вида исходного образца. Причиной различного поведения для пиролитического и порошкообразных графитов является, по-видимому, различная оригинальная структура этих материалов.

[1] Л.Ф.Верещагин и др., *Письма в ЖЭТФ* 16, 240 (1972).

[2] Т.К.Петросян, Г.В.Тихомирова, А.Н.Бабушкин, *Известия РАН. Серия физическая* 81, 407 (2017).

[3] А.И. Орлов, Л.Г. Хвостанцев, Е.Г. Максимов, *Письма в ЖЭТФ* 84, 165 (2006).

[4] Y. Wang, J.E Panzik, B. Kiefer, K.K.M. Lee, *Scientific Reports* 2, 520 (2012).

NM-39

Аномалии гальваномагнитных свойств равновесных сплавов Fe-V-Al с изменением содержания переходных и непереходных металлов в окрестности стехиометрического состава

Усик А.Ю., Говоркова Т.Е., Лончаков А.Т., Марченков В.В.,
Окулов В.И.

ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Задача настоящей работы состояла в обнаружении характерных температурных зависимостей гальваномагнитных эффектов, связанных с проявлениями особенностей электронной структуры сплавов железо-ванадий алюминий при вариациях состава вблизи стехиометрического (Fe_2VAl) в термодинамически равновесном состоянии. Один из интересных результатов, касающихся специфического поведения магнитного упорядочения сплавов, состоял в сильном влиянии содержания алюминия на величину и характер проявления спонтанной намагниченности в гальваномагнитных свойствах. Для изучения природы такого эффекта в настоящей работе выполнен анализ магнитосопротивления и аномального эффекта Холла сплавов Fe-V-Al при изменении содержания как атомов железа, так и атомов алюминия вблизи стехиометрического состава. Эксперименты проводились на двух образцах сплава с обогащением только железом (образец 1, сплав $\text{Fe}_{2.1}\text{V}_{0.91}\text{Al}_{0.99}$) и с обогащением железом и алюминием (образец 2, сплав $\text{Fe}_{2.05}\text{V}_{0.91}\text{Al}_{1.04}$). Сплавы были выплавлены в индукционной печи в инертной атмосфере аргона. Рентгеноструктурные исследования подтвердили наличие структуры L21 в обоих образцах. В температурной зависимости удельного сопротивления ρ_0 (Т) для образцов 1 и 2 без магнитного поля были обнаружены максимумы при температуре $T_{\max}=25\text{K}$ (образец 1) и 59K (образец 2). Подобные максимумы, наблюдавшиеся в сплавах $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$, свидетельствуют о ферромагнитном фазовом переходе [3,4,5], поэтому полученные значения тем-

ператур максимумов в исследуемых сплавах показывают, что даже небольшое отклонение от стехиометрии с ростом содержания алюминия приводит к существенному увеличению температуры Кюри. Температурная зависимость отрицательного магнитосопротивления образца 2 свидетельствует также о более высокой степени поляризации носителей тока (дырок). Магнитосопротивление имеет глубокий минимум при температуре, близкой к T_C , тогда как для образца 1 наблюдается рост при уменьшении T от 80 до 4.2К. При этом оказывается что при значительном различии величин магнитосопротивления в низкотемпературном диапазоне, при 100К они почти совпадают. Исследование эффекта Холла показало, что дополнительное легирование сплава алюминием приводит к изменению знака аномального вклада от отрицательного (образец 2) до положительного (образец 1) выше 10 К. В соответствии с измерениями обычного сопротивления Холла концентрация носителей тока (дырок) слабо снижается при понижении температуры и становится постоянной при $T < 10$ К. Полученные данные подтверждают предложенную интерпретацию [2, 5] о существовании резко изменяющейся электронной плотности состояний в окрестности энергии Ферми электронов и сильного рассеяния носителей тока магнитными неоднородностями в сплаве стехиометрического состава.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО (тема «Электрон» № 01201463326) и программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект № 1517-2-32).

[1] Y. Nishino, M. Kato, S. Asano, K. Soda, M. Hayasaki, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1909 (1997)

[2] T. E. Govorkova, A. T. Lonchakov et al., *Techn. Phys. Lett.* **42**, 1122 (2016)

[3] Y. Nishino, M. Kato, et. al, *Phys. Rev. Lett.* **79**,1909(1997).

[4] T. Kanamota, T. Sasaki, et. al *J. Alloys Compds.* **317-318**, 390 (2001).

[5] Т.Е. Говоркова и др., XXXVII Совецание по физике низких температур, 2015. Тезисы докладов. Казань, с.99.

NM-40

Связанные состояния дираковских электронов на поверхности Bi_2Se_3

Федотов Н.И., Зайцев-Зотов С.В.

*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, ул. Моховая, 11, стр. 7,
Москва*

Топологические изоляторы [1] – материалы, характеризующиеся наличием топологически защищенных поверхностных состояний на фоне запрещенной зоны в объеме. Внимание к ним в последнее время обусловлено их необычными свойствами, позволяющими их использовать, например, как модельные системы для исследования физики экзотических частиц (безмассовые электроны, фермионы Майораны), а также перспективами их применения в частности в спинтронике.

Спектр поверхностных состояний топологического изолятора Bi_2Se_3 представляет собой конус, вершина которого (точка Дирака) находится в запрещенной зоне объема. Для их описания можно использовать модельный гамильтониан, имеющий форму двумерного безмассового гамильтониана Дирака.

Безмассовые дираковские электроны обладают рядом экзотических свойств. Например, они могут проходить без отражения через потенциальную ступеньку (клеяновское туннелирование), что приводит к невозможности ограничения безмассовых электронов в одномерном случае с помощью одного лишь электрического поля. В случае же двумерной системы возможно существование связанных состояний не только в ямах, но и внутри барьеров [2].

Как было ранее показано [3], на поверхности Bi_2Se_3 вблизи ступеней и других протяженных дефектов на масштабах порядка 10 нм происходит изгиб зон на величину 100-200 мэВ, что означает образование потенциальных ям для поверхностных электронов. В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования с помощью сверхвысоквакуумной сканирующей туннельной спек-

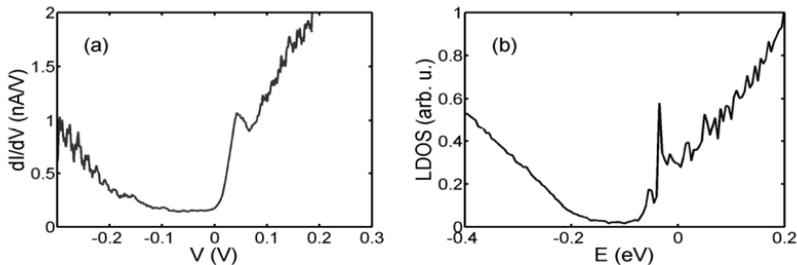


Рис.1. – Локальная плотность состояний в потенциальной яме на поверхности Bi_2Se_3 , полученная с помощью туннельной спектроскопии (a) и результаты численного моделирования для ямы, имеющей форму гауссиана $E = E_0 \exp(-x^2 / 2x_0^2)$ ($E_0 = 0.15$ эВ, $x_0 = 7$ нм) (b).

троскопии локальной плотности состояний в таких ямах. Обнаружено, что внутри ям туннельный спектр поверхностных состояний изменяется – V-образный минимум, отвечающий вершине конуса Дирака, выполаживается, превращаясь в плато, на краю которого происходит резкий рост туннельной проводимости и наблюдается пик (рис. 1(a)). Сопоставление экспериментальных данных с результатами численного моделирования (рис. 1(b)), использующими известные для Bi_2Se_3 параметры поверхностных состояний, позволяет сделать вывод о возникновении в ямах связанных состояний дираковских электронов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант 16-12-10335).

[1] В качестве обзора см.: *Topological Insulators: Fundamentals and Perspectives*, Eds.: Frank Ortmann, Stephan Roche, Sergio O. Valenzuela, Laurens W. Molenkamp, Wiley (2015),

[2] V.A. Yampol'skii et al, *New J. Phys.*, **10**, 053024 (2008),

[3] N.I. Fedotov, S.V. Zaitsev-Zotov, *Phys. Rev. B*, **95**, 155403 (2017).

NM-41

Терагерцовая Фотопроводимость в Гетероструктурах на Основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$

Галеева А.В.¹, Артамкин А.И.¹, Михайлов Н.Н.²,
Дворецкий С.А.², Данилов С.Н.³, Рябова Л.И.⁴, Хохлов Д.Р.^{1,5}

¹*Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы 1, стр.2*

²*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13*

³*Faculty of Physics, University of Regensburg, D-93053, Regensburg, Germany, Universitaetstrasse 31*

⁴*Химический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы 1, стр.3*

⁵*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский просп. 53*

Твердые растворы, в которых переход из топологической в тривиальную фазу происходит при изменении состава, сопровождающемся инверсией электронного энергетического спектра привлекают особое внимание исследователей. Повышенный интерес к таким объектам связан, в том числе, с возможностью сравнения свойств тривиальной и топологической фаз, которое может позволить определить особенности топологических фаз, связанные именно с формированием нетривиальных состояний и продемонстрировать проявление топологического слоя в транспортных процессах. Твердые растворы теллурида кадмия-ртути $Hg_{1-x}Cd_xTe$ представляют собой пример системы, в которой при изменении состава наблюдается инверсия энергетических зон.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования терагерцовой фотопроводимости в полупроводниковых структурах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ как с прямым, так и с инверсным энергетическим спектром.

Образцы были синтезированы методом молекулярно-лучевой эпи-

таксии на подложке GaAs в направлении (013). Последовательно выращивались буферные слои ZnTe, CdTe, варизонный $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$, рабочий слой $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ толщиной около 4 мкм и верхний барьер – варизонный $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$. Составы твердых растворов контролировались с помощью эллипсометрии. Выбранные для данной работы составы соответствовали значениям $x = 0.131$; 0.151 (бесщелевой энергетический спектр с инверсной структурой зон) и $x = 0.175$ (тривиальный энергетический спектр).

Фотопроводимость исследована при $T = 4.2$ К в условиях воздействия импульсным лазерным излучением с длиной волны от 90 до 496 мкм. Геометрия эксперимента соответствовала нормальному падению излучения на поверхность образца. Длительность импульса составляла ~ 100 нс. Мощность падающего излучения не превышала 700 Вт.

Обнаружено, что знак фотоотклика, следующего непосредственно за фронтом лазерного импульса, отрицателен в образце с прямым энергетическим спектром и положителен в образцах с инверсным спектром. При этом амплитуда относительного фотоотклика практически одинакова для составов с $x = 0.131$ и $x = 0.151$ и в несколько раз превышает амплитуду отрицательного фотоотклика в образце с $x = 0.175$. В структурах с инверсным спектром кинетика нарастания фотопроводимости слегка запаздывает по отношению к импульсу лазера, в то время как кинетика фотоотклика в образце с прямым спектром полностью повторяет форму лазерного импульса и прописывает детали его структуры.

Полученные результаты обсуждаются в рамках модели, учитывающей структуру плавного гетероперехода между барьерным слоем и пленкой.

NM-42

Анизотропия эффекта Холла в области квантового фазового перехода антиферромагнетик-сверхпроводник в $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

Чарикова Т.Б.^{1,2}, Шелушнина Н. Г.¹, Петухов Д.С.¹,
Клепикова А.С.¹, Петухова О.Е.¹, Иванов А.А.³

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», 620002, Екатеринбург, просп.Мира, 19

³Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409, г. Москва, Каширское ш., 31

Одним из следствий сильных электронных корреляций является тенденция к формированию электронных состояний смектического («страйпового») и нематического (разупорядоченного «страйпового») типов, которые неоднократно наблюдались в некоторых купратах при исследовании неупругого рассеяния нейтронов и туннельных спектров. Для сильнокоррелированных систем, обладающих переходом в сверхпроводящее (СП) состояние, известны два типа квантового фазового перехода: из фазы антиферромагнитного (АФ) упорядочения в «нематическую» фазу, а далее в фазу волн спиновой плотности [1].

С целью выяснения особенностей переноса носителей заряда и движения вихрей в области перехода АФ – СП электронно-легированного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ в проводящих плоскостях и в направлении, перпендикулярном этим плоскостям были выращены высококачественные монокристаллические пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ в направлении $(1\bar{1}0)$, в которых ось c параллельна плоскости подложки. Таким образом удалось экспериментально наблюдать неметаллическое поведение зависимостей $\rho_c(T)$ в нормальном состоянии ($d\rho_c/dT < 0$) как в образцах $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с со-

ставом вблизи фазового перехода антиферромагнетик – сверхпроводник ($x = 0.135; 0.145$), так в сверхпроводящей фазе и при оптимальном легировании ($x = 0.15$). Были исследованы также магнитопольевые зависимости сопротивления Холла и продольного сопротивления во взаимно перпендикулярных направлениях. Показано, что на границе перехода антиферромагнетик – сверхпроводник в стехиометрических соединениях электронно-легированных сверхпроводников $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ имеет место двумерный характер переноса носителей заряда. Обнаружено, что величина коэффициента Холла между проводящими плоскостями $|R_H^c|$ на два порядка больше, чем $|R_H^{ab}|$ в проводящих плоскостях во всем диапазоне температур, что обусловлено дополнительным вкладом заряженных абрикосовских вихрей в эффект Холла в направлении оси c .

Анизотропный характер коэффициента Холла в пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с различной ориентацией оси c (001) и ($\bar{1}10$) указывает на наличие некогерентного переноса носителей заряда между проводящими плоскостями и особенностей движения вихрей в двумерной системе.

[1] S. Lederer, Y. Schattner, E. Berg, S.A. Kivelson, “Enhancement of superconductivity near a nematic quantum critical point”, *Physical review letters* 114 (9), 097001 (2015).

NM-43

Времяразрешенные спектры задержанной фотопроводимости $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$

Черничкин В.И.¹, Акопян Д.А.¹, Березин Д.В.¹, Долженко Д.Е.¹,
Никорич А.В.², Слынько Е.И.³, Рябова Л.И.¹, Хохлов Д.Р.^{1,4}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1, стр.2, 119991, Россия

²Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, MD-2028, Молдова

³Институт проблем материаловедения им. И.М. Францевича НАН Украины, Черновицкое отделение, 5800, Черновцы, Украина

⁴Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д.53, Москва, 119991, Россия

Теллурид свинца и соединения на его основе являются полупроводниковыми соединениями, применяемыми в инфракрасной спектральной области для создания фоторезисторов, фотодиодов и лазеров. Замещение в $PbTe$ свинца оловом с образованием твердого раствора $Pb_{1-x}Sn_xTe$ позволяет варьировать ширину запрещенной зоны материала от 190 (при $x=0$) до 0 (при $x=0.35$). При дополнительном легировании примесью индия с концентрацией ~ 0.5 ат. % наблюдается ряд необычных явлений, таких как стабилизация уровня Ферми и задержанная фотопроводимость при температурах $T < 25$ К. Явление задержанной фотопроводимости позволяет осуществить «внутреннее интегрирование» светового потока. Недавно было показано, что красная граница фотопроводимости в $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ при возбуждении газовыми терагерцевыми лазерами превосходит 500 мкм. Данные свойства соединения $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ делают возможным создание на его основе систем пассивного видения в дальнем ИК и терагерцевом диапазоне, востребованных в медицине, астрономии и системах безопасности. Важно исследовать спектр фотопроводимости этих соединений.

В настоящей работе спектр фотопроводимости монокристаллических образцов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ ($0.22 < x < 0.25$) был исследован на Фурье-спектрометре Bruker Vertex 70v в режиме шагового сканирования. Источником излучения служил глобар либо ртутная лампа. Для выбора режима измерений проводилась характеристика образцов, исследование температурных зависимостей сопротивления, холловской концентрации в интервале 200-4,2 К, фотопроводимости при контролируемой подсветке миниатюрной лампой накаливания, кривых релаксации задержанной фотопроводимости в бесфоновых условиях. При измерениях спектров фотопроводимости на Фурье-спектрометре без использования холодных фильтров в области температур $20 < T < 25$ К наблюдалась только собственная фотопроводимость в полосе частот $400-600 \text{ см}^{-1}$. Для регистрации субщелевой фотопроводимости использовался холодный фильтр из сапфира, блокирующий излучение в области $370-1500 \text{ см}^{-1}$. В этих условиях при $T = 10$ К обнаружена широкая область фотоотклика при $1500-2000 \text{ см}^{-1}$, которая может быть связана с переходом из валентной зоны на примесный центр [2]. Помимо этого, была обнаружена фотопроводимость в субщелевой области ниже 500 см^{-1} . В работе обсуждаются механизмы возникновения высокочастотной и субщелевой фотопроводимости.

[1] D. Dolzhenko, A. Nicorici, L. Ryabova, D. Khokhlov, *Proc. SPIE*, 8452, 84520w (2012)

[2] Засавицкий И.И. и др. *ФТП*, 21, 1789-1795 (1987)

NM-44

Влияние стехиометрии и беспорядка на электронную структуру топологического изолятора $\text{PbBi}_2\text{Te}_{4-x}\text{Se}_x$

Швец И.А.^{1,2}, Климовских И.И.², Алиев З.С.^{3,4}, Чулков Е.В.^{1,2,5}

¹Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

²С.-Петербургский государственный университет, 199034 С.-Петербург, Россия

³Azerbaijan State Oil and Industry University, AZ1010 Baku, Azerbaijan

⁴Institute of Physics, ANAS, AZ1143 Baku, Azerbaijan

⁵Donostia International Physics Center, 20018, San Sebastián, Basque Country, Spain

Для практического применения топологических изоляторов в нанoeлектронике активно проводится поиск новых материалов, обладающих широкой запрещенной щелью и локализованным в ней уровнем Ферми. Это возможно достигнуть путем варьирования химического состава уже известных топологических изоляторов, что к сегодняшнему моменту привело к открытию ряда многокомпонентных соединений, проявляющих топологически нетривиальную электронную структуру [1,2]. Ранее предельные случаи семейства соединений $\text{PbBi}_2\text{Te}_{4-x}\text{Se}_x$ – PbBi_2Te_4 и PbBi_2Se_4 , были теоретически определены (для PbBi_2Te_4 экспериментально подтверждено [3]) как топологические изоляторы с более перспективной электронной структурой по сравнению с их бинарными аналогами Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3 . Однако несмотря на широкую запрещенную щель и изолированную от объемных состояний точку Дирака, обнаруженных для PbBi_2Se_4 в рамках первопринципных расчетов [4], экспериментальная реализация этого соединения в ромбоэдрической кристаллической структуре до сих пор является сложной задачей для современной химии и физики. Тем не менее путем частичной замены атомов селена на атомы теллура в такой структуре возможно синтезировать стабильную фазу.

В настоящей работе в рамках теории функционала электронной плотности и на основе методов фотоэмиссионной спектроскопии с угловым (спиновым) разрешением исследовано влияние увеличения содержания атомов селена на электронную и спиновую структуру соединений $\text{PbBi}_2\text{Te}_{4-x}\text{Se}_x$. Структуру таких соединений можно представить в гексагональном базисе с 21 атомами в элементарной ячейке, образующими семислойные блоки с преимущественно ковалентными связями, в то время как сами блоки связаны слабыми силами Ван-дер-Ваальса. Теоретически показано, что при всех значениях концентрации x эти соединения являются топологическими изоляторами, обладающими при высоких содержаниях селена широкой запрещенной щелью и изолированной от объемных состояний точкой Дирака. Фотоэмиссионные измерения выращенных образцов со стехиометрическими формулами $\text{PbBi}_2\text{Te}_2\text{Se}_2$ ($x = 2.0$) и $\text{PbBi}_2\text{Te}_{1.4}\text{Se}_{2.6}$ ($x = 2.6$) находятся в хорошем согласии с теорией. Для изучения эффекта беспорядка были рассмотрены различные конфигурации элементарной ячейки, и определено наиболее вероятное распределение атомов по узлам кристаллической решетки. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов показало, что для выращенных соединений теоретические расчеты лучше воспроизводят фотоэмиссионные данные в случае, когда атомы теллура располагаются во внешних слоях семислойного блока.

[1] A. Bansil, H. Lin, and T. Das, *Rev. of Mod. Phys.* **88**, 021004 (2016),

[2] Y. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **82**, 102001 (2013),

[3] K. Kuroda et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 206803 (2012),

[4] H. Jin et al., *Phys. Rev. B* **83**, 041202(R) (2011).

NM-45

$\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$ – a semiconductor for sustainable thin film solar cells: optical spectroscopy analysis

Yakushev M.V.¹, Sulimov M.A.¹

¹IMP of UB RAS, 620108, Ekaterinburg, 18 S. Kovalevskaya St.

The fabrication scale of $\text{Cu}(\text{InGa})\text{Se}_2$ -based solar cells (leading in terms of conversion efficiency amongst thin film photovoltaic (PV) devices) is limited by the high costs and low availability of In and Ga. Their substitution with alternating Zn and Sn, cheap and abundant elements, results in $\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$ (CZTSe), a direct bandgap p-type semiconductor doped by intrinsic defects. Its high absorption coefficient exceeding 10^4 cm^{-1} in the visible region and the similarity of its electronic properties to that of $\text{Cu}(\text{InGa})\text{Se}_2$ accelerate the development process of CZTSe-based solar cells. A reported conversion efficiency record [1], exceeding 11%, made them one of the leading candidates for the large-scale production of thin-film solar cells. The most efficient technique for gaining essential knowledge on the electronic properties is optical spectroscopy. The usefulness of such spectroscopy usually depends critically on the availability of high quality material with sharp excitonic features in the optical spectra. The presence of such features indicates a low concentration of defects leading to narrowing of the PL bands and drastic increase in their intensity providing an opportunity to gain reliable information on the electronic structure and defect properties [2]. Defect concentrations in thin films of CZTSe, used for large conversion efficiency solar cells, are high due to the required level of doping provided by intrinsic de-

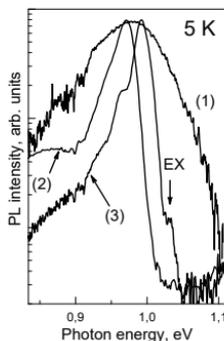


Fig.1. PL spectra of CZTSe films with different concentrations of defects.

fects. Such doping, currently achieved by significant deviations from the ideal stoichiometry, results in photoluminescence (PL) spectra revealing at low temperatures one broad and asymmetric peak assigned to radiative recombination related to band tails induced by randomly distributed high concentrations of charged defects [3]. Examples of different types of low temperature PL spectra are shown in Fig.1 [2]. (1) - PL spectrum of highly doped CZTSe (with a deficiency of Cu and excess of Zn) used as the absorber layer of solar cells. (2) - PL spectrum of CZTSe with the elemental composition close to the ideal stoichiometry. (3) - PL spectrum showing an excitonic feature EX and donor-acceptor pair peak followed by two phonon replicas measured in the highest reported quality CZTSe [2]. Very little information can often be gained on the electronic properties from the type (1) optical spectra for solar cell grade CZTSe. However in the case when the conversion efficiency of the CZTSe-based solar cell is high the intensity of PL spectra of the CZTSe films increases dramatically. At low temperatures such spectra are dominated by defect-related transitions whereas at high temperatures they reveal a prominent band-to-band (BB) recombination of free electrons from the conduction band with free holes from the valence band. In combination with photoluminescence excitation (PLE), accurate fitting of the PL bands with asymmetric double sigmoidal function, for peaks associated with band-tail recombination, and the theory of PL in Cu(InGa)Se₂ [5] provide an opportunity to get insight on defect chemistry by determining the nature of radiative recombination, estimate the energy of the defect levels in the bandgap and measure the bandgap.

This research was supported by the Russian Scientific Foundation (project No 17-12-01500).

[1] Y.S. Lee et al., *Adv. Energy Mater.* **5** 1401372 (2015).

[2] F. Luckert et al., *Appl. Phys. Lett.* **99** 062104 (2011).

[3] M.V. Yakushev et al., *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* **168** 69 (2017).

[4] M.V. Yakushev et al., *Thin Solid Films* **582** 154 (2015).

[5] J. Krustok et al., *Phys. Scr.* **79** 179 (1999).

Авторский указатель

- Baldwin K., 98, 107, 108
Baldwin K.W., 98, 108
Bozek R., 119
Caprara S., 232
Chrastina D., 92
Cymerys J., 210
Desrat W., 145, 170
Di Castro C., 232
Dmitriev I., 108
Eisterer M., 164, 247, 257
Fischer R., 121
Forbes I., 268
Godlewski M.M., 210
Gornyi I.V., 233
Grilli M., 232
Grinberg M., 184
Gudkova A.V., 218
H. von Kanel, 92
Huang J.C.A., 164
Isella G., 92
Jouault B., 145, 170
Kamburov D., 98
Kaminska A., 115
Kaszewski J., 210
Kiełbik P., 210
Kisiel A., 230, 261
Klosek K., 110, 119, 152
Korona K.P., 115, 119
Kowalski B.J., 119
Kret S., 119
Krukowski S., 115
Krustok J., 268
Kummer M., 92
Lazarowska A., 184
Leśniewski T., 184
Mahlik S., 184
Maier H., 121
Marcelli A., 230, 261
Márquez-Prieto J., 268
Martin R.W., 268
Monroy E., 115
Pekola J., 251
Pfeiffer L., 98, 107, 108
Pfeiffer L.N., 98, 108
Pieniążek A., 119
Pietruszka R., 210
Pogue E., 236
Polyakov D.G., 144
Pyanzina E.S., 218
Reszka A., 119
Robouch B.V., 230, 261
Rockett A., 236
Ru-Shi Liu, 184
Schmult S., 154
Seibold G., 232
Shi Q., 107, 108
Słońska A., 210
Sobanska M., 110, 119, 152

- Strak P., 115
Sulimov M.A., 286
Tchutchulashvili G., 119,
152
Teppe F., 145, 170
Weiss D., 121, 151
West K., 98, 107, 108
West K.W., 98, 108
Wierzbicka A., 110
Witkowski B.S., 210
Yakushev M.V., 74, 286
Ye Jin, 184
Zajdel P., 230, 261
Ziegler J., 121, 151
Zudov M., 106, 108
Zytkiewicz Z.R., 110, 119,
152

A

- Аверкиев Н.С., 132, 173,
177
Адо И.А., 96
Акимов А.Н., 270
Акопян Д.А., 282
Алиев З.С., 284
Алтухов И.В., 114, 141
Альперович В.Л., 76
Аникеева В.Е., 212
Арапов Ю.Г., 78, 112
Аронзон Б.А., 175
Арташкин А.И., 278

Б

- Байбара А.Е., 245
Бакаров А.К., 85
Барило С.Н., 249
Березин Д.В., 282
Березовец В.А., 132
Бессонов В.Д., 179
Бобин С.Б., 204, 206, 222
Боголюбский А.С., 80, 134
Богословский Н.А., 177
Большаков А.П., 141
Бугаева М.Е., 245
Бурмистров И.С., 82, 233,
241, 243
Бучкевич А.А., 179
Буянова Е.С., 142
Быков А.А., 84, 85, 158
Бычков Г.Л., 249

В

- Вальков В.В., 86, 104, 168
Варавин В.С., 220
Васильев А.Л., 175
Васильевский И.С., 78,
112, 114
Виниченко А.Н., 78, 112,
114
Виткалов С.А., 158
Вишняков А.А., 264
Волков М.П., 255
Волкова Н.С., 137

Вязовская А.Ю., 181

Г

Галеева А.В., 278

Гальперин Ю.М., 92

Гефен Ю., 82

Глазов М.М., 208

Говоркова Т.Е., 127, 182,

274

Голеницкий К.Ю., 132

Голуб Л.Е., 98

Гольдштейн М., 82, 241,

243

Голяшов В.А., 160, 212,

214, 270

Горан А.В., 84, 85, 158

Горный И. В., 87

Грамотеева Л.Н., 259

Гребенников В.И., 216, 236

Григорьев А.Н., 123, 125

Груздев Н.Б., 186

Гудина С.В., 78, 80, 88, 112

Гудков В.В., 228

Д

Данилов С.Н., 278

Дворецкий С.А., 88, 121,
129, 145, 151, 170, 220, 278

Двуреченский А.В., 156

Девятков Э.В., 90

Денисов К.С., 147

Дерюшкин В.В., 204, 206,
222

Дмитриев А.А., 92

Дмитриев А.И., 245

Дмитриев И.А., 94, 96

Долженко Д.Е., 282

Доможирова А.А., 164

Доможирова А.Н., 224

Дричко И.Л., 92, 98

Дурнев М.В., 100

Дьячкова Т.В., 264

Е

Емельянова С.М., 264

Еремеев С.В., 226

Ж

Жевстовских И.В., 228

Жильцов Н.С., 270

Журавлев А.Г., 76

З

Зайнулин Ю.Г., 264

Зайцев В.Б., 123

Зайцев-Зотов С.В., 102, 276

Зацепин А.Ф., 142, 143

Злотников А.О., 104

И

Иванов А.А., 280
Иванов В.Ю., 186
Иванов Ю.Л., 177
Ивина Н.Л., 137
Ильченко Е.В., 78, 88, 112
Ищенко Д.В., 270

К

Кавеев А.К., 270
Каган М.С., 114, 141
Калагин А.К., 84
Каратеев И.А., 175
Качоровский В.Ю., , 233
Квон З.Д., 117, 121, 151
Клепикова А.С., 280
Климов А.Э., 270
Климовских И.И., 284
Кнотько А.В., 190
Кнофф В., 245
Ковалев Б.Б., 188
Козлов Д.А., 121, 151
Кондратьева Д.Ю., 123,
125
Константинов Н.С., 188,
190
Константинова Е.А., 123
Копасов А.А., 251
Коробейников И.В., 235
Коротеев Ю.М., 266
Корсаков И.Е., 123, 125

Коуров Н.И., 247, 257
Кох К.А., 64, 66, 214, 228
Криштопенко С.С., 145,
170
Крушинская Л.А., 245
Кубиси М., 142
Кудлаев Я.В., 160
Кудрявцев Ю.А., 127
Кузнецов В.М., 253
Кузнецова Т.В., 216, 228,
236, 259
Кузнецова Ю.А., 142, 143
Кукушкин И.В., 154
Кульбачинский В.А., 123,
125
Кунавин П.Е., 149, 238
Кунцевич А.Ю., 166, 240
Курилович В.Д., 82, 241,
243
Курилович П.Д., 82, 241,
243
Кытин В.Г., 123, 125

Л

Латышев А.В., 84
Лашкарев Г.В., 245
Лончаков А.Т., 204, 206,
222, 274
Луговых А.М., 127
Лукоянов А.В., 259

М

- Майер В., 158
Максимов В.И., 197, 199
Максимова Е.Н., 197, 199
Мальш В.А., 92
Манкевич А.С., 123
Мартовицкий В.П., 240
Марченков В.В., 164, 224,
247, 257, 264, 274
Марченкова Е.Б., 164, 224
Махнев А.А., 249
Мацкевич А.С., 125
Машарин М.А., 212
Мельников А.С., 251
Меньщикова Т.В., 253
Миньков Г.М., 129
Мирлин А.Д., 233
Михайлин Н.Ю., 255
Михайлов Н.Н., 88, 121,
129, 145, 151, 170, 220, 278
Михайлова М.П., 132
Михайловская З.А., 142
Михеев В.М., 131
Мицкан В.А., 168
Моисеев К.Д., 127, 132
Морозова Н.В., 235
Мудрый А.В., 268

Н

- Назаров Н.А., 160
Назипов Д.В., 192

- Наумов С.В., 164, 224
Неверов В.Н., 78, 80, 88,
112, 134, 204, 206, 222
Неделько Н., 245
Ненашев А.В., 156
Нестоклон М.О., 98, 136
Никифоров А.Е., 192
Никорич А.В., 282
Номерованная Л.В., 249
Нунупаров М.С., 166

О

- Овешников Л.Н., 175
Овсянников С.В., 235
Окулов В.И., 127, 182, 201,
274
Орлов Л.К., 137, 139
Орлов М.Л., 137
Островский П.М., 96

П

- Павликов А.В., 123, 125
Памятных Е.А., 201
Папроцкий С.К., 114, 141
Паранчич Л.Д., 182
Парулин Р.А., 142
Парфеньев Р.В., 132, 255
Патраков Е.И., 224
Перевозчикова Ю.А., 164,
247, 257

Петров Е.К., 258, 266
Петров П.В., 177
Петросян Т.К., 272
Петухов Д.С., 280
Петухова О.Е., 280
Подгорных С.М., 88, 112,
145, 170, 194
Подольская Н.И., 195
Поносов Ю.С., 228, 236
Попов М.Р., 88, 145, 170
Пустоваров В.А., 186

Р

Радзивончик Д.И., 259
Радченко М.В., 245
Ральченко В.Г., 141
Ремесник В.Г., 220
Ржевский В.В., 188
Родионов Н.Б., 141
Родякина Е.Е., 84, 158
Рожанский И.В., 147
Румянцев Е.Л., 149, 238
Русинов И.П., 263
Рут О.Э., 129
Рябова Л.И., 278, 282

С

Сабина И.В., 220
Савельев А.П., 112
Савченко М.Л., 121, 151

Сарычев М.Н., 228
Селиванов Ю.Г., 175, 240
Семенова О.И., 212
Семянникова А.А., 264
Сидоров Г.Ю., 220
Сидоров Ю.Г., 220
Силкин И.В., 253, 266
Силкина О.Ю., 253
Скипетров Е.П., 188, 190
Скипетрова Л.А., 190
Скляднева И.Ю., 263
Слынько В.Е., 188, 190
Слынько Е.И., 282
Смирнов И.Ю., 92, 98
Соколов В.И., 186
Соловьев В.В., 154
Стельмах Я.А., 245
Степина Н.П., 156
Стори Т., 245
Стрыгин И.С., 84, 158
Сулимов М.А., 268
Суркова Т.П., 197, 199
Суслов А.В., 98
Суханова Г.В., 272
Сухоруков Ю.П., 179

Т

Тарасенко С.А., 100, 159
Тебеньков А.В., 272
Телегин А.В., 179
Терентьев П.Б., 247
Терещенко О.Е., 160, 212,
214, 228, 270

Тимошенко И.В., 142
Титов М., 96
Титова С.Г., 228
Тиходеев С.Г., 162
Тихомирова Г.В., 272
Тютюнник А.П., 264

Чижевский Е.Г., 175
Чистяков В.В., 164, 224
Чулков Е.В., 226, 253, 263,
266, 284
Чурманов В.Н., 186

У

Усик А.Ю., 274

Ф

Федосеев А.Д., 86
Федотов Н.И., 276

Х

Хаймович И.М., 251
Хвальковский Н.А., 114
Хмельницкий Р.А., 141
Хохлов Д.Р., 278, 282

Ц

Цэндин К.Д., 177

Ч

Чарикова Т.Б., 127, 280
Черничкин В.И., 282

Ш

Шамшур Д.В., 255
Швец В.А., 220
Швец И.А., 284
Шевченко И.В., 188
Шелушнина Н.Г., 78, 88,
112, 134, 280
Шерстобитов А.А., 129
Широков А.А., 259
Ширяев С.В., 249
Шумилин А.В., 156
Шуплецов А.В., 166
Шустин М.С., 168

Э

Эпов В.С., 270

Я

Якунин М.В., 78, 80, 88,
112, 145, 170, 194
Якушев М.В., 220, 236, 268

Электронные адреса участников школы

Caprara Sergio	sergio.caprara@roma1.infn.it
Godlewski Marek	godlew@ifpan.edu.pl
Grinberg Marek	fizmgr@ug.edu.pl
Kaminska Agata	KAMINSKA@IFPAN.EDU.PL
Kowalski Bogdan Jerzy	kowab@ifpan.edu.pl
Kytin Vladimir Gennadievich	kytin@mig.phys.msu.ru
Lugovykh Andrey Mikhaylovich	alugovih@e1.ru
Nestoklon Mikhail Olegovich	nestoklon@coherent.ioffe.ru
Orlov Lev Konstantinovich	orlov@ipm.sci-nnov.ru
Robouch Benjamin Vladimirovich	robouch@Inf.infn.it
Savchenko Maxim Leonidovich	savchenkmaximl@gmail.com
Silkin Igor Vaycheslavovich	igor_silkin83@mail.ru
Sobanska Marta Maria	sobanska@ifpan.edu.pl
Valkov Valery Vladimirovich	vvv@iph.krasn.ru
Yakunin Mikhail Victorovich	yakunin@imp.uran.ru
Zajdel Pawel Łukasz	fizyka@us.edu.pl
Zhevstovskikh Irina Vladimirovna	zhevstovskikh@imp.uran.ru
Zudov Michael A	zudov@physics.umn.edu
Zytkiewicz Zbigniew Ryszard	zytkie@ifpan.edu.pl
Аверкиев Никита Сергеевич	averkiev@les.ioffe.ru
Альперович Виталий Львович	alper_v@mail.ru
Арапов Юрий Григорьевич	arapov@imp.uran.ru
Аронзон Борис Аронович	aronzon@mail.ru
Бобин Семен Борисович	bobin@imp.uran.ru
Боголюбский Андрей Сергеевич	sendit2here@yandex.ru
Богословский Никита Александрович	hubba@yandex.ru
Бурмистров Игорь Сергеевич	burmi@itp.ac.ru
Бучкевич Андрей Александрович	buchkevich@imp.uran.ru
Быков Алексей Александрович	bykov@isp.nsc.ru

Вязовская Александра Юрьевна	alex_vyaz93@mail.ru
Глазов Михаил Михайлович	glazov@coherent.ioffe.ru
Говоркова Татьяна Евгеньевна	govorkova@imp.uran.ru
Голяшов Владимир Андреевич	vladimirgolyashov@gmail.com
Горный Игорь Викторович	gornyi@gmail.com
Гребенников Владимир Иосифович	vgrebennikov@list.ru
Груздев Никита Борисович	nbgruzdev@mail.ru
Гудина Светлана Викторовна	svpopova@imp.uran.ru
Гудкова Анна Владимировна	annagudkova94@gmail.com
Дворецкий Сергей Алексеевич	dvor@isp.nsc.ru
Деятов Эдуард Валентинович	dev@issp.ac.ru
Дерюшкин Всеволод Владимирович	vvd92@mail.ru
Дмитриев Алексей Андреевич	dension@mail.ru
Дмитриев Иван Александрович	ivana.dmitriev@gmail.com
Доможирова Александра Николаевна	a.n.domozhirova@yandex.ru
Дричко Ирина Львовна	irina.l.drichko@mail.ioffe.ru
Дурнев Михаил Васильевич	durnev@mail.ioffe.ru
Еремеев Сергей Владимирович	eremeev@ispms.tsc.ru
Зайцев-Зотов Сергей Владимирович	serzz@cplire.ru
Злотников Антон Олегович	zlotn@iph.krasn.ru
Ильченко Екатерина Владимировна	ilchenko@imp.uran.ru
Каган Мирон Соломонович	kagan@cplire.ru
Качоровский Валентин Юрьевич	kachor.valentin@gmail.com
Квон Зе Дон	kvon@isp.nsc.ru
Козлов Дмитрий Андреевич	dymask@gmail.com
Константинов Никита Сергеевич	skip@mig.phys.msu.ru
Коробейников Игорь Витальевич	i_korobeynikov@mail.ru
Кузнецова Татьяна Владимировна	kuznetsovaups@mail.ru
Кульбачинский Владимир Анатольевич	kulb@mig.phys.msu.ru
Кунавин Павел Евгеньевич	tusk.kun@gmail.com

Кунцевич Александр Юрьевич	kuntsevich.alexander@gmail.com
Курилович Владислав Данилович	vladislav.kurilovich@gmail.com
Курилович Павел Данилович	kurilovichpd@gmail.com
Лашкарев Георгий Вадимович	geolash@gmail.com
Лончаков Александр Трофимович	lonchakov@imp.uran.ru
Марченков Вячеслав Викторович	march@imp.uran.ru
Махнев Александр Афонасьевич	almakhnev@imp.uran.ru
Мельников Александр Сергеевич	melnikov@ipm.sci-nnov.ru
Меньщикова Татьяна Викторовна	menshikova_t@mail.ru
Миньков Григорий Максович	grigori.minkov@imp.uran.ru
Михеев Виктор Михайлович	mikheev@imp.uran.ru
Моисеев Константин Дмитриевич	mkd@iropt2.ioffe.ru
Назипов Дмитрий Валерьевич	qwear0@gmail.com
Неверов Владимир Николаевич	neverov@imp.uran.ru
Новокшенов Сергей Георгиевич	nov@imp.uran.ru
Папроцкий Станислав Константинович	s.paprotskiy@gmail.com
Парулин Роман Альбертович	parulinr@gmail.com
Парфеньев Роберт Васильевич	r.parfeniev@mail.ioffe.ru
Перевозчикова Юлия Александровна	yu.perevozchikova@imp.uran.ru
Петров Евгений Константинович	eg901petrov@gmail.com
Подгорных Сергей Михайлович	sp@imp.uran.ru
Подольская Наталья Игоревна	natalya@sec.ioffe.ru
Поляков Дмитрий Геннадиевич	polyakov@kit.edu
Попов Михаил Рудольфович	popov_mr@imp.uran.ru
Радзивончик Данил Игоревич	radzivonchik@imp.uran.ru
Рожанский Игорь Владимирович	rozhansky@gmail.com
Румянцев Евгений Львович	evgenij.rumyantsev@gmail.com
Русинов Игорь Павлович	klimfly@rambler.ru
Семянникова Алена Александровна	alenasem14@mail.ru
Соловьев Виктор Васильевич	vicsol@issp.ac.ru

Степина Наталья Петровна	stepina@isp.nsc.ru
Стрыгин Иван Сергеевич	vanya-91@yandex.ru
Сулимов Михаил Алексеевич	sulimovma@gmail.com
Суркова Татьяна Петровна	Tatiana.Surkova@imp.uran.ru
Тарасенко Сергей Анатольевич	tarasenko@coherent.ioffe.ru
Терешенко Олег Евгеньевич	teresh@isp.nsc.ru
Тиходеев Сергей Григорьевич	tikh@gpi.ru
Тихомирова Галина Владимировна	galina.tikhomirova@urfu.ru
Усик Александр Юрьевич	alexandr-usik1990@rambler.ru
Федотов Николай Игоревич	nfedotov89@mail.ru
Хохлов Дмитрий Ремович	khokhlov@mig.phys.msu.ru
Чарикова Татьяна Борисовна	charikova@imp.uran.ru
Черничкин Владимир Игоревич	vlchern@yandex.ru
Чистяков Василий Владимирович	wchist@imp.uran.ru
Швец Игорь Анатольевич	shvets_ia@mail.ru
Шуплецов Алексей Владимирович	husderbec@mail.ru
Шустин Максим Сергеевич	mshustin@yandex.ru
Якушев Михаил Васильевич	michael.yakushev@strath.ac.uk

XXII Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников

Программа и тезисы докладов
Екатеринбург, 19 – 24 февраля 2018г.

Ответственный за выпуск:

В.И. Окулов

Верстка и техническое редактирование:

В.В. Дерюшкин

Дизайн:

С.Б. Бобин