

**ФГБУН Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН  
ФГАОУ ВО УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина  
Научный совет РАН по физике полупроводников  
Отделение физических наук РАН  
ООО «Триумф»  
ООО «Успешное развитие»**

## **XXIII Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников**

*Электронные свойства низкоразмерных систем*

*Структура и свойства полупроводников  
с примесями переходных элементов*

*Новые электронные явления и материалы*

17 – 22 февраля 2020 года  
Екатеринбург

**ПРОГРАММА И ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

Екатеринбург 2020

УДК  
ББК

**Электронные свойства низкоразмерных систем. Структура и свойства полупроводников с примесями переходных элементов. Новые электронные явления и материалы [Текст]: Тезисы докладов XXIII Уральской международной зимней школы по физике полупроводников (Екатеринбург, 17-22 февраля 2020 г.) / [отв. за вып. В.И. Окулов]. - Екатеринбург, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, 2020. – с. 212**

*Ответственный за выпуск  
доктор физико-математических наук,  
главный научный сотрудник  
В.И. Окулов*

Издание осуществлено на основе MS Word файлов, представленных авторами докладов

В процессе верстки исправлены только ошибки стилевого оформления

ISBN

Авторы, указанные в содержании, 2020  
Институт физики металлов  
им. М.Н. Михеева УрО РАН, 2020

**M.N. Miheev Institute of Metal Physics of UB RAS  
B.N. Yeltsin Ural Federal University  
Scientific Council of RAS on Physics of Semiconductors  
Physical Sciences Division of RAS  
Triumph Ltd.  
Successful Development Ltd.**

# **XXIII 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 17 – 22, 2020  
Yekaterinburg

**PROGRAMME AND ABSTRACT BOOK**

Yekaterinburg 2020

## Организационный и программный комитеты

### Организационный комитет

Окулов В.И., председатель	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Неверов В.Н., зам. председателя	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Говоркова Т.Е., ученый секретарь	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Арапов Ю.Г.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Бобин С.Б.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Гудина С.В.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Доможирова А.Н.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Жевстовских И.В.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Коренистов П.С.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Коробейников И.В.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Назипов Д.В.	УрФУ, Екатеринбург
Новокшионов С.Г.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Перевозчикова Ю.А.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Семянникова А.А.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Суркова Т.П.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Туруткин К.В.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Чарикова Т.Б.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Шерстобитов А.А.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

### Программный комитет

Парфеньев Р.В., сопредседатель	ФТИ РАН, Санкт-Петербург
Германенко А.В., сопредседатель	УрФУ, Екатеринбург
Чарикова Т.Б., сопредседатель	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Бобин С.Б., ученый секретарь	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Аверкиев Н.С.	ФТИ РАН, Санкт-Петербург
Аронзон Б.А.	РНЦ «Курчатовский институт», Москва
Бурмистров И.С.	ИТФ РАН, Черногловка
Sarara S.	Department of Physics, Sapienza University of Rome (Италия)

---

Вальков В.В.	ИФ СО РАН, Красноярск
Волков В.А.	ИРЭ РАН, Москва
Godlewski M.	Institute of Physics, PAS, Warsaw (Польша)
Горный И.В.	Karlsruhe Institute of Technology (Германия)
Гудина С.В.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Дворецкий С.А.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Девятков Э.В.	ИФТТ РАН, Черноголовка
Дричко И.Л.	ФТИ РАН, Санкт-Петербург
Долгополов В.Т.	ИФТТ РАН, Черноголовка
Зайцев-Зотов С.В.	ИРЭ РАН, Москва
Ивченко Е.Л.	ФТИ РАН, Санкт-Петербург
Каган М.С.	ИРЭ РАН, Москва
Кацнельсон М.И.	Radboud University, Nijmegen (Нидерланды)
Квон З.Д.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Красильник З.Ф.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Кульбачинский В.А.	МГУ, Москва
Лончаков А.Т.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Марченков В.В.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Миньков Г.М.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Памятных Е.А.	УрФУ, Екатеринбург
Поляков Д.Г.	Karlsruhe Institute of Technology (Германия)
Robouch V.V.	LNF, Frascati (Италия)
Сибельдин Н.Н.	ФИАН, Москва
Хохлов Д.Р.	МГУ, Москва
Шелушнина Н.Г.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Якунин М.В.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

## Organizing and Programme Committees

### Organizing Committee

Okulov V.I., chairman	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Neverov V.N., co-chairman	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Govorkova T.E., secretary	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Arapov Yu.G.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Bobin S.B.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Gudina S.V.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Domozhirova A.N.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Zhevstovskikh I.V.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Korenistov P.S.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Korobejnikov I.V.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Nazipov D.V.	UrFU, Yekaterinburg
Novokshonov S.G.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Perevozchikova Yu.A.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Semiannikova A.A.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Surkova T.P.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Turutkin K.V.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Charikova T.B.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Sherstobitov A.A.	IMP UB RAS, Yekaterinburg

### Program Committee

Parfen'ev R.V., <i>co-chairman</i>	A.F. Ioffe PTI RAS, St. Petersburg
Germanenko A.V., <i>co-chairman</i>	UrFU, Yekaterinburg
Charikova T.B., <i>co-chairman</i>	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Bobin S.B., <i>secretary</i>	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Averkiev N.S.	A.F. Ioffe PTI RAS, St. Petersburg
Aronzon B.A.	RSC KIAE, Moscow
Burmistrov I.S.	ITP RAS, Chernogolovka
Caprara S.	Department of Physics, Sapienza University of Rome (Италия)

---

Val'kov V.V.	IP SB RAS, Krasnoyarsk
Volkov V.A.	IRE RAS, Moscow
Godlewski M.	IP PAS, Warsaw (Poland)
Gornyi I.V.	Karlsruhe Institute of Technology (Germany)
Gudina S.V.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Dvoretzkii S.A.	IPS SD RAS, Novosibirsk
Devyatov E.V.	ISSP, Chernogolovka
Drichko I.L.	A.F. Ioffe PTI RAS, St. Petersburg
Dolgoplov V.T.	ISSP, Chernogolovka
Zaitsev-Zotov S.V.	IRE RAS, Moscow
Ivchenko E.L.	A.F. Ioffe PTI RAS, St. Petersburg
Kagan M.S.	IRE RAS, Moscow
Katsnelson M.I.	Radboud University, Nijmegen (Netherlands)
Kvon Z.D.	IPS SD RAS, Novosibirsk
Krasilnik Z.F.	IMP, Nizhnii Novgorod
Kulbachinskii V.A.	MSU, Moscow
Marchenkov V.V.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Minkov G.M.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Pamyatnykh E.A.	UrFU, Yekaterinburg
Polyakov D.G.	Karlsruhe Institute of Technology (Germany)
Robouch B.V.	LNF, Frascati, Rome (Italy)
Sibeldin N.N.	LPI RAS, Moscow
Khokhlov D.R.	MSU, Moscow
Shelushinina N.G.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Yakunin M.V.	IMP UB RAS, Yekaterinburg

## Школа проводится при финансовой поддержке

Министерства науки и высшего  
образования РФ



Правительства Свердловской  
области



Уральского отделения  
Российской академии наук



**УрО РАН**

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



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





---

## Sponsored by

The Ministry of Science and  
Higher Education of the Russian  
Federation



The Government  
of Sverdlovsk Region



Ural Branch of Russian Academy  
of Sciences



**УрО РАН**

M.N. Miheev Institute  
of Metal Physics of UB RAS  
FSAEI of Higher Education

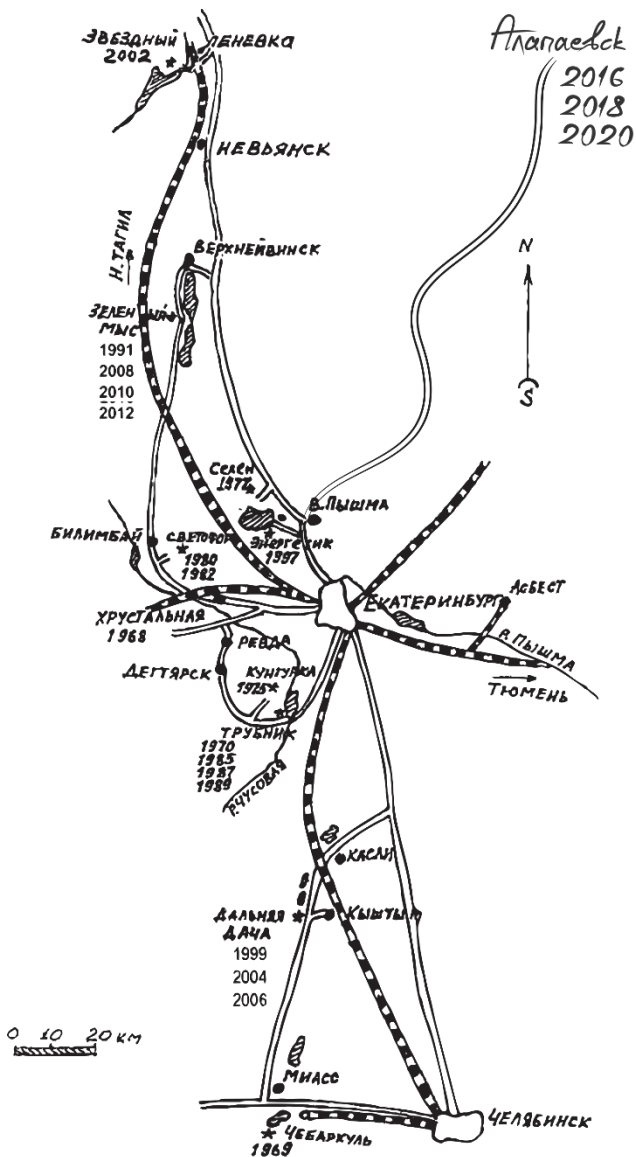


Ural Federal University named  
after the first President of Russia  
B.N. Yeltsin



## География проведения Уральской Зимней Школы по физике полупроводников

1. 1968 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. "Зеленый 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.
23. 17–22 февраля 2020 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 8:30 - 9:00 Обед 14:00 - 15:00 Ужин 18:00 - 19:00

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

## Расписание работы школы

*Понедельник, 17 февраля 2020 года*

13:00 и 14:00	Отъезд в санаторий «Самоцвет» от здания г. Екатеринбург, ул. Комсомольская, 34
16:00 – 17:00	Регистрация и поселение
17:00 – 18:00	Открытие школы (Зал заседаний)
18:00 – 22:00	Ужин и вечер встречи (Банкетный зал)

*Вторник, 18 февраля 2020 года*

08:30 – 09:00	Завтрак	
	Зал заседаний	Конференц-зал
09:00 – 11:30	Секция I	
11:30 – 11:50	Кофе брейк	
11:50 – 14:00	Секция II	
	Общая фотография	
14:00 – 15:00	Обед	
16:00 – 18:10	Секция III	
18:10 – 19:10	Ужин	
19:10 – 20:50	Секция IV	
20:50 – 22:30	Круглый стол I	Круглый стол II

*Среда, 19 февраля 2020 года*

08:30 – 09:00	Завтрак	
	Зал заседаний	
09:00 – 11:40	Секция V	
11:40 – 12:00	Кофе брейк	
12:00 – 14:00	Секция VI	
14:00 – 14:30	Обед	

14:30 – 18:00	Экскурсия
18:00 – 18:40	Ужин
18:40 – 20:20	Секция VII
20:20 – 20:40	Кофе брейк
20:40 – 22:30	Стендовая сессия

*Четверг, 20 февраля 2020 года*

08:30 – 09:00	Завтрак
	Зал заседаний
09:00 – 12:20	Секция VIII
11:20 – 11:40	Кофе брейк
12:20 – 14:00	Секция IX
14:00 – 16:00	Обед
16:00 – 18:00	Секция X
20:00 – 23:00	Товарищеский ужин

*Пятница, 21 февраля 2020 года*

08:30 – 09:00	Завтрак
	Зал заседаний
09:00 – 11:40	Секция XI
11:40 – 12:00	Кофе брейк
12:00 – 14:00	Секция XII
14:00 – 16:00	Обед
16:00 – 18:10	Секция XIII
18:10 – 19:10	Ужин
20:00 – 21:00	Заккрытие школы

*Суббота, 22 февраля 2020 года*

08:30 – 09:00	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** 8:30 - 9:00, **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 skis etc.

## Schedule

*Monday, February 19, 2018*

13:00 u 14:00	<i>Departure to the sanatorium «Samotsvet» Address: Yekaterinburg, Komsomolskaya street, 34</i>
16:00 – 17:00	<i>Registration and accommodation</i>
17:00 – 18:00	<i>School Opening (Cinema Hall)</i>
18:00 – 22:00	<i>Welcome Party (Banqueting hall)</i>

*Tuesday, February 20, 2018*

08:30 – 09:00	<i>Breakfast</i>	
	<i>Cinema Hall</i>	<i>Conference Hall</i>
09:00 – 11:30	<i>Section I</i>	
11:30 – 11:50	<i>Coffee break</i>	
11:50 – 14:00	<i>Section II</i>	
	<i>Photo</i>	
14:00 – 15:00	<i>Dinner</i>	
16:00 – 18:10	<i>Section III</i>	
18:10 – 19:10	<i>Supper</i>	
19:10 – 20:50	<i>Section IV</i>	
20:50 – 22:30	<i>Round-table discussion I</i>	<i>Round-table discussion II</i>

*Wednesday, February 21, 2018*

08:30 – 09:00	<i>Breakfast</i>	
	<i>Cinema Hall</i>	
09:00 – 11:40	<i>Section V</i>	
11:40 – 12:00	<i>Coffee break</i>	
12:00 – 14:00	<i>Section VI</i>	
14:00 – 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 VII</i>
20:20 – 20:40	<i>Coffee break</i>
20:40 – 22:30	<i>Poster session</i>

*Thursday, February 22, 2018*

08:30 – 09:00	<i>Breakfast</i>
	<b><i>Cinema Hall</i></b>
09:00 – 12:20	<i>Section XIII</i>
11:20 – 11:40	<i>Coffee break</i>
12:20 – 14:00	<i>Section IV</i>
14:00 – 16:00	<i>Dinner</i>
16:00 – 18:00	<i>Section X</i>
20:00 – 23:00	<i>Banquet</i>

*Friday, February 23, 2018*

08:30 – 09:00	<i>Breakfast</i>
	<b><i>Cinema Hall</i></b>
09:00 – 11:40	<i>Section XI</i>
11:40 – 12:00	<i>Coffee break</i>
12:00 – 14:00	<i>Section XII</i>
14:00 – 16:00	<i>Dinner</i>
16:00 – 18:10	<i>Section XIII</i>
18:10 – 19:10	<i>Supper</i>
20:00 – 21:00	<i>Final sitting</i>

*Saturday, February 24, 2018*

08:30 – 09:00	<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.

Программа

---



**Вторник, 18 февраля 2020 г.**

**Секция I**

**Зал заседаний**

<b>Председатель</b>	<b>Якунин Михаил Викторович</b>	<b>9:00–11:30</b>
Хохлов Д.Р. (приглашенный)	<b>NM–5</b> Нелокальная терагерцовая фотопроводимость в структурах на основе топологической фазы кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$	9:00–9:50
Парфеньев Р.В. (приглашенный)	<b>NM–26</b> Парамагнитный эффект Мейснера в кристаллах $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$	9:50–10:40
Кацнельсон М.И. (приглашенный)	<b>NM–6</b> Electronic structure and properties of a few-layer black phosphorus	10:40–11:30

## Перерыв кофе брейк

**Вторник, 18 февраля 2020 г.**

**Секция II**

**Зал заседаний**

<b>Председатель</b>	<b>Поляков Дмитрий Геннадьевич</b>	<b>11:50–14:00</b>
Горный И.В. (приглашенный)	<b>L–6</b> Measurement-induced steering of quantum systems	11:50–12:40
Godlewski M. (приглашенный)	<b>NM–10</b> Wide band gap oxides –new materials, new applications	12:40–13:30
Зудов М.А. (приглашенный)	<b>L–27</b> Anomalous Nematic States in Half-filled Landau Levels	13:30–14:00

## Общая фотография

## Перерыв обед

**Вторник, 18 февраля 2020 г.**

**Секция III**

**Зал заседаний**

<b>Председатель</b>	<b>Квон Зе Дон</b>	<b>16:00–18:30</b>
Качоровский В.Ю. (приглашенный)	<b>L–34</b> Резонансные суперстолкновения и перенос тепла в графене	16:00–16:50
Волков В.А. (приглашенный)	<b>L–24</b> Новые моды плазмонов в частично экранированных 2D электронных системах	16:50–17:40
Поляков Д.Г. (приглашенный)	<b>L–32</b> Emergent chirality	17:40–18:30

## Перерыв ужин

**Вторник, 18 февраля 2020 г.**

**Секция IV**

**Зал заседаний**

<b>Председатель</b>	<b>Зайцев-Зотов Сергей Владимирович</b>	<b>19:10–20:50</b>
Терещенко О.Е. (приглашенный)	NM–29 Проявление спиновой аккумуляции в эффекте Франца-Келдыша	19:10–19:50
Будкин Г.В.	L–29 Сдвиговые токи, вызванные энергетической релаксацией	19:50–20:20
Ляпилин И.И.	T–13 Эффект передачи спин-вращательного момента, как отклик неравновесной системы на внешнее возмущение	20:20–20:50

**Вторник, 18 февраля 2020 г.**

**Круглый стол I**

**Зал заседаний**

Физика двумерных систем	<b>20:50–22:30</b>
-------------------------	--------------------

**Вторник, 18 февраля 2020 г.**

**Круглый стол II**

**Конференц-зал**

Физика электронных систем кристаллов с примесями переходных элементов	<b>20:50–22:30</b>
-----------------------------------------------------------------------	--------------------

**Среда, 19 февраля 2020 г.**

**Секция V**

**Зал заседаний**

<b>Председатель</b>	<b>Кульбачинский Владимир Анатольевич</b>	<b>9:00–11:40</b>
Бурмистров И.С. (приглашенный)	L–1 Холловская вязкость двумерного неупорядоченного электронного газа	9:00–9:40
Квон З.Д. (приглашенный)	L–11 Терагерцовая циклотронная фотопроводимость в сильно разбалансированной двумерной электронно-дырочной системе	9:40–10:20
Козлов Д.А.	L–8 Терагерцовые резонансы в толстых пленках CdHgTe	10:20–11:00
Савченко М.Л.	L–18 MIRO в сигнале пропускания квантовой ямы на основе GaAs	11:00–11:40

## Перерыв кофе-брейк

*Среда, 19 февраля 2020 г.*  
*Секция VI*

*Зал заседаний*

<b>Председатель</b>	<b>Чарикова Татьяна Борисовна</b>	<b>12:00–14:00</b>
Kowalski B.J.	L–10 Wide-band-gap nanorods with heterostructures	12:00–12:30
Suchocki A.	T–18 High pressure luminescence studies of manganese ions with different oxidation state	12:30–13:00
Похабов Д.А.	L–17 Мультиканальный транспорт в одиночных квантовых точечных контактах	13:00–13:30
Федоров Г.Е.	L–4 Плазмонный интерферометр на основе графена как детектор терагерцового излучения	13:30–14:00

**Перерыв обед**

**Экскурсия**

**Ужин**

*Среда, 19 февраля 2020 г.*  
*Секция VII*

*Зал заседаний*

<b>Председатель</b>	<b>Бурмистров Игорь Сергеевич</b>	<b>18:30–21:00</b>
Альперович В.Л. (приглашенный)	L–28 Антипересечение атомных ступеней на поверхности кристалла	18:30–19:10
Зайцев-Зотов С.В. (приглашенный)	L–26 Пиннинг волны зарядовой плотности на подвижных примесях в квазиодномерных проводниках	19:10–19:50
Каган М.С. (приглашенный)	L–8 Электрические домены и туннелирование электронов в сверхрешетках	19:50–20:30
Орлов Л.К. (приглашенный)	L–15 Анизотропия ВАХ и особенности транспорта электронов в двумерных квантовых сверхрешетках с неассоциативным законом дисперсии	20:30–21:00

## Перерыв кофе-брейк

Среда, 19 февраля 2020 г.

Стендовая сессия

18:30–22:00

Худайбердиев Д.А.	L–9 Анизотропия рассеяния в квантовой яме HgTe (013)
Шерстобитов А.А.	L–19 Исследование распределения электронной плотности в широких квантовых ямах на теллуриде ртути
Рыжков М.С.	L–33 Дираковские фермионы в квантовой яме CdHgTe
Папроцкий С.К.	L–16 Ионизация акцепторной примеси бора в алмазе сильным электрическим полем
Михеев В.М.	L–31 Влияние спейсера на корреляционные ограничения электронной подвижности при рассеянии на примесных ионах
Доможирова А.Н.	NM–3 Сильные изменения электронных свойств MoTe <sub>2</sub> после закалки
Лончаков А.Т.	NM–25 Импульсная термореклетометрия полупроводников
Семяникова А.А.	NM–27 Электрические и магнитные свойства сплавов Гейслера X <sub>2</sub> VAl (X = Ti, Mn, Fe, Co, Ni)
Новокошенов С.Г.	NM–14 Влияние беспорядка на квантование аномального холловского кондактанса двумерного топологического изолятора
Мехия А.Б.	NM–10 Квантовые эффекты в магнетотранспорте систем различной размерности на базе Cd3As2 с магнитной примесью.
Перевозчикова Ю.А.	NM–15 Структура и магнитные свойства тонкопленочных сплавов Гейслера Co <sub>2</sub> CrSi и Co <sub>2</sub> NiSi
Петухова О.Е.	NM–16 Анализ квантовых осцилляций сопротивления Холла в электронном сверхпроводнике
Максимов В.И.	T–14 Модулированные состояния кристаллической структуры кубических кристаллов полумагнитных полупроводников $A^2B^6$ : 3d
Ведь М.В.	T–4 Использование разбавленных магнитных полупроводников в качестве элементов спиновых светоизлучающих диодов
Скипетров Е.П.	T–16 Резонансный примесный уровень Ni в сплавах Pb <sub>1-x</sub> Sn <sub>x</sub> Te
Назипов Д.В.	T–15 Спектр комбинационного рассеяния света и упругие свойства редкоземельных оксиортосиликатов R <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub> : ab initio расчет
Кудрин А.В.	T–11 Высокотемпературный внутренний ферромагнетизм в слоях GaAs, сильно легированных Fe

Ковалев Б.Б.	<b>T-10</b> Кинетика изменения концентрации носителей заряда и энергии Ферми в сплавах $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$ при легировании скандием и вариации состава матрицы
Hosseney W.A.L.	<b>T-8</b> Jahn-Teller effect in strontium fluoride doped with chromium ions studied in ultrasonic experiment
Mohamed S. I. Koubisy	<b>T-9</b> Optically-Active Centers in Re-Implanted Silica Glass
Богданов Е.В.	<b>T-2</b> Магнитные свойства сплавов $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$
Тебеньков А.В.	<b>NM-28</b> Влияние высокого давления на электрофизические свойства дираковского 3D полуметалла $Cd_3As_2$ с наногранулами MnAs
Тихомирова Г.В.	<b>NM-17</b> Транспорт и фазовые переходы в графите при холодном сжатии
Здоровейцев А.В.	<b>NM-19</b> Высококоэрцитивные ферромагнитные пленки на основе Fe-Mn-C/CoPt/GaAs с перпендикулярной магнитной анизотропией
Журавлев А.Г.	<b>NM-20</b> Фото-ЭДС на поверхности сильнолегированного GaAs с адсорбированными слоями цезия и кислорода
Боголюбский А.С.	<b>NM-23</b> Диелектрические свойства титанатов гольмия и иттербия
Ткаченко В.А.	<b>L-21</b> Тонкая структура уровней Ландау и одномерных токовых состояний в квантовом эффекте Холла
Ткаченко В.А.	<b>L-22</b> Стимулированное ВЧ-полем одномерное квантовое рассеяние: резонансы и другие особенности
Василик В.А.	<b>NM-18</b> Фотостимулированные резистивные переключения в комплексах на основе фталоцианинов
Уаман Светикова Т.А.	<b>L-23</b> Примесная фотопроводимость квантовых ям на основе CdHgTe при различных температурах

**Четверг, 20 февраля 2020 г.**  
**Секция VIII**

**Зал заседаний**

<b>Председатель</b>	<b>Горный Игорь Викторович</b>	<b>9:00–12:00</b>
Якунин М.В.	L–25 Спиновые расщепления в квантовой яме nInSb/InAlSb в наклонных магнитных полях	9:00–9:30
Быков А.А. (приглашенный)	L–30 Многоподзонный магнетотранспорт в селективно-легированных n-GaAs квантовых ямах с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs	9:30–10:00
Дричко И.Л. (приглашенный)	L–3 Особенности AC-проводимости в структурах n-GaAs/AlGaAs с широкой квантовой ямой	10:00–10:30
Миньков Г.М.	L–12 Магнето-межподзонные осцилляции в структурах с сильным спин-орбитальным взаимодействием	10:30–11:00
Гудина С.В.	L–7 Эффекты обменного взаимодействия в проводимости гетероструктур InGaAs/GaAs	11:00–11:30
Неверов В.Н.	L–14 Аномальный фазовый сдвиг осцилляций Шубникова де Гааза в квантовой яме HgTe с инвертированным энергетическим спектром	11:30–12:00

## Перерыв кофе брейк

**Четверг, 20 февраля 2020 г.**  
**Секция IX**

**Зал заседаний**

<b>Председатель</b>	<b>Девятов Эдуард Валентинович</b>	<b>12:20–14:00</b>
Аверкиев Н.С. (приглашенный)	T–1 Магнитная восприимчивость кристаллов, легированных ян-теллеровскими центрами	12:20–13:00
Богословский Н.А.	T–3 Примесная магнитная восприимчивость полупроводников	13:00–13:30
Жевстовских И.В.	T–7 Влияние сильного магнитного поля на тетрагональную решеточную нестабильность в кристалле HgSe, допированном примесью кобальта	13:30–14:00

## Перерыв обед

**Четверг, 20 февраля 2020 г.**  
**Секция X**

**Зал заседаний**

<b>Председатель</b>	<b>Неверов Владимир Николаевич</b>	<b>16:00–18:00</b>
Михайлов Н.Н. (приглашенный)	<b>NM–12</b> Гетероструктуры HgCdTe с квантовыми ямами	16:00–16:50
Дворецкий С.А. (приглашенный)	<b>T–6</b> Контроль кристаллических параметров подложек GaAs, буферных слоев CdTe/ZnTe/GaAs и структур $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe/ZnTe/GaAs(Si)$ методом генерации второй гармоники	16:50–17:30
Моисеев К.Д.	<b>L–13</b> Квантовый изолятор в двумерной системе <i>e-h</i> гибридизированных состояний	17:30–18:00

## Товарищеский ужин

**Пятница, 21 февраля 2020 г.**  
**Секция XI**

**Зал заседаний**

<b>Председатель</b>	<b>Миньков Григорий Максович</b>	<b>9:00–13:40</b>
Мельников А.С. (приглашенный)	<b>NM–11</b> Моды Хиггса в сверхпроводящих системах	9:00–9:40
Копасов А.А.	<b>NM–24</b> Многократные топологические переходы, вызванные конкуренцией нормального и андреевского отражения	9:40–10:10
Девятов Э.В. (приглашенный)	<b>L–2</b> Перенос джозефсоновского тока поверхностными состояниями топологических вейлевских полуметаллов	10:10–10:50
Кульбачинский В.А. (приглашенный)	<b>NM–9</b> Сверхпроводимость органометаллических фуллеридов и смешанных фуллеридов с легкоплавкими сплавами	10:50–11:20
Sarpara S. (приглашенный)	<b>NM–1</b> Dynamical charge density fluctuations pervading the phase diagram of a Cu-based high-Tc superconductor	11:20–11:50
<b>Перерыв кофе брейк</b>		11:50–12:10
Аронзон Б.А. (приглашенный)	<b>NM–21</b> Superconductivity in Thin Layer Dirac Semimetals $Cd_3As_2$ ,	12:10–12:40
Чарикова Т.Б.	<b>NM–2</b> Anisotropic Hall resistivity in electron-doped superconductors	12:40–13:10
Москвин А.С. (приглашенный)	<b>NM–13</b> Неквазичастичное описание ВТСП купратов	13:10–13:40

## Перерыв обед

Пятница, 21 февраля 2020 г.

Секция XII

Зал заседаний

Председатель	Аверкиев Никита Сергеевич	16:00–18:00
Говоркова Т.Е.	T-5 Ферромагнетизм электронной системы гибридных состояний атомов железа в слабо легированном полупроводнике	16:00–16:30
Кузнецов Ю.М.	T-12 Исследование аномальных эффектов Нернста-Эттингсгаузена и Холла в разбавленных магнитных полупроводниках	16:30–17:00
Степина Н.П.	L-20 Отрицательное магнетосопротивление пленок $\text{SiC}_x\text{N}_y\text{:Fe}$	17:00–17:30
Голяшов В.А.	NM-4 Спиновый транспорт в пленках $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с составами вблизи инверсии зон	17:30–18:00

## Перерыв ужин

Пятница, 21 февраля 2020 г.

Секция XIII

Зал заседаний

Председатель	Окулов Всеволод Игоревич	19:00–21:30
Коробейников И.В.	NM-7 Термоэлектрические свойства полупроводниковых материалов в условиях высокого давления	19:00–19:30
Соколов В.И.	T-17 Наблюдение донорных экситонов в спектрах оптического поглощения и фотолюминесценции $\text{Mn}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$	19:30–20:00
Бобин С.Б.	NM-22 Об открытии фазы полуметалла Вейля в кристалле селенида ртути	20:00–20:30
<b>Заккрытие школы</b>		20:30–21:30



# Programme

---

**Tuesday, February 18, 2020**

**Section I**

**Cinema Hall**

<b>Chairman</b>	<b>Yakunin M.</b>	<b>9:00–11:30</b>
Khokhlov D. (invited)	<b>NM–5</b> Non-local terahertz photoconductivity in structures based on the topological phase $Hg_{1-x}Cd_xTe$	9:00–9:50
Parfeniev R. (invited)	<b>NM–26</b> Paramagnetic Meisner effect in $(Pb_z Sn_{1-z})_{1-x}In_xTe$	9:50–10:40
Katsnelson M. (invited)	<b>NM–6</b> Electronic structure and properties of a few-layer black phosphorus	10:40–11:30

**Coffee break**

**Tuesday, February 18, 2020**

**Section II**

**Cinema Hall**

<b>Chairman</b>	<b>Polyakov D.</b>	<b>11:50–14:00</b>
Gornyi I. (invited)	<b>L–6</b> Measurement-induced steering of quantum systems	11:50–12:40
Godlewski M. (invited)	<b>NM–10</b> Wide band gap oxides –new materials, new applications	12:40–13:30
Zudov M. (invited)	<b>L–27</b> Anomalous Nematic States in Half-filled Landau Levels	13:30–14:00

**Photo**

**Dinner**

**Tuesday, February 18, 2020**

**Section III**

**Cinema Hall**

<b>Chairman</b>	<b>Kvon Ze Don</b>	<b>16:00–18:30</b>
Kachorovskii V. (invited)	<b>L–34</b> Resonant supercollisions and electron-phonon heat transfer in graphene	16:00–16:50
Volkov V. (invited)	<b>L–24</b> Novel plasmon modes in partly gated 2D electron systems	16:50–17:40
Polyakov D. (invited)	<b>L–32</b> Emergent chirality	17:40–18:30

## Supper

***Tuesday, February 18, 2020***

***Section IV***

***Cinema Hall***

<b>Chairman</b>	<b>Zaitsev-Zotov S.</b>	<b>19:10–20:50</b>
Tereshyenko O. (invited)	NM–29 Spin accumulation in the Franz-Keldysh effect	19:10–19:50
Budkin G.	L–29 Shift currents induced by energy relaxation	19:50–20:20
Lyapilin I.	T–13 The spin torque effect as a response of a nonequilibrium system to an external disturbance	20:20–20:50

***Tuesday, February 18, 2020***

***Round-table discussion I***

***Cinema Hall***

Physics of low-dimensional systems	<b>20:50–22:30</b>
------------------------------------	--------------------

***Tuesday, February 18, 2020***

***Round-table discussion II***

***Conference Hall***

Physics of electronic systems with impurities of transition elements	<b>20:50–22:30</b>
----------------------------------------------------------------------	--------------------

***Wednesday, February 19, 2020***

***Section V***

***Cinema Hall***

<b>Chairman</b>	<b>Kulbachinskii V.</b>	<b>9:00–11:40</b>
Burmistrov I. (invited)	L–1 Hall viscosity of 2D disordered electron gas	9:00–9:40
Kvon Ze Don (invited)	L–11 Terahertz Cyclotron Photoconductivity in a Highly Unbalanced Two-Dimensional Electron–Hole System	9:40–10:20
Kozlov D.	L–8 Terahertz resonances in thick CdHgTe films	10:20–11:00
Savchenko M.	L–18 MIRO in a transmission signal of GaAs quantum well	11:00–11:40

## Coffee break

**Wednesday, February 19, 2020**  
**Section VI**

**Cinema Hall**

<b>Chairman</b>	<b>Charikova T.</b>	<b>12:00–14:00</b>
Kowalski B.J.	L–10 Wide-band-gap nanorods with heterostructures	12:00–12:30
Suchocki A.	T–18 High pressure luminescence studies of manganese ions with different oxidation state	12:30–13:00
Pokhabov D.	L–17 Multy-channel transport in single quantum point contacts	13:00–13:30
Fedorov G.	L–4 Tunable grafene based plasmonic interometer as a terahertz radiation detector	13:30–14:00

**Dinner**  
**Excursion**  
**Supper**

**Wednesday, February 19, 2020**  
**Section VII**

**Cinema Hall**

<b>Chairman</b>	<b>Burmistrov I.</b>	<b>18:30–21:00</b>
Alperovich V.L. (invited)	L–28 Anticrossing of atomic steps on crystal surfaces	18:30–19:10
Zaitsev-Zotov S. (invited)	L–26 Pinning of the charge-density waves by mobile impurities in quasi-one dimensional conductors	19:10–19:50
Kagan M.S. (invited)	L–8 Electrical domains and electron tunneling in superlattices	19:50–20:30
Orlov L. (invited)	L–15 Volt-ampere anisotropy and transport features of hot electrons in two-dimensional quantum superlattices with a nonassociative dispersion law	20:30–21:00

**Coffee break**

**Wednesday, February 19, 2020**

**Poster session**

**18:30–22:00**

Khudaiberdiev D.	<b>L–9</b> The anisotropy of scattering in HgTe (013) quantum well
Sherstobitov A.	<b>L–19</b> Investigation of the electron density distribution in wide quantum wells on mercury telluride
Ryzhkov M.	<b>L–33</b> Dirac fermions in a CdHgTe quantum well
Paprotckii S.	<b>L–16</b> Poole-Frenkel' Effect in Boron-Doped Diamond
Mikheev V.	<b>L–31</b> The effect of the spacer on the correlation limitations of electron mobility upon scattering by impurity ions
Domozhirova A.	<b>NM–3</b> Strong changes in the electronic properties of MoTe <sub>2</sub> after quenching
Lonchakov A.	<b>NM–25</b> Pulse thermoreflectometry of semiconductors
Semyannikova A.	<b>NM–27</b> Electrical and magnetic properties of X <sub>2</sub> VAl (X=Ti, Mn, Fe, Co, Ni) Heusler alloys
Novokshonov C.	<b>NM–14</b> Effect of disorder on the quantization of anomalous Hall conductance of a two-dimensional topological insulator
Mejia A.	<b>NM–10</b> Quantum effects in magnetotransport of Cd <sub>3</sub> As <sub>2</sub> -based systems of various dimensionality with magnetic impurities
Perevozchikova Yu	<b>NM–15</b> Structure and magnetic properties of the thin film Co <sub>2</sub> CrSi and Co <sub>2</sub> NiSi Heusler alloys
Petukhova O.	<b>NM–16</b> Analysis of quantum oscillations of the Hall resistivity in electron-doped superconductor
Maksimov V.	<b>T–14</b> Modulated states of the cubic crystal structure in A <sup>2</sup> B <sup>6</sup> :3d semimagnetic semiconductor single crystals
Ved M.	<b>T–4</b> The use of diluted magnetic semiconductors as elements of spin light-emitting diodes
Skipetrov E.	<b>T–16</b> Resonant impurity level of Ni in Pb <sub>1-x</sub> Sn <sub>x</sub> Te alloys
Nazipov D.	<b>T–15</b> Raman spectrum and elastic properties of rare-earth oxyorthosilicates R <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub> , ab initio calculation
Kudrin A.	<b>T–11</b> High-temperature intrinsic ferromagnetism in heavily Fe-doped GaAs layers
Kovalyov B.	<b>T–10</b> Kinetics of changes in the concentration of charge carriers and Fermi energy in Pb <sub>1-x-y</sub> Sn <sub>x</sub> Sc <sub>y</sub> Te alloys at the doping with scandium and variations in the composition of matrix
Hosseney W.A.L.	<b>T–8</b> Jahn-Teller effect in strontium fluorite doped with chromium ions studied in ultrasonic experiment

Mohamed S. I. Koubisy	<b>T-9</b> Optically-Active Centers in Re-Implanted Silica Glass
Bogdanov E.	<b>T-2</b> Magnetic properties of $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$ alloys
Tebenkov A.	<b>NM-28</b> The effect of high pressure on the electrophysical properties of the Dirac 3D $Cd_3As_2$ , semimetal with MnAs nanogranules
Tikhomirova G.	<b>NM-17</b> Transport phenomena and phase transitions in graphite at cold compression
Zdoroveyshchev A.	<b>NM-19</b> Highly coercive ferromagnetic films based on Fe-Mn-C / CoPt / GaAs with perpendicular magnetic anisotropy
Zhuravlyov A.	<b>NM-20</b> Photovoltage measurement by modulated photoemission on the p-GaAs surface with cesium and oxygen overlayers
Bogolyubskii A.	<b>NM-23</b> Dielectric properties of holmium and ytterbium titanates
Tkachenko V.	<b>L-21</b> Fine structure of Landau levels and one-dimensional current states in the quantum Hall effect
Tkachenko V.A.	<b>L-22</b> HF-field-stimulated one-dimensional quantum scattering: resonances and other features
Vasilik V.	<b>NM-18</b> Photostimulated resistive switching in complexes based on pthalocyanine
Uaman Svetikova T.	<b>L-23</b> Impurity photoconductivity of HgCdTe quantum wells at different temperatures

**Thursday, February 20, 2020**  
**Section VIII**

**Cinema Hall**

<b>Chairman</b>	<b>Gornyi I.</b>	<b>9:00-12:00</b>
Yakunin M.	<b>L-25</b> Spin-splittings in the n-InSb/InAlSb quantum well in tilted magnetic fields	9:00-9:30
Bykov A. invited	<b>L-30</b> Multisubband magnetotransport in selectively doped n-GaAs quantum wells with side superlattice barriers AlAs / GaAs	9:30-10:00
Drichko I. (invited)	<b>L-3</b> Peculiarities of AC-conductance in n-GaAs/AlGaAs structures with a wide quantum well	10:00-10:30
Minkov G.	<b>L-12</b> Magneto-intersubband oscillation in structures with strong spin-orbital coupling	10:30-11:00
Gudina S.	<b>L-7</b> Exchange interaction effects in the conductivity of InGaAs/GaAs heterostructures	11:00-11:30
Neverov V.	<b>L-14</b> Anomalous phase shift of the Shubnikov de Haas oscillations in the HgTe quantum well with inverted energy spectrum	11:30-12:00

## Coffee break

*Thursday, February 20, 2020*

*Section IX*

*Cinema Hall*

<b>Chairman</b>	<b>Devyatov E.</b>	<b>12:20–14:00</b>
Averkiev N. (invited)	<b>T-1</b> Magnetic susceptibility of crystals doping Yahr-Teller centers	12:20–13:00
Bogoslovskii N.	<b>T-3</b> Impurity magnetic susceptibility of semiconductors	13:00–13:30
Zevstovskikh I.	<b>T-7</b> Effect of high magnetic fields on tetragonal lattice instability of cobalt doped mercury selenide crystal	13:30–14:00

## Dinner

*Thursday, February 20, 2020*

*Section X*

*Cinema Hall*

<b>Chairman</b>	<b>Neverov V.</b>	<b>16:00–18:00</b>
Mikhailov N. (invited)	<b>NM-12</b> HgCdTe quantum well heterostructures	16:00–16:50
Dvoretiskii S. (invited)	<b>T-6</b> The crystalline control of GaAs, buffer layer CdTe/ZnTe/GaAs and structures Cd <sub>x</sub> Hg <sub>1-x</sub> Te/CdTe/ZnTe/GaAs(Si) by second harmonic generation	16:50–17:30
Moiseev K.	<b>L-13</b> Quantum isolator in a two-dimensional system of e-h hybridized states	17:30–18:00

## Banquet

**Friday, February 21, 2020**  
**Section XI**

**Cinema Hall**

<b>Chairman</b>	<b>Minkov G.</b>	<b>9:00–13:40</b>
Melnikov A. (invited)	<b>NM–11</b> Higgs modes in superconducting systems	9:00–9:40
Kopasov A.	<b>NM–24</b> Multiple topological transitions driven by the interplay of the normal and Andreev scattering	9:40–10:10
Devyatov E. (invited)	<b>L–2</b> Josephson current through the topological surface states in Weyl semimetals	10:10–10:50
Kulbachinskii V. (invited)	<b>NM–9</b> Superconductivity organometallic fullerides and fullerides with low temperature fusion alloys	10:50–11:20
Caprara S. (invited)	<b>NM–1</b> Dynamical charge density fluctuations pervading the phase diagram of a Cu-based high-Tc superconductor	11:20–11:50
<b>Coffee break</b>		11:50–12:10
Aronzon B. (invited)	<b>NM–21</b> Superconductivity in Thin Layer Dirac Semimetals $Cd_3As_2$	12:10–12:40
Charikova T.	<b>NM–2</b> Anisotropic Hall resistivity in electron-doped superconductors	12:40–13:10
Moskvin A. (invited)	<b>NM–13</b> Nonquasiparticle description of the HTSC cuprates	13:10–13:40

## Dinner

**Friday, February 21, 2020**  
**Section XII**

**Cinema Hall**

<b>Chairman</b>	<b>Averkiev N</b>	<b>16:00–18:00</b>
Govorkova T.	<b>T–5</b> Ferromagnetism of the electronic system of iron atoms hybridized states in a weakly doped semiconductor	16:00–16:30
Kuznetsov Yu.	<b>T–12</b> Investigation of the anomalous Nernst-Ettingshausen effect in diluted magnetic semiconductors	16:30–17:00
Stepina N.	<b>L–20</b> Negative magnetoresistance $SiC_xN_y:Fe$ films	17:00–17:30
Golyashov V.	<b>NM–4</b> Spin transport in $Pb_{1-x}Sn_xTe$ films with compositions close to band inversion	17:30–18:00



---

## Supper

*Friday, February 21, 2020*  
*Section XIII*

*Cinema Hall*

<b>Chairman</b>	<b>Okulov V.</b>	<b>19:00–21:30</b>
Kopobeynikov I.	NM–7 Thermoelectric properties of semiconductors under high pressure	19:00–19:30
Sokolov V.	T–17 Observation of donor-excitons in optical absorption and photoluminescence spectra of $Mn_x Zn_{1-x} O$	19:30–20:00
Bobin S.	NM–22 On the discovery of the Weyl semimetal phase in HgSe	20:00–20:30
<b>Final sitting</b>		20:30–21:30

Тезисы докладов

Abstracts

# Содержание

## ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМ ELECTRON PROPERTIES OF LOW-DIMENSIONAL SYSTEMS

### L-1

**Холловская вязкость двумерного неупорядоченного электронного газа**

*Бурмистров И.С., Курилович П.Д., Курилович В.Д., Goldstein M.*

Hall viscosity of 2D disordered electron gas

*Burmistrov I.S., Kurilovich P.D., Kurilovich V.D., Goldstein M. .... 55*

### L-2

**Перенос Джозефсоновского тока поверхностными состояниями топологических Вейлевских полуметаллов**

*Девятков Э.В.*

Josephson current through the topological surface states in Weyl semimetals

*Devyatov E.V. .... 57*

### L-3

**Особенности АС-проводимости в структурах n-GaAs/AlGaAs с широкой квантовой ямой**

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

Peculiarities of AC-conductance in n-GaAs/AlGaAs structures with a wide quantum well

*Drichko I.L., Smirnov I.Yu., Nestoklon M.O., Golub L.E., Dmitriev A.A., Suslov A.V., Bykov A.A., Bakarov A.K., Kamburov D., Baldwin K.W., Pfeiffer L.N., West K.W. .... 59*

**L-4**

Плазмонный интерферометр на основе графена как детектор терагерцового излучения

**Федоров Г.Е.**, Свинцов Д.Ф., Гайдученко И.А., Гольцман Г.Н., Бандурин Д.А.

Tunable grafene based plasmonic interometer as a terahertz radiation detector

**Fedorov G.E.**, Svintsov D.F., Gayduchenko I.A., Goltsman G.N., Bandurin D.A. .... 61

**L-5**

Wide band gap oxides – new materials, new applications

**Marek Godlewski**, Aleksandra Seweryn, Rafał Pietruszka, Jarosław Kaszewski, Bartłomiej S. Witkowski,

Paula Kielbik, Anna Slonska, Michal M. Godlewski ..... 63

**L-6**

Measurement-induced steering of quantum systems

Roy S., Chalker J.T., **Gornyi I.V.**, Gefen Y. .... 64

**L-7**

Эффекты обменного взаимодействия в проводимости гетероструктур InGaAs/GaAs

**Гудина С.В.**, Савельев А.П., Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Подгорных С.М., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Звонков Б.Н.

Exchange interaction effects in the conductivity of InGaAs/GaAs heterostructures

**Gudina S.V.**, Saveliev A.P., Arapov Yu.G., Neverov V.N., Podgornyh S.M., Shelushinina N.G., Yakunin M.V., Zvonkov B.N. .... 66

**L-8**

Электрические домены и туннелирование электронов в сверхрешетках

**Алтухов И.В.**, **Каган М.С.**, Папроцкий С.К., Хвальковский Н.А., Кон И.А., Усикова А.А., Ильинская Н.Д., Баранов А.Н., Teissier R.

Electrical domains and electron tunneling in superlattices

**Altukhov I.V.**, **Kagan M.S.**, Paprotskiy S.K., Khvalkovskiy N.A., Kohn I.A., Usikova A.A., Il'inskaya N.D., Baranov A.N., Teissier R. .... 68

**L-9**

Анизотропия рассеяния в квантовой яме HgTe (013)

*Худайбердиев Д.А., Савченко М.Л., Козлов Д.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.*

The anisotropy of scattering in HgTe (013) quantum well

*Khudaiberdiev D.A., Savchenko M.L., Kozlov D.A., Kvon Z.D., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A.* ..... 69**L-10**

Wide-band-gap nanorods with heterostructures

*Kowalski B.J., Reszka A., Pieniżek A., Teisseyre, H., Jarosz, D., Korona K.P., Kret S., Bozek R., Tiagulskiy, S., Tchutchulashvili G., Sobanska M., Witkowski, B.S., Zykiewicz Z.R., Godlewski, M.* ..... 70**L-11**

Терагерцовая циклотронная фотопроводимость в сильно разбалансированной двумерной электронно-дырочной системе

*Квон З.Д., Савченко М.Л., Кандуссио С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Ганичев С.Д.*

Terahertz Cyclotron Photoconductivity in a Highly Unbalanced Two-Dimensional Electron-Hole System

*Kvon Z. D., Savchenk M. L., Candussioc S., Mikhailova N.N., Dvoretzskii S.A. Ganichev S.D.* ..... 72**L-12**

Магнето-межподзонные осцилляции в структурах с сильным спин-орбитальным взаимодействием

*Миньков Г.М., Алешкин В.Я., Шерстобитов А.А., Рут О.Э., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.*

Magneto-intersubband oscillation in structures with strong spin-orbital coupling

*Minkov G.M., Aleshkin V.Y., Sherstobitov A.A., Rut O.E., Mikhailov N.N., Dvoretzskii S.A.* ..... 74**L-13**

Квантовый изолятор в двумерной системе e-h гибризованных состояний

*Моисеев К.Д., Березовец В.А., Голеницкий К.Ю., Аверкиев Н.С.*

Quantum isolator in a two-dimensional system of e-h hybridized states

*Moiseev K.D., Berezovets V.A., Golenitskii K. Yu., Averkiev N.S.* ..... 75

**L-14**

Аномальный фазовый сдвиг осцилляций Шубникова де Гааза в квантовой яме HgTe с инвертированным энергетическим спектром

*Гудина С.В., Неверов В.Н., Туруткин К.В., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В.*

Anomalous phase shift of the Shubnikov de Haas oscillations in the HgTe quantum well with inverted energy spectrum

*Gudina S.V., Neverov V.N., Turutkin K.V., Shelushinina N.G., Yakunin M.V.* ..... 77

**L-15**

Анизотропия ВАХ и особенности транспорта электронов в двумерных квантовых сверхрешетках с неассоциативным законом дисперсии

*Орлов Л.К., Орлов М.Л.*

Volt-ampere anisotropy and transport features of hot electrons in two-dimensional quantum superlattices with a nonassociative dispersion law

*Orlov L.K., Orlov M.L.* ..... 79

**L-16**

Ионизация акцепторной примеси бора в алмазе сильным электрическим полем

*Папроцкий С.К., Алтухов И.В., Каган М.С., Родионов Н.Б., Паль А.Ф., Большаков А.П., Ральченко В.Г., Хмельницкий Р.А.*

Poole-Frenkel' Effect in Boron-Doped Diamond

*Altukhov I.V., Kagan M.S., Paprotskiy S.K., Khval'kovskiy N.A., Rodionov N.B., Bol'shakov A.P., Ral'chenko V.G., Khmel'nitskiy R.A.* ..... 81

**L-17**

Мультиканальный транспорт в одиночных квантовых точечных контактах

*Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Бакаров А.К., Шкляев А.А.*

Multy-channel transport in single quantum point contacts

*Pokhabov D.A., Pogosov A.G., Zhdanov E. Yu., Bakarov A.K., Shklyayev A.A.* ..... 83

**L–18**

MIRO в сигнале пропускания квантовой ямы на основе GaAs

*Савченко М.Л., Шуваев А.М., Квон З.Д., Бакаров А.К., Быков А.А., Пименов А.*

MIRO in a transmission signal of GaAs quantum well

*Savchenko M.L., Shuvaev A.M., Kvon Z.D., Bakarov A.K., Bykov A.A., Pimenov A.*..... 85

**L–19**

Исследование распределения электронной плотности в широких квантовых ямах на теллуриде ртути

*Шерстобитов А.А., Миньков Г.М., Рут О.Э., Алёшкин В.А., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.*

Investigation of the electron density distribution in wide quantum wells on mercury telluride

*Sherstobitov A.A., Minkov G.M., Rut O.E., Aleshkin V.A., Mikhailov N.N., Dvoretiskii S.A.* ..... 86

**L–20**

Отрицательное магнетосопротивление пленок  $\text{SiC}_x\text{N}_y\text{:Fe}$

*Степина Н.П., Шумилин А.В., Бельтюков Я.М., Козуб В.И., Пушкарев Р.В., Двуреченский А.В., Файнер Н.И.*

Negative magnetoresistance  $\text{SiC}_x\text{N}_y\text{:Fe}$  films

*Stepina N.P., Shumilin A.V., Belitukhov Ya.M., Kozub V.I., Pushkarev R.V., Dvurechenskii A.V., Fainer N.I.* ..... 88

**L–21**

Тонкая структура уровней Ландау и одномерных токовых состояний в квантовом эффекте Холла

*Ткаченко О.А., Ткаченко В.А., Сушков О.П.*

Fine structure of Landau levels and one-dimensional current states in the quantum Hall effect

*Tkachenko V.A., Tkachenko V.A., Sushkov O.P.*..... 90

**L–22**

Стимулированное ВЧ-полем одномерное квантовое рассеяние: резонансы и другие особенности

*Ткаченко О.А., Бакшеев Д.Г., Ткаченко В.А.*

HF-field-stimulated one-dimensional quantum scattering: resonances and other features

*Tkachenko O.A., Baksheev D.G., Tkachenko V.A.*.....92

**L–23**

Примесная фотопроводимость квантовых ям на основе CdHgTe при различных температурах

*Уаман Светикова Т.А., Иконников А.В., Румянцев В.В., Козлов Д.В., Варавин В.С., Якушев М.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.*

Impurity photoconductivity of HgCdTe quantum wells at different temperatures

*Uaman Svetikova T.A., Ikonnikov A.V., Rumyantsev V.V., Kozlov D.V., Varavin V.S., Yakushev M.V., Mikhailov N.N., Dvoretzskii S.A.*.....94

**L–24**

Новые моды плазмонов в частично экранированных 2D электронных системах

*Волков В.А., Заболотных А.А.*

Novel plasmon modes in partly gated 2D electron systems

*Volkov V.A., Zabolotnykh A.A.*.....96

**L–25**

Спиновые расщепления в квантовой яме nInSb/InAlSb в наклонных магнитных полях

*Якунин М.В., Подгорных С.М., Lehner Christian*

Spin-splittings in the n-InSb/InAlSb quantum well in tilted magnetic fields

*Yakunin M.V., Podgornykh S.M., Lehner Christian*.....98



**L-26**

Пиннинг волны зарядовой плотности на подвижных примесях в квазиодномерных проводниках

*Зайцев-Зотов С.В., Минакова В.Е., Никитина А.М.*

Pinning of the charge-density waves by mobile impurities in quasi-one dimensional conductors

*Zaitsev-Zotov S.V., Minakova V.E., Nikitina A.M.* ..... 100

**L-27**

Anomalous Nematic States in Half-filled Landau Levels

*Zudov M.* ..... 102

**L-28**

Антипересечение атомных ступеней на поверхности кристалла

*Казанцев Д.М., Coupeau C., Drouet M., Альперович В.Л.*

Anticrossing of atomic steps on crystal surfaces

*Kazantsev D.M., Coupeau C., Drouet M., Alperovich V.L.* ..... 104

**L-29**

Сдвиговые токи, вызванные энергетической релаксацией

*Будкин Г.В., Тарасенко С.А.*

Shift currents induced by energy relaxation

*Budkin G.V., Tarasenko S.A.* ..... 106

**L-30**

Многоподзонный магнетотранспорт в селективно-легированных n-GaAs квантовых ямах с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs

Бакаров А.К., *Быков А.А.*

Multisubband magnetotransport in selectively doped n-GaAs quantum wells with side superlattice barriers AlAs / GaAs

*Bukov A.K., Bykov A.A.* ..... 107

**L–31**

Влияние спейсера на корреляционные ограничения электронной подвижности при рассеянии на примесных ионах  
**Мухеев В.М.**

The effect of the spacer on the correlation limitations of electron mobility upon scattering by impurity ions  
**Mikheev V.** ..... 109

**L–32**

Emergent chirality

**Polyakov D.G.** ..... 110

**L–33**

Дираковские фермионы в квантовой яме CdHgTe

*Савченко М.Л., Козлов Д.А., Рыжков М.С., Будкин Г.В., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.*

Dirac fermions in a CdHgTe quantum well

*Savchenko M.L., Kozlov D.A., Ryzhkov M.S., Budkin G.V., Kvon Z.D., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A.* ..... 111

**L–34**

Резонансные суперстолкновения и перенос тепла в графене  
*Тихонов К.С., Горный И.В., Качоровский В.Ю., Мирлин А.Д.*

Resonant supercollisions and electron-phonon heat transfer in graphene

*Tikhonov K.S., Gornyi I.V., Kachorovskii V.Yu., Mirlin A.D.* ..... 113

## СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ПРИМЕСЯМИ ПЕРЕХОДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

## STRUCTURE AND PROPERTIES OF SEMICONDUCTORS WITH TRANSITION METAL IMPURITIES

### Т-1

Магнитная восприимчивость кристаллов, легированных  
ян-теллеровскими центрами

*Аверкиев Н.С., Барышников К.А., Гуткин А.А.*

Magnetic susceptibility of crystals doping Yaht-Teller centers

*Averkiev N.S., Baryshnikov K.A., Gutkin A.A.* ..... 115

### Т-2

Магнитные свойства сплавов  $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$

*Скипетров Е.П., Богданов Е.В., Ковалев Б.Б.,*

*Скипетрова Л.А., Кнотько А.В., Емельянов А.В.,*

*Талденков А.Н., Слынько В.Е.*

Magnetic properties of  $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$  alloys

*Skipetrov E.P., Bogdanov E.V., Kovalev B.B., Skipetrova L.A.,*

*Knotko A.V., Emelyanov A.V., Taldenkov A.N., Slynko V.E.* ..... 117

### Т-3

Примесная магнитная восприимчивость полупроводников

*Богословский Н.А., Петров П.В. Аверкиев Н.С.*

Impurity magnetic susceptibility of semiconductors

*Bogoslovskii N.A., Petrov P.V., Averkiev N.S.* ..... 119

### Т-4

Использование разбавленных магнитных полупроводников  
в качестве элементов спиновых светоизлучающих диодов

*Ведь М.В., Дорохин М.В., Лесников В.П., Здоровейщев А.В.,*

*Данилов Ю.А., Кудрин А.В., Дёмина П.Б.*

The use of diluted magnetic semiconductors as elements of  
spin light-emitting diodes

*Ved M.V., Dorokhin M.V., Lesnikov V.P., Zdoroveishchev A.V.,*

*Danilov Yu.A., Kudrin A.V., Demina P.B.* ..... 120

**Т-5**

Ферромагнетизм электронной системы гибридизированных состояний атомов железа в слаболегированном полупроводнике

*Говоркова Т.Е., Окулов В.И., Окулова К.А.*

Ferromagnetism of the electronic system of iron atoms hybridized states in a weakly doped semiconductor

*Govorkova T.E., Okulov V.I., Okulova K.A. .... 122*

**Т-6**

Контроль кристаллических параметров подложек GaAs, буферных слоев CdTe/ZnTe/GaAs и структур  $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe/ZnTe/GaAs(Si)$  методом генерации второй гармоники

*Дворецкий С.А., Ступак М.Ф., Михайлов Н.Н., Якушев М.В., Икусов Д.Г., Макаров С.Н., Елесин А.Г., Веркогляд А.Г.*

The crystalline control of GaAs, buffer layer CdTe/ZnTe/GaAs and structures  $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe/ZnTe/GaAs(Si)$  by second harmonic generation

*Dvoretzkii S.A., Stupak M.F., Vikhailov N.N., Yakushev M.V., Ikusov D.G., Makarov S.N., Ekesin A.G., Verkoglyad A.G. .... 124*

**Т-7**

Влияние сильных магнитных полей на тетрагональную решеточную нестабильность в кристалле HgSe, допированном примесью кобальта

*Жевстовских И.В., Сарычев М.Н., Суриков В.Т., Окулов В.И.*

Effect of high magnetic fields on tetragonal lattice instability of cobalt doped mercury selenide crystal

*Zhevstovskikh I.V., Sarychev M.N., Surikov V.T. Okulov V.I. .... 126*

**Т-8**

Jahn-Teller effect in strontium fluorite doped with chromium ions studied in ultrasonic experiment

*Hosseney W.A.L., Sarychev M.N., Zhevstovskikh I.V.,*

*Shakurov G.S., Ulanov V.A., Averkiev N.S., Gudkov V.V. .... 128*

**Т-9**

Optically-Active Centers in Re-Implanted Silica Glass

*Mohamed S.I. Koubisy, Zatsepin A.F., Biryukov D. Yu,**Vagarov A.S. .... 130***Т-10**Кинетика изменения концентрации носителей заряда и энергии Ферми в сплавах  $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$  при легировании скандием и вариации состава матрицы*Скипетров Е.П., Хворостин А.В., Ковалев Б.Б., Кнотько А.В., Слынько В.Е.*Kinetics of changes in the concentration of charge carriers and Fermi energy in  $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$  alloys at the doping with scandium and variations in the composition of matrix*Skipetrov E.P., Khvorostin A.V., Kovalev B.B., Knotko A.V.,**Slynko V.E. .... 132***Т-11**

Высокотемпературный внутренний ферромагнетизм в слоях GaAs, сильно легированных Fe

*Кудрин А.В., Лесников В.П., Данилов Ю.А., Вихрова О.В., Дорохин М.В., Павлов Д.А., Демина П.Б.*

High-temperature intrinsic ferromagnetism in heavily Fe-doped GaAs layers

*Kudrin A.V., Lesnikov V.P., Danilov Yu.A., Vikhrova O.V.,**Dorokhin M.V., Pavlov D.A., Demina P.B. .... 134***Т-12**

Исследование аномальных эффектов Нернста-Эттингсгаузена и Холла в разбавленных магнитных полупроводниках

*Кузнецов Ю.М., Дорохин М.В., Кудрин А.В., Лесников В.П.*

Investigation of the anomalous Nernst-Ettingshausen effect in diluted magnetic semiconductors

*Kuznetsov Yu.M., Dorokhin M.V., Kudrin A.V., Lesnikov V.P. .... 136*

**T-13**

Эффект передачи спин-вращательного момента, как отклик неравновесной системы на внешнее возмущение  
*Ляпилин И.И.*

The spin torque effect as a response of a nonequilibrium system to an external disturbance

*Lyapilin I.I.* ..... 138

**T-14**

Модулированные состояния кристаллической структуры кубических кристаллов полумагнитных полупроводников  
*Максимов В.И., Суркова Т.П., Максимова Е.Н.*

Modulated states of the cubic crystal structure in  $A^2B^6:3d$  semimagnetic semiconductor single crystals

*Maksimov V.I., Surkova T.P., Maksimova E.N.* ..... 140

**T-15**

Спектр комбинационного рассеяния света и упругие свойства редкоземельных оксиортосиликатов  $R_2SiO_5$ : ab initio расчет  
*Назипов Д.В., Никифоров А.Е.*

Raman spectrum and elastic properties of rare-earth oxyorthosilicates  $R_2SiO_5$ : ab initio calculation

*Nazipov D.V., Nikiforov A.E.* ..... 142

**T-16**

Резонансный примесный уровень Ni в сплавах  $Pb_{1-x}Sn_xTe$   
*Скипетров Е.П., Константинов Н.С., Богданов Е.В., Ковалев Б.Б., Кнотько А.В., Слынько В.Е.*

Resonant impurity level of Ni in  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  alloys

*Skipetrov E.P., Konstantinov N.S., Bogdanov E.V., Kovalev B.B., Knotko A.V., Slynko V.E.* ..... 144

**T-17**

Наблюдение донорных экситонов в спектрах оптического поглощения и фотолюминесценции  $Mn_xZn_{1-x}O$   
*Соколов В.И., Груздев Н.Б., Вазженин В.А., Чурманов В.Н., Меньшенин В.В., Фокин А.В.*

Observation of donor-excitons in optical absorption and photoluminescence spectra of  $Mn_xZn_{1-x}O$

*Sokolov V.I., Gruzdev N.B., Vazhenin V.A., Churmanov V.N., Menshenin V.V., Fokin A.V.* ..... 146

**T-18**

High pressure luminescence studies of manganese ions with different oxidation state

*A. Suchocki*..... 148

**НОВЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ И МАТЕРИАЛЫ****NEW ELECTRONIC PHENOMENA AND MATERIALS**

---

---

**NM-1**

Dynamical charge density fluctuations pervading the phase diagram of a Cu-based high- $T_c$  superconductor

*Caprara S.*..... 151

**NM-2**

Anisotropic Hall resistivity in electron-doped superconductors

*Charikova T., Shelushinina N., Petukhova O., Popov M., Ivanov A.* ..... 153

**NM-3**

Сильные изменения электронных свойств  $\text{MoTe}_2$  после закалки

*Доможинова А.Н., Махнев А.А., Шредер Е.А., Наумов С.В., Патраков Е.И., Чистяков В.В., Huang J.C.A., Марченков В.В.*

Strong changes in the electronic properties of  $\text{MoTe}_2$  after quenching

*Domozhirova A.N., Makhnev A.A., Shreder E.I., Naumov S.V., Patrakov E.I., Chistyakov V.V., Huang J.C.A., Marchenkov V.V.* ..... 155

**NM-4**

Спиновый транспорт в пленках  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  с составами вблизи инверсии зон

*Голяшов В.А., Климов А.Э., Акимов А.Н., Тарасов А.С., Ищенко Д.В., Супрун С.П., Кавеев А.К., Терещенко О.Е.*

Spin transport in  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  films with compositions close to band inversion

*Golyashov V.A., Klimov A.E., Akimov A.N., Tarasov A.S., Ischenko D.V., Suprun S.P., Kaveev A.K., Tereshchenko O.E.* ..... 156

**NM–5**

Нелокальная терагерцовая фотопроводимость в структурах на основе топологической фазы  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

*Казаков А.С., Галеева А.В., Артамкин А.И., Иконников А.В., Рябова Л.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Банников М.И., Данилов С.Н., Хохлов Д.Р.*

Non-local terahertz photoconductivity in structures based on the topological phase  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

*Kazakov A.S., Galeeva A.V., Artamkin A.I., Ikonnikov A.V., Ryabova L.I., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A., Bannikov M.I., Danilov S.N., Khokhlov D.R.* ..... 158

**NM–6**

Electronic structure and properties of a few-layer black phosphorus

*Mikhail Katsnelson* ..... 160

**NM–7**

Термоэлектрические свойства полупроводниковых материалов в условиях высокого давления

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

Thermoelectric properties of semiconductors under high pressure

*Korobeynikov I.V., Morozova N.V., Ovsyannikov S.V.* ..... 161

**NM–8**

Терагерцовые резонансы в толстых пленках  $\text{CdHgTe}$

*Otteneder M., Sacré D., Yachniuk I., Козлов Д.А., Дмитриев И.А., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., and Ganichev S.D.*

Terahertz resonances in thick  $\text{CdHgTe}$  films

*Otteneder M., Sacré D., Yachniuk I., Kozlov D.A., Dmitriev I.A., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A., and Ganichev S.D.* ..... 162



**NM-9**

Сверхпроводимость органометаллических фуллеридов и смешанных фуллеридов с легкоплавкими сплавами

*Кульбачинский В.А., Ёжиков Н.С., Лунин Р.А., Булычев Б.М.*

Superconductivity organometallic fullerides and fullerides with low temperature fusion alloys

*Kulbachinskii V.A., Ezhikov N.S., Lunin R.A., Bulychev B.M.*..... 164

**NM-10**

Квантовые эффекты в магнетотранспорте систем различной размерности на базе  $Cd_3As_2$  с магнитной примесью

*Мехия А.Б., Овешников Л.Н., Давыдов А.Б., Риль А.И., Маренкин С.Ф.*

Quantum effects in magnetotransport of  $Cd_3As_2$ -based systems of various dimensionality with magnetic impurities

*Mejia A.B., Oveshnikov L.N., Davydov A.B., Ril' A.I., Marenkin S.F.* ..... 166

**NM-11**

Моды Хиггса в сверхпроводящих системах

*Мельников А.С., Вадимов В.Л., Хаймович И.М.*

Higgs modes in superconducting systems

*Mel'nikov A.S., Vadimov V.L., Khaymovich I.M.* ..... 168

**NM-12**

Гетероструктуры HgCdTe с квантовыми ямами

*Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Икусов Д.Г., Ремесник В.Г., Швец В. А., Ужаков И.Н., Алешкин В.Я.*

HgCdTe quantum well heterostructures

*Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A., Ikusov D.G., Remesnik V.G., Shvets V.A., Uzhakov I.N., Aleshkin V.Ya.* ..... 170

**NM-13**

Неквaziчастичное описание ВТСП купратов

*Москвин А.С., Панов Ю.Д.*

Nonquasiparticle description of the HTSC cuprates

*Moskvin A.S., Panov Yu.D.*..... 172

**NM–14**

Влияние беспорядка на квантование аномального холловского кондактанса двумерного топологического изолятора

**Новокшионов С.Г.**

Effect of disorder on the quantization of anomalous Hall conductance of a two-dimensional topological insulator

**Novokshonov S.G.**..... 174

**NM–15**

Структура и магнитные свойства тонкопленочных сплавов Гейслера  $\text{Co}_2\text{CrSi}$  и  $\text{Co}_2\text{NiSi}$

**Перевозчикова Ю.А., Банникова Н.С., Маликов И.В.,**

**Патраков Е.И., Наумова Л.И., Семянникова А.А.,**

**Фомин Л.А., Миляев М.А., Марченков В.В.**

Structure and magnetic properties of the thin film  $\text{Co}_2\text{CrSi}$  and  $\text{Co}_2\text{NiSi}$  Heusler alloys

**Perevozchikova Yu.A., Bannikova N.S., Malikov I.V.,**

**Patrakov E.I., Naumova L.I., Semiannikova A.A., Fomin L.A.,**

**Milyaev M.A., Marchenkov V.V.** ..... 176

**NM–16**

Анализ квантовых осцилляций сопротивления Холла в электронном сверхпроводнике

**Петухова О.Е., Чарикова Т.Б., Шелушинина Н.Г., Иванов А.А.**

Analysis of quantum oscillations of the Hall resistivity in electron-doped superconductor

**Petukhova O.E., Charikova T.B., Shelushinina N.G., Ivanov A.A.**..... 177

**NM–17**

Транспорт и фазовые переходы в графите при холодном сжатии

**Тихомирова Г.В., Петросян Т.К., Суханова Г.В., Тебенков А.В.**

Transport phenomena and phase transitions in graphite at cold compression

**Tikhomirova G.V., Petrosyan T.K., Sukhanova G.V., Tebenkov A.V.** ..... 179

**NM–18**

Фотостимулированные резистивные переключения  
в комплексах на основе фталоцианинов

*Василик В.А., Дроздов К.А.*

Photostimulated resistive swithcing in complexes based on  
pthalocyanine

*Vasilik V.A., Drozdov K.A.* ..... 181

**NM–19**

Высококоэрцитивные ферромагнитные пленки на основе  
Fe-Mn-C/CoPt/GaAs с перпендикулярной магнитной ани-  
зотропией

*Здоровейцев А.В., Кузнецов Ю.М., Дорохин М.В.,  
Лесников В.П., Крюков Р.Н., Ходос И.И.*

Highly coercive ferromagnetic films based on  
Fe-Mn-C / CoPt / GaAs with perpendicular magnetic anisotropy

*Zdoroveyshchev A.V., Kuznetsov Yu.M., Dorokhin M.V.,  
Lesnikov V. P., Kriukov R.N., Khodos I.I.* ..... 183

**NM–20**

Фото-ЭДС на поверхности сильнолегированного GaAs с  
адсорбированными слоями цезия и кислорода

*Журавлев А.Г., Хорошилов В.С., Альперович В.Л.*

Photovoltage measurement by modulated photoemission on  
the p-GaAs surface with cesium and oxygen overlayers

*Zhuravlyov A.G., Khoroshilov V.S., Alperovich V.L.* ..... 185

**NM–21**

Superconductivity in Thin Layer Dirac Semimetals  $Cd_3As_2$ ,  
**Aronzon B.**, Davydov A., Oveshnikov L., Zakhvalinskii V.,

Kochura A., Ril A., Marenkin S. .... 187

**NM–22**

Об открытии фазы полуметалла Вейля в HgSe

*Бобин С.Б., Лончаков А.Т.*

On the discovery of the Weyl semimetal phase in HgSe

*Bobin S.B., Lonchakov A.T.* ..... 189

**NM–23**

Диэлектрические свойства титанатов гольмия и иттербия  
**Боголюбский А.С., Клепикова А.С., Ринкевич А.Б., Неверов В.Н.**

Dielectric properties of holmium and ytterbium titanates  
**Bogolyubskii A.S., Klepikova A.S., Rinkevich A.B., Neverov V.N.**..... 191

**NM–24**

Многократные топологические переходы, вызванные  
 конкуренцией нормального и андреевского отражения  
**Копасов А.А., Мельников А.С.**

Multiple topological transitions driven by the interplay of the  
 normal and Andreev scattering  
**Kopasov A.A., Mel'nikov A.S.**..... 193

**NM–25**

Импульсная терморекфлектометрия полупроводников  
**Старостин А.А., Шангин В.В., Лончаков А.Т., Котов А.Н.,  
 Бобин С.Б.**

Pulse thermoreflectometry of semiconductors  
**Starostin A.A., Shangin V.V., Lonchakov A.T., Kotov A.N.,  
 Bobin S.B.**..... 195

**NM–26**

Парамагнитный эффект Мейснера в  $(\text{Pb}_z \text{Sn}_{1-z})_{1-x} \text{In}_x \text{Te}$   
**Денисов Д.В., Михайлин Н.Ю., Шамшур Д.В., Парфеньев Р.В.**

Paramagnetic Meisner effect in  $(\text{Pb}_z \text{Sn}_{1-z})_{1-x} \text{In}_x \text{Te}$   
**Denisov D.V. Mikhailin N.Yu., Shamshur D.V., Parfeniev R.V.**..... 197

**NM–27**

Электрические и магнитные свойства сплавов Гейслера  
 $\text{X}_2\text{VAI}$  ( $\text{X} = \text{Ti}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}$ )  
**Семянникова А.А., Перевозчикова Ю.А., Доможирова А.Н.,  
 Марченков В.В.**

Electrical and magnetic properties of  $\text{X}_2\text{VAI}$  ( $\text{X}=\text{Ti}, \text{Mn}, \text{Fe},$   
 $\text{Co}, \text{Ni}$ ) Heusler alloys  
**Semyannikova A.A., Perevozchikova Yu.A., Domozhirova A.N.,  
 Marchenkov V.V.**..... 199

**NM–28**

Влияние высокого давления на электрофизические свойства дираковского 3D полуметалла  $Cd_3As_2$  с наногранулами MnAs

*Сайпулаева Л.А., Мельникова Н.В., Тебеньков А.В., Бабушкин А.Н., Отаев А.А.*

The effect of high pressure on the electrophysical properties of the Dirac 3D  $Cd_3As_2$  semimetal with MnAs nanogranules

*Saipulaeva L.A., Melnikova N.B., Tedenkov A.V., Babushkin A.N., Otaev A.A.*..... 201

**NM–29**

Проявление спиновой аккумуляции в эффекте Франца-Келдыша

*Горбунов Е.А., Голяшов В.А., Кавеев А.К., Терещенко О.Е.*

Spin accumulation in the Franz-Keldysh effect

*Gorbunov E.A., Golyashov V.A., Kaveev A.K., Tereshchenko O.E.*..... 202

**Авторский указатель** ..... 204

**Электронные адреса участников школы** ..... 209



**Электронные  
свойства низкоразмерных систем**

---

**Electron properties of Low-Dimensional Systems**

## Холловская вязкость двумерного неупорядоченного электронного газа

Бурмистров И.С.<sup>1</sup>, Курилович П.Д.<sup>2</sup>,  
Курилович В.Д.<sup>2</sup>, Goldstein М.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, 142432, Московская обл., Черног-  
ловка, просп. акад. Семёнова, 1а

<sup>2</sup>Department of Physics, Yale University, New Haven, CT 06520, USA

<sup>3</sup>Raymond and Beverly Sackler School of Physics and Astronomy, Tel  
Aviv University, Tel Aviv 6997801, Israel

Гидродинамическое описание зарядового транспорта находится в центре внимания последних теоретических и экспериментальных исследований. Особый интерес представляет недиссипативная холловская вязкость, которая в чистом случае является топологической величиной, аналогичной холловской проводимости. Распространенность беспорядка в реальном мире требует изучения его влияния на вязкость. В данной работе этот вопрос изучен, как аналитически, так и численно, в контексте неупорядоченных невзаимодействующих двумерных электронов. Аналитически, используя самосогласованное борновское приближение, явно учитывающее изменение одночастичной плотности состояний и времени упругого переноса из-за квантования Ландау, вычислены сдвиговая и холловская вязкость. Полученные результаты плавно интерполируют между предельными случаями слабого (сильного) магнитного поля и сильного (слабого) беспорядка. В режиме слабого магнитного поля наши результаты описывают квантовые (типа Шубникова-де Гааза) осцилляции диссипативной (Рис. 1) и холловской вязкости. Для сильных магнитных полей охарактере-

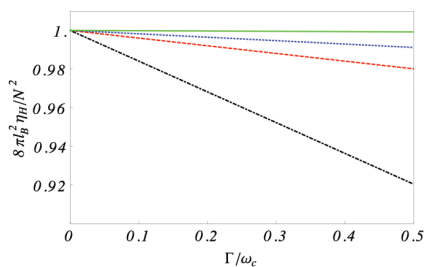


Рис.1. – Холловская вязкость как функция уширения уровня Ландау для разных длин корреляций случайного потенциала

ризовано влияние неупорядоченного уширения уровней Ландау на коэффициенты вязкости. Аналитические результаты дополняются численными расчетами для нескольких заполненных уровней Ландау (Рис. 2). Наши результаты показывают, что холловская вязкость более устойчива к беспорядку, чем можно было бы ожидать. Результаты опубликованы в работе [1].

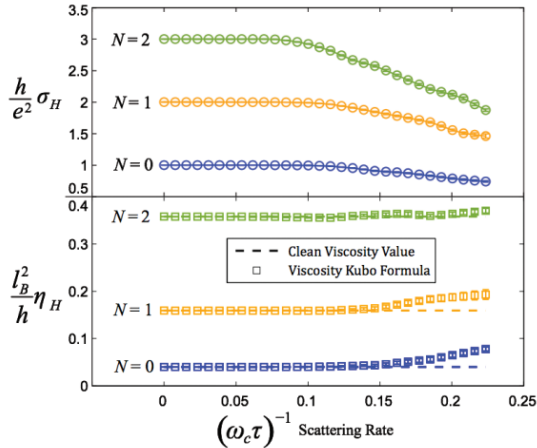


Рис.2. – Холловская проводимость (кружки) и холловская вязкость (квадраты) как функции беспорядка для  $N=0, 1, 2$  (синий, желтый, зеленый)

[1] I.S. Burmistrov, M. Goldstein, M. Kot, V.D. Kurilovich, P.D. Kurilovich, "Dissipative and Hall viscosity of a disordered 2D electron gas", *Phys. Rev. Lett.* 123, 026804 (2019).



## Перенос Джозефсоновского тока поверхностными состояниями топологических Вейлевских полуметаллов

Девятков Э.В.<sup>1</sup>

*<sup>1</sup>ИФТТ РАН, г. Черноголовка, Московская обл., ул.Академика Осипьяна д.2, 142432, Россия*

Подобно другим топологическим материалам, Вейлевские полуметаллы характеризуются топологически защищёнными поверхностными состояниями – Ферми-арками, соединяющими проекции вейлевских точек на поверхностную зону Брюллиэна в  $k$ -пространстве [1]. В отличие от геликоидальных поверхностных состояний в топологических изоляторах [2], поверхностные состояния в вейлевских полуметаллах являются киральными, как в черновском изоляторе (режим квантового эффекта Холла) [1]. Наличие Ферми-арок было экспериментально продемонстрировано в ARPES измерениях, например, для трёхмерных кристаллов  $\text{MoTe}_2$  и  $\text{WTe}_2$  [3, 4].

В данной работе мы экспериментально исследовали электронный транспорт между двумя сверхпроводящими контактами на поверхности магнитного Вейлевского полуметалла  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ , находящимися на расстоянии 5 мкм. Для магнитно разупорядоченного состояния  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ , мы наблюдаем лишь процесс Андреевского отражения вблизи каждого контакта, что, однако, означает высокую прозрачность интерфейса индий- $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ . После намагничивания образца внешним магнитным полем, образец демонстрирует выраженный аномальный эффект Холла. В этом режиме мы обнаружили джозефсоновский ток между 5 мкм разделёнными индиевыми контактами, с необычными зависимостями максимального тока от магнитного поля и температуры. Поскольку аномальный эффект Холла в магнитных Вейлевских полуметаллах связывается с наличием спинполяризованных поверхностных токнесущих состояний, мы заключаем, что именно эти топологически защищённые состояния дают основной вклад в перенос триплетного джозефсоновского тока.

Для немагнитного вейлевского полуметалла  $\text{WTe}_2$ , мы обнаружили, что характер подавления критока магнитным полем каче-

ственно различается для разных ориентаций поля по отношению к плоскости SNS перехода, в частности, продемонстрирована картина осцилляций, известная для джозефсоновского интерферометра. Этот факт, как и наблюдение дробных ступеней Шапиро под микроволновым облучением (т.е. сложного характера ток-фазного соотношения), указывает на существование и интерференцию нескольких каналов переноса джозефсоновского тока. Анализ показывает, что джозефсоновский ток переносится поверхностными состояниями на противоположных гранях образца.

В то же время, мы не наблюдаем исчезновения нечётных ступеней Шапиро даже при максимальных мощностях СВЧ излучения, что указывает на киральный, а не геликоидальный (как в топологических изоляторах) характер поверхностных состояний.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-02-00203), и программ РАН.

[1] См. недавний обзор *N. P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath, Rev. Mod. Phys.* 90, 15001 (2018).

[2] *M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys.* 82, 3045 (2010).

[3] *Ch. Wang, Y. Zhang, J. Huang, и соавторы Phys. Rev. B* 94, 241119(R) (2016).

[4] *Y. Wu, D. Mou, N.H. Jo, и соавторы Phys. Rev. B* 94, 121113(R) (2016).

## Особенности АС-проводимости в структурах $n$ -GaAs/AlGaAs с широкой квантовой ямой

Дричко И.Л.<sup>1</sup>, Смирнов И.Ю.<sup>1</sup>, Нестоклон М.О.<sup>1</sup>, Голуб Л.Е.<sup>1</sup>,  
Дмитриев А.А.<sup>2</sup>, Суслов А.В.<sup>3</sup>, Быков А.А.<sup>4</sup>, Бакаров А.К.<sup>4</sup>,  
Kamburov D.<sup>5</sup>, Baldwin K.W.<sup>5</sup>, Pfeiffer L.N.<sup>5</sup>, West K.W.<sup>5</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

<sup>2</sup>НИУ ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

<sup>3</sup>National High Magnetic Field Lab., Tallahassee, FL32310, USA

<sup>4</sup>ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>5</sup>Department of Electrical Engineering, Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA

В работе изучалась АС-проводимость акустическими бесконтактными методами в структурах  $n$ -GaAs/AlGaAs с широкими квантовыми ямами 75 и 46 нм. В первой структуре концентрация носителей была  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , а во второй –  $8.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . В широкой квантовой яме кулоновское расталкивание электронов приводит к формированию двухслойной электронной системы. Её энергетический спектр состоит из симметричной (S) и антисимметричной (AS) подзон, разделённых энергетической щелью  $\Delta_{\text{SAS}}$ . В таких системах наблюдаются межподзонные переходы, проявляющиеся в виде осцилляций проводимости в перпендикулярных магнитных полях  $B_{\perp} < 2 \text{ Тл}$  [1]. Из положения этих осцилляций по  $B_{\perp}$  можно определить  $\Delta_{\text{SAS}}$ . Для первой структуры  $\Delta_{\text{SAS}} \approx 0.42 \text{ мэВ}$ , а для второй –  $\Delta_{\text{SAS}} \approx 1.5 \text{ мэВ}$ . Малая величина  $\Delta_{\text{SAS}}$  в первой структуре вынуждала работать при низкой температуре  $T$  от 20 до 500 мК. В структурах с одной зоной при изменении  $B_{\perp}$  наблюдаются обычно 2 серии осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ), связанных с орбитальным и спиновым расщеплением уровней Ландау. Если же построить энергетическую диаграмму уровней Ландау для первой структуры, то видно, что в области полей  $0.5 \text{ Тл} < B_{\perp} < 1.5 \text{ Тл}$  наблюдаются 4 серии осцилляций ШдГ: 1-ая серия осцилляций связана с переходами электронов с уровней Ландау AS подзоны на уровни S подзоны с разными номерами, 2-ая с переходами с уровней S подзоны на уровни AS подзоны с одинаковыми

номерами, а 3 и 4 серия – со спиновым расщеплением S и AS подзон. Для проверки были исследованы зависимости амплитуд осцилляций проводимости от угла наклона магнитного поля  $B$  относительно нормали к поверхности структуры  $\Theta$  при  $T = 310$  мК. Наблюдался эффект пересечения уровней Ландау. Была развита теория, которая показала, что пересечения уровней Ландау из разных подзон могут быть связаны не только с изменением щели  $\Delta_{\text{SAS}}$  от  $B_{\parallel}$ , но и с различной зависимостью циклотронных энергий в S и AS подзонах от  $B_{\parallel}$  в области  $B_{\parallel} < 2$  Тл, причем циклотронная энергия в S подзоне уменьшается, а в AS подзоне увеличивается с ростом  $B_{\parallel}$ . Была определена величина  $g$ -фактора, которая являлась подгоночным параметром при сопоставлении теории и эксперимента [2].

Во второй структуре влияние на AC-проводимость двухподзонного энергетического спектра можно было наблюдать при  $T \sim 4.2$  К и  $B_{\perp} < 8$  Тл. Было обнаружено, что в зависимости от  $B_{\perp}$  существуют не две, как обычно, а также 4 серии осцилляций  $\sigma_{xx}$ , различающихся амплитудой. Для объяснения этого факта была построена энергетическая диаграмма двухподзонной энергетической схемы с использованием  $\Delta_{\text{SAS}} = 1.5$  мэВ, определенной нами из межподзонных переходов на этом же образце. Энергии активации проводимости, соответствующие разным осцилляциям, их положение в магнитном поле и значение проводимости в их минимумах хорошо объясняются построенной энергетической диаграммой [3].

Работа поддержана грантами РФФИ № 19-02-00124а, № 20-02-00309а и №19-02-00095а.

[1] I.L. Drichko et al., *Physical Review B*, **97**, 075427 (2018).

[2] I.L. Drichko et al., *J. Phys.: Condens. Matter*, **32**, 035303 (2020).

[3] А.А. Дмитриев и др., *Письма в ЖЭТФ*, **110**, 62 (2019).

## Плазмонный интерферометр на основе графена как детектор терагерцового излучения

Федоров Г.Е.<sup>1</sup>, Свинцов Д.Ф.<sup>1</sup>, Гайдученко И.А.<sup>2</sup>,  
Гольцман Г.Н.<sup>2</sup>, Бандурин Д.А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский Физико-технический Институт (НИИ), 141701, г. Долгопрудный, Институтский пер. д. 9

<sup>2</sup>Московский педагогический государственный университет, 119991, Москва, улица Малая Пироговская, дом 1

<sup>3</sup> School of Physics, University of Manchester, United Kingdom

Плазмоны, коллективные колебания электронной подсистемы, могут быть использованы для эффективной трансформации энергии света в энергию упорядоченного движения носителей заряда, таким образом, облегчают разработку многих оптоэлектронных устройств. Реализация плазмонных устройств, работающих на терагерцевых частотах оказалась непростой задачей. При понижении рабочей частоты до области ТГц частота релаксации импульса должна быть ниже частоты плазмона, что, в свою очередь, требует сверхвысокой подвижности электронов. Материалом, способным решить эту проблему, является графен, в котором, как было доказано, могут распространяться электрически перестраиваемые плазмоны с большим временем затухания.

В данном докладе приводится обзор сведений о плазменных волнах в двумерном электронном газе [1] и рассказывается о том, как плазмонный интерферометр на основе графена проявляет себя как резонансный детектор терагерцового излучения. Связь устройства

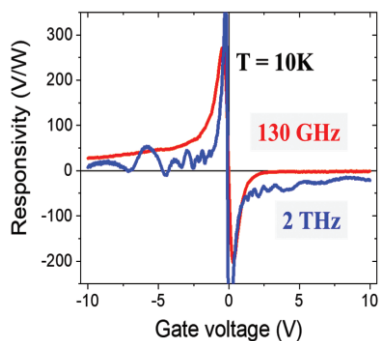


Рис.1. — Зависимость вольтваттной чувствительности графенового детектора от затворного напряжения для низкой (130 ГГц) и высокой (2 ТГц) частот излучения

с излучением осуществляется с помощью широкополосной антенны, а его отклик можно рассчитать, основываясь на аналогии между интерферометром Фабри-Перо и каналом транзистора контакты к которому играют роль отражающих поверхностей для плазменных волн. Мы демонстрируем этот с использованием полевых транзисторов (FET) на основе высококачественных ван-дер-ваальсовых гетероструктур. В частности, мы используем графен, инкапсулированный между кристаллами гексагонального нитрида бора (hBN), который, как было показано, обеспечивает наиболее чистую среду для долгоживущих плазмонов графена [2–4]. Используя возможность регулирования скорости плазмонов, прикладывая затвор, мы перестраиваем наши детекторы между более чем 10 резонансными модами и используем это для измерения длины волны и времени жизни плазмонов [5].

[1] Dyakonov, M. & Shur, M., *IEEE Trans. Electron Devices* **43**, 380–387 (1996).

[2] Woessner, A. et al., *Nat. Mater.* **14**, 421–425 (2015).

[3] Alonso-González, P. et al., *Nat. Nanotechnol.* **12**, 31–36 (2016).

[4] Ni, G. et al., *Nature* **557**, 530–533 (2018).

[5] D. Bandurin, et al., *Nature Communications*, **9**, 5392 (2018).

**Wide band gap oxides – new materials, new applications**

**Marek Godlewski**<sup>1</sup>, Aleksandra Seweryn<sup>1</sup>, Rafał Pietruszka<sup>1</sup>,  
Jarosław Kaszewski<sup>1</sup>, Bartłomiej S. Witkowski<sup>1</sup>, Paula Kielbik<sup>2,3</sup>,  
Anna Slonska<sup>2,3</sup>, Michał M. Godlewski<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Al. Lotników 32/46, Warsaw, Poland*

<sup>2</sup>*Department of Physiological Sciences, Faculty of Veterinary Medicine, Warsaw University of Life Sciences – SGGW, Nowoursynowska 159, 02-776 Warsaw, Poland*

<sup>3</sup>*Veterinary Research Centre, Department of Large Animals Diseases with Clinic, Faculty of Veterinary Medicine, Warsaw University of Life Sciences – SGGW, Nowoursynowska 100, 02-797 Warsaw, Poland*

Wide band gap oxides such as: ZnO, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, ZrO<sub>2</sub>, HfO<sub>2</sub>, TiO<sub>2</sub>, Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> show “rich” structural, mechanical, optical and electrical properties. Depending on these properties oxides found or will find range of applications: as gate oxides in field effect transistors (HfO<sub>2</sub> is used in Si—based transistors), as transparent electrodes in photovoltaics (ZnO, and Al, Ga or F doped layers (AZO, GZO, FZO)), as anti-reflection or passivation layers (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) in optical and photovoltaic devices, as barrier layers (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, TiO<sub>2</sub>) in organic-based devices, as gas sensors, and UV detectors. Recently, Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> is emerging new star of electronics. Applications in power transistors are proposed. In the talk new applications of oxides in biology and medicine will be discussed. Some of the oxides show bio-activities – importantly high anti-bacterial activity. Thus, they can be used for hospital equipment protection or coating of implants. We will concentrate on another medical application. New methods for early cancer detection will be discussed. Nanoparticles of selected oxides can be used as fluorescence labels and/or MRI markers allowing early detection of tumours. Possibility of selective treatment will also be shown. Nanoparticles are in the latter case used for transport of a given medical substance to cancer. Possibility of passing blood-brain barrier will be demonstrated.

## Measurement-induced steering of quantum systems

Roy, S.<sup>1</sup>, Chalker, J.T.<sup>1</sup>, **Gornyi, I.V.**<sup>2,3</sup>, Gefen, Y.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Oxford University, Oxford OX1 3P, United Kingdom*

<sup>2</sup>*Karlsruhe Institute of Technology, 76021 Karlsruhe, Germany*

<sup>3</sup>*A. F. Ioffe Physico-Technical Institute, 194021 St. Petersburg, Russia*

<sup>4</sup>*Weizmann Institute of Science, 7610001 Rehovot, Israel*

Two standard approaches for preparing quantum states are suggested by the laws of quantum mechanics and statistical mechanics. One of these is to perform projective measurements of a set of observables represented by commuting operators that fully specify the target state. Alternatively, if the target state is the ground state of the Hamiltonian for the system, it can be reached by putting the system in thermal contact with a heat bath that is at a sufficiently low temperature. Both approaches have disadvantages, especially for a system with a large number of degrees of freedom. In the first approach, a general initial state is not an eigenstate of the measurement operator and hence the measurement outcome is probabilistic. The probability that the target state is reached decreases rapidly towards zero with increasing system size. With the second approach, the temperature scale required to completely eliminate thermal excitations from a system also decreases towards zero with size. In principle, if the initial state of the system is precisely known, a further possibility is to act on the state with an appropriately chosen perturbation for a precise interval of time, so that it evolves into the target state; this, however, requires extreme fine-tuning in a large system.

We set out a general framework [1] for steering the state of a quantum system from an arbitrary initial state towards a chosen target state by coupling it to auxiliary quantum degrees of freedom. The protocol requires multiple repetitions of an elementary step: during each step the system evolves for a fixed time while coupled to auxiliary degrees of freedom (“detectors”) that have been prepared in a specified initial state. The detectors are discarded at the end of the step, or equivalently, their state is determined by a projective measurement with an unbiased average over all outcomes. We refer to processes of this type as *blind measurements*. The steering harnesses back-action of the detectors on the



system, arising from entanglement generated during the coupled evolution. We establish principles for the design of the system-detector coupling that ensure steering of a desired form. The form of steering that we propose here is rooted in but distinct from steering of the type discussed originally in the context of the Einstein-Podolsky-Rosen paradox. Specifically, our approach shares with earlier discussions of quantum steering the fact that it exploits the entanglement between the system of interest and another system.

We illustrate our general ideas using both few-body examples (including a single spin-1/2 steered in a prescribed direction and a pair of spins-1/2 steered to the singlet state) and a many-body example (a spin-1 chain steered to the Affleck-Kennedy-Lieb-Tasaki state). We study the continuous time limit in our approach and discuss similarities to (and differences from) drive-and-dissipation protocols for quantum state engineering. Our protocols are amenable to implementations using present-day technology. Obvious extensions of our analysis include engineering of other many-body phases in one and higher spatial dimensions, adiabatic manipulations of the target states, and the incorporation of active-decision steps based on the information extracted through measurements.

[1] S. Roy, J. T. Chalker, I. V. Gornyi, and Y. Gefen, *arXiv:1912.04292*.

## Эффекты обменного взаимодействия в проводимости гетероструктур InGaAs/GaAs

Гудина С.В.<sup>1</sup>, Савельев А.П.<sup>1</sup>, Арапов Ю.Г.<sup>1</sup>, Неверов В.Н.<sup>1</sup>, Подгорных С.М.<sup>1</sup>, Шелушинина Н.Г.<sup>1</sup>, Якунин М.В.<sup>1</sup>, Звонков Б.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18  
<sup>2</sup>НИФТИ, Нижегородский государственный университет, 603600, Нижний Новгород

В полупроводниковых гетероструктурах InGaAs/GaAs с одиночной и двойной квантовыми ямами (КЯ) InGaAs в широком интервале температур,  $T \cong (10 \div 60)$  К, обнаружен диэлектрический характер температурной зависимости проводимости,  $d\sigma(T)/dT > 0$ , обусловленный существенным (на 20–40 %), линейным по  $T$ , ростом подвижности носителей заряда. Мы полагаем, что такое поведение определяется интерференционным вкладом в проводимость,  $\delta\sigma^{ee}(T)$ , от модифицированного беспорядком электрон-электронного (e-e) взаимодействия в так называемом баллистическом режиме,  $k_B T \tau / \hbar \gg 1$  ( $\tau$  - время свободного пробега) [1].

В рамках этого подхода значение концентрации носителей заряда ( $n \lesssim N_{cross}$ ) для конкретного вещества должно однозначно определять тип температурной зависимости  $\delta\sigma^{ee}(T)$ : металлический ход при преобладании вклада Хартри ( $n < N_{cross}$ ) и диэлектрический ход при преобладании обменной части e-e взаимодействия ( $n > N_{cross}$ ). Именно последнее соотношение реализуется в исследованных структурах с полной концентрацией  $n \cong 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при  $N_{cross} \cong 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  для InGaAs (с 20% InAs), что и делает возможным *наблюдение* диэлектрического поведения  $\sigma(T)$ .

В двойных туннельно-связанных КЯ наблюдается переход диэлектрик-металл для различных подзон размерного квантования с парциальными концентрациями  $n_1$ , и  $n_2$  ( $n_1 + n_2 = n$ ), обусловленный тем, что  $n_1 > N_{cross}$  для нижней подзоны симметричных состояний, но  $n_2 < N_{cross}$  для верхней антисимметричной подзоны.

Таким образом, получено убедительное экспериментальное подтверждение теоретических представлений [1] о существенной роли когерентного рассеяния электронов на осцилляциях Фриделя в

процессах переноса носителей в  $2D$  системах. При этом диэлектрический тип температурной зависимости квантовой поправки  $\delta\sigma^{ee}(T)$  ( $d(\delta\sigma^{ee}(T))/dT > 0$ ) обусловлен именно преобладающим вкладом от обменной части  $e$ - $e$  взаимодействия.

Подчеркнем, что для наблюдения описанных выше эффектов существенным является преимущественно короткодействующий характер примесного потенциала в InGaAs: сплавное рассеяние электронов на атомах In как примесях замещения. Для крупномасштабного примесного потенциала, как показано в [2, 3], интерференционный  $e$ - $e$  вклад в баллистическом режиме экспоненциально подавлен из-за преобладания процессов рассеяния на малые углы. Такой случай реализуется в высокоподвижных гетероструктурах на основе GaAs с большой величиной спейсера и подвижностями  $\sim 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с [4].

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» (Г.р. № АААА-А18-118020190098-5), при поддержке РФФИ: проект 20-42-660004 p\_a.

[1] Zala G., Narozhny B.N., and Aleiner I.L. *Phys. Rev. B* **64** 214204 (2001).

[2] Gornyi I.V. and Mirlin A.D. *Phys. Rev. Lett.* **90** 076801 (2003).

[3] Gornyi I.V. and Mirlin A. D. *Phys. Rev. B* **69** 045313 (2004).

[4] L. Li et al. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 076802 (2003).

## Электрические домены и туннелирование электронов в сверхрешетках

Алтухов И.В.<sup>1</sup>, Каган М.С.<sup>1</sup>, Папроцкий С.К.<sup>1</sup>, Хвальковский Н.А.<sup>1</sup>, Кон И.А.<sup>1</sup>, Усикова А.А.<sup>2</sup>, Ильинская Н.Д.<sup>2</sup>, Баранов А.Н.<sup>3</sup>, Teissier R.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая, 11-7

<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, С. Петербург, Политехническая 26

<sup>3</sup>IES, Université Montpellier 2, CNRS, Montpellier, France

Изучался туннельный электронный транспорт в сверхрешетках (СР) InAs/AlSb с электрическими доменами. Указанные СР, выращенные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии, были расположены между сильно легированными верхним контактным слоем  $n^+$  - InAs и сильно легированной ( $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) подложкой. СР были легированы мелкими донорами в концентрации  $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Изучались СР (60 периодов) с одинаковыми барьерами (3,5 нм AlSb), но с разной шириной квантовых ям: 4.5, 5 и 6 нм. К образцам прикладывались треугольные импульсы напряжения с временем нарастания 0.5–10 мксек. Из зависимостей напряжения и тока от времени восстанавливались вольтамперные характеристики (ВАХ) при прямой и обратной развертке напряжения.

Исследовались квазипериодические максимумы, наблюдавшиеся на ВАХ СР InAs/AlSb при напряжениях в области образования доменов. Предложено объяснение, связывающее эти максимумы с туннельными переходами между квантовыми ямами в треугольном домене, сопровождающимися испусканием оптических фононов, и учитывающее влияние вышележащих уровней размерного квантования.

Работа выполнена в рамках госзадания при частичной поддержке РФФИ (гранты 16-29-09626, 16-29-03135) и программы РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».

## Анизотропия рассеяния в квантовой яме HgTe (013)

Худайбердиев Д.А.<sup>1</sup>, Савченко М.Л.<sup>2</sup>, Козлов Д.А.<sup>1,2</sup>, Квон З.Д.<sup>1,2</sup>,  
Михайлов Н.Н.<sup>2</sup>, Дворецкий С.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>2</sup>ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Работа посвящена экспериментальному изучению анизотропии транспортных свойств в квантовых ямах HgTe (013) толщиной 22 нм в направлениях [100] и [03-1] при разных положениях уровня Ферми. Обнаружено, что как в валентной зоне, так и в зоне проводимости наблюдается анизотропия сопротивления, растущая с увеличением концентрации носителей заряда. В электронной части спектра отсутствует значимая анизотропия закона дисперсии, поэтому зависимость сопротивления от кристаллографического направления в зоне проводимости может быть связана с анизотропией рассеяния. Действительно, приложение затворного напряжения приводит к смещению центра волновой функции носителей к границам квантовой ямы и усилению рассеяния на шероховатостях, которые сильнее развиты в менее симметричном направлении [03-1]. Данное предположение согласуется с резким усилением анизотропии при открытии второй подзоны размерного квантования. В работе обсуждается количественная модель, описывающая полученные результаты.

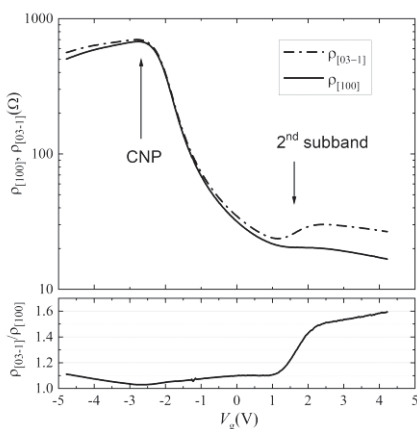


Рис.1. Анизотропия затворной зависимости удельного сопротивления

## Wide-band-gap nanorods with heterostructures

**Kowalski B.J.**<sup>1</sup>, Reszka A.<sup>1</sup>, Pieniżek A.<sup>1</sup>, Teisseyre, H.<sup>1</sup>, Jarosz, D.,<sup>1</sup> Korona K.P.<sup>2</sup>, Kret S.<sup>1</sup>, Bozek R.<sup>2</sup>, Tiagulskyi, S.<sup>3</sup>, Tchutchulashvili G.<sup>1</sup>, Sobanska M.<sup>1</sup>, Witkowski, B.S.<sup>1</sup>, Zytikiewicz Z.R.<sup>1</sup>, Godlewski, M.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Aleja Lotnikow 32/46, PL-02668 Warsaw, Poland

<sup>2</sup>Institute of Experimental Physics, University of Warsaw, ul. Pasteura 5, PL-02093 Warsaw, Poland

<sup>3</sup>*Institute of Photonics and Electronics, Czech Academy of Sciences, Chaberská 1014/57, 182 51 Praha 8 – Kobylisy, Czech Republic*

One-dimensional semiconductor nanorods (NRs) and nanowires (NWs) attract considerable attention as functional components for use in nanoscale optoelectronic devices. They offer phenomena that are inaccessible in bulk semiconductors, including quantum size effects, light guiding or cavity resonances. The non-planar geometry of NWs enables also formation of axial or radial heterostructures with barriers and wells of highly lattice mismatched material combinations. Such a heterostructure working, for example as an efficient source of electromagnetic radiation, is the essential part of any optoelectronic nanodevice built into a nanorod or nanowire. Even more complex multilayer structures are commonly required in many applications, like in a semiconductor laser typically containing many epitaxial layers that form cladding, waveguide, electron blocking and active regions.

In this work we present two examples of the growth and investigation of nano/microrods with heterostructures made of wide-band-gap semiconductors: GaN/(Al,Ga)N and ZnO/(Zn,Mg)O.

We have studied the nano-scale correlation of morphological, structural, electrical and optical properties of GaN/(Al,Ga)N nanowire LEDs as observed by a combination of scanning electron microscopy, spatially and spectrally resolved cathodoluminescence (CL), electron beam induced current (EBIC) technique, direct electric measurements of individual NWs, atomic force and Kelvin probe force microscopies. GaN/(Al,Ga)N LED nanowire structures with three GaN quantum

wells in the p-n junction and (Al,Ga)N barriers were grown on silicon (111) substrates without a catalyst by plasma-assisted molecular-beam epitaxy. Two kinds of the NW morphology, appearing in the same growth process, were observed and correlated with the polarity of the top part of the NWs. The EBIC signal as well as the CL spectral features recorded for individual NW proved that a p-n junctions were deactivated and quantum-well luminescence suppressed in N-terminated NWs. This observation was also confirmed by direct I-V measurements of individual nanowires with both polarities of the top faces. Physical mechanisms responsible for that are discussed.

As the second example, we describe a successful attempt to grow ZnO nanorods with axial ZnO/(Zn,Mg)O heterostructures by a two-step growth method: the ZnO nanorods are prepared by a hydrothermal method, the axial heterostructures are grown on the top faces of the nanorods by an MBE process. The hydrothermal method does not require high vacuum, high temperature, high pressure or harmful chemicals and gives fast growth of high-quality ZnO nano/microrods on various substrates and with morphology controlled by growth conditions. ZnO microrods grown on c-plane GaN substrates as hexagonal prisms with the (111) axis perpendicular to the substrate surface are used as templates for epitaxial overgrowth of the (Zn,Mg)O/ZnO/(Zn,Mg)O quantum heterostructure by a plasma-assisted molecular beam epitaxy. The MBE technique was applied as a particularly suitable method for preparation of quantum heterostructures with layers of well controlled thickness and composition. The proper design of the growth procedure have enabled us to avoid the growth of the heterostructure on side walls and the substrate. Electron microscopy and cathodoluminescence spectromicroscopy are used to confirm successful growth of heterostructures on the nanorods and to reveal their optical features [1].

This work was partly supported by the Polish National Science Centre (NCN) Grants No. 2016/21/B/ST5/03378 and 2014/13/B/ST7/01773.

[1] A. Pieniążek, et al., *Nanoscale*, **11**, 2275 (2019).

L–11

## Терагерцовая циклотронная фотопроводимость в сильно разбалансированной двумерной электронно-дырочной системе

Квон З.Д.<sup>1</sup>, М.Л.Савченко<sup>1,2</sup>, С.Кандуссио<sup>3</sup>, Н.Н.Михайлов<sup>1</sup>,  
С.А.Дворецкий<sup>1</sup>, С.Д. Ганичев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр.Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новоси-  
бирск, ул.Пирогова, 2

<sup>3</sup>Terahertz Center, University of Regensburg, D-93040 Regensburg,  
Germany

Одной из особенностей двумерной электронно-дырочной системы, реализованной в квантовых ямах на основе HgTe, является возможность получать на ее основе состояния с различным соотношением между концентрациями электронов ( $n_s$ ) и дырок ( $p_s$ ). В частности, в ямах толщиной 20 нм и ориентацией (100) удалось наблюдать транспортный отклик электронов, когда их концентрация была меньше дырочной на два порядка [1]. Указанное свойство данной системы позволяет исследовать двумерный электрон в довольно своеобразной ситуации, когда он движется не среди себе подобных квазичастиц, а погружен в дырочную жидкость, которая экранирует примесный флуктуационный потенциал, в результате чего движение электронов при их концентрации около  $10^9$  см<sup>-2</sup> остается свободным в отличие от однокомпонентных систем, в которых даже в самых чистых AlGaAs/GaAs системах при таких концентрациях происходит переход к перколяционному режиму. В данной работе впервые исследован терагерцовый отклик вышеописанной системы в режиме циклотронного резонанса электронов. Экспериментальные образцы были изготовлены на основе HgTe квантовых ям толщиной 20 нм и ориентацией (100). Измерялся магнитотранспорт и терагерцовая фотопроводимость описанных структур на длинах волн 118, 184 и 432 мкм. Наряду с этим на длине волны 184 мкм было измерено пропускание при концентрации электронов  $n_s \approx 8 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup>. Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом.



1. На всех трех длинах волн наблюдается резонансное поведение ФП с пиками в магнитных полях  $B_c = 0.5, 1$  и  $1.7$  Т для 432, 184 и 118 мкм, соответственно, причем положение пика резонансной ФП на длине волны 184 мкм совпадает с положением провала в зависимости пропускания образца от магнитного поля. Этот факт однозначно говорит о том, что наблюдаемая ФП обусловлена циклотронным резонансом электронов. Циклотронная эффективная масса электронов, найденная по положению пиков ФП, равна  $m_c = (0.019 \pm 0.002)m_0$ , а форма резонанса ФП хорошо описывается лоренцевской зависимостью, причем его полуширина определяется рассеянием электронов на примесном потенциале, экранированном тяжелыми дырками.

2. Концентрация электронов столь мала, что ЦР для всех длин волн соответствует переходу с частично заполненного основного уровня Ландау (когда фактор его заполнения меняется в диапазоне  $1 \leq \nu \leq 0.08$ ) на первый.

3 Для  $\lambda = 432$  мкм амплитуда ФП вначале растет при уменьшении электронной концентрации однако затем начинается ее уменьшение до первоначальных значений (таким образом, что амплитуда ФП примерно одинакова для  $n_s/p_s \approx 0.1$  и  $0.001$ ). Это означает, что формирование ФП нельзя объяснить простым механизмом, поскольку коэффициент поглощения излучения должен быть пропорционален концентрации электронов. Необходимо значительное усиление эффективного электрического поля падающего терагерцового излучения, действующего на электрон. Поиск механизма такого усиления ставит интересную задачу перед физикой взаимодействия электромагнитного излучения с низкоразмерными электронными системами.

[1] E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, E.G. Novik, I.O. Parm, S.A. Dvoretzky, *Solid State Communications*, **152**, 265 (2012).

L–12

**Магнето-межподзональные осцилляции в структурах с сильным спин-орбитальным взаимодействием**

**Миньков Г.М.**<sup>1,2</sup>, **Алешкин В.Я.**<sup>3</sup>, **Шерстобитов А.А.**<sup>1,2</sup>,  
**Рут О.Э.**<sup>2</sup>, **Михайлов Н.Н.**<sup>4,5</sup>, **Дворецкий С.А.**<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup> *Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской 18, Екатеринбург, 620990*

<sup>2</sup> *Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, ул. Мира 19, Екатеринбург 620002*

<sup>3</sup> *Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.*

<sup>4</sup> *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090*

<sup>5</sup> *Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, Новосибирск, 630090*

Экспериментально исследованы магнето-межподзональные осцилляции (MISO) в одиночных квантовых ямах бесщелевого полупроводника HgTe. Показано, что в отличие от MISO в двойных квантовых ямах на основе широкозонных полупроводников, GaAs, InGaAs и теоретических предсказаний, магнитные поля, при которых наблюдаются пучности высокочастотных осцилляций, совпадают с минимумами, а не с максимумами  $\rho_{xx}$  MISO. Предполагается, что эта особенность связана с подавлением резонанса вероятности переходов между уровнями Ландау двух ветвей спектра, расщепленных сильным спин-орбитальным взаимодействием.

## Квантовый изолятор в двумерной системе e-h гибридных состояний

Моисеев К.Д., Березовец В.А., Голеницкий К.Ю., Аверкиев Н.С.

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

В разьединенном гетеропереходе II типа в результате перекрытия зон на гетерогранице контактирующих полупроводников и перетекания носителей заряда через интерфейс образуется двумерный полуметаллический канал для электронов и дырок, локализованных в самосогласованных квантовых ямах по разные стороны интерфейса [1]. Общий уровень химпотенциала гетероструктуры расположен в области энергетического перекрытия зон на интерфейсе и его положение задается степенью легирования контактирующих полупроводников и определяется объемным уровнем Ферми.

За счет гибридизации состояний электронных и дырочных подзон вблизи гетерограницы формируется общий энергетический спектр интерфейсных «состояний» [2]. Ранее нами был теоретически рассчитан и экспериментально подтвержден спектр гибридных электронно-дырочных состояний в 2D-полуметаллическом канале на одиночной разьединенной гетерогранице II типа с учетом их спинового расщепления и взаимных пересечений [3, 4]. В предлагаемой модели учитывалось, что квантовые ямы имеют треугольную форму, и принималось во внимание квантование тяжёлых дырок в магнитном поле.

В квантовых магнитных полях при условии одновременного заполнения первых уровней Ландау для 2D-электронов и пограничных дырочных состояний наблюдался переход из режима проводимости 2D-металла в диэлектрическое состояние (квантовый изолятор) в условиях антипересечения дисперсионных кривых в диаграмме Ландау для данных состояний. При переходе в диэлектрическое состояние проводимость возможна только через «краевые электронно-дырочные состояния» на гетерогранице. Из измерений квантового магнитотранспорта видно, что в сильных магнитных полях ( $B > 18$  Т) выход 2D-полуметаллической системы из диэлектрического состояния

приводит к доминированию подсистемы с носителями заряда одного типа проводимости и с сильной гибридизацией по спине. Выход последнего уровня Ландау для «электронной» подзоны из-под уровня Ферми может привести к прыжковой проводимости через локализованные состояния, которые вызваны модуляцией поверхностного потенциала вблизи интерфейса.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН № 5 «Фотонные технологии в зондировании неоднородных сред и биообъектов».

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

[2] N.A. Averkiev et al., *Solid State Phys.*, **46**, 2083 (2004).

[3] V.A. Berezovets et al., *Low Temp. Phys.*, **33**, 137 (2007).

[4] K.D. Moiseev et al., *Low Temp. Phys.*, **45**, 153 (2019).

## L-14

## Аномальный фазовый сдвиг осцилляций Шубникова де Гааза в квантовой яме HgTe с инвертированным энергетическим спектром

Гудина С.В., Неверов В.Н., Туруткин К.В., Шелушнина Н.Г., Якунин М.В.

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

Мы представляем исследование осцилляций Шубникова - де Гааза (SdH) в квантовой яме HgTe шириной 20.3 нм, выращенной на подложке (013) GaAs, симметрично легированной In с обеих сторон квантовой ямы. В изученной квантовой яме энергетический спектр инвертирован, и проводимость осуществляется электронами пространственно-квантованной подзоны H1 с чрезвычайно малой эффективной массой  $m_c/m_0$  и большим значением  $g$ -фактора.

Соотношение параметров Латтинжера ( $\gamma$ ,  $\gamma_1$  и  $\kappa$ ) зоны  $\Gamma_8$  в HgTe таково [1], что спиновое расщепление подзоны H1 сравнимо с циклотронным, по крайней мере, для малых  $k_{||}$ . В [2] исследовались связанные с этим особенности спектра уровней Ландау в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ). Изучая магнитосопротивление в промежуточных магнитных полях, мы обнаружили еще одно интересное следствие этого факта, а именно аномальный фазовый сдвиг осцилляций SdH в области двукратно вырожденных пиков.

В области спин-нерасщепленных пиков  $\rho_{xx}(B < B^* \cong 1T)$  отметим важную характерную особенность: пики  $\rho_{xx}(B)$  наблюдаются при четных факторах заполнения,  $\nu = 8, 10, 12$ , а минимумы соответствуют нечетным  $\nu = 7, 9, 11$ . Это противоречит обычной ситуации спин-вырожденных осцилляций SdH, когда зависимость положения минимумов осцилляций SdH от номера пика  $1/B_N(N)$  дает целые значения при пересечении с осью  $ox$ . Для нашей системы получаются полужелые значения в точке пересечения, что обычно связывают с фазой Берри.

В случае, когда спиновое расщепление сравнимо с циклотронным,  $g\mu_B B \cong \hbar\omega_c$ , область двукратно вырожденных пиков при  $B < B^*$  соответствует условию  $|g\mu_B B - \hbar\omega_c| < \Gamma$ , где  $\Gamma$  - ширина уровня Ландау. А двукратное вырождение пиков  $\rho_{xx}$  обусловлено близостью

энергий соседних уровней Ландау с противоположно направленными спинами  $N\downarrow$  и  $(N-1)\uparrow$ . Таким образом, мы имеем систему двукратно вырожденных уровней Ландау с «дополнительным» невырожденным уровнем  $N=0\downarrow$ .

Ситуация схожа с графеном [3], с той разницей, что пики графена являются четырехкратно вырожденными. Нулевой уровень Ландау в дираковском спектре графена наполовину заполнен электронами (2-кратное вырождение) и наполовину заполнен дырками (2-кратное вырождение). Если вы сосредотачиваетесь только на одной (например, электронной) ветви спектра, то это означает, что при  $N=0$  вырождение вдвое меньше, чем при любом другом  $N$ . Это объясняет «полуцелые» плато QHE [3]:  $\rho_{xx}^{-1} = (g_s (i + 1/2) e^2) / h$  при факторах заполнения  $\nu = g_s (i + 1/2)$  (с  $g_s = 4$  и  $i = 0, 1, 2 \dots$  для графена) и «полуцелую», отвечающую им, фазу осцилляций SdH (минимумы  $\rho_{xx}$  соответствуют плато  $\rho_{xy}$ , а максимумы  $\rho_{xx}$  соответствуют переходам между плато).

В нашей системе эти соображения применимы для  $g_s = 2$  (в области, где нет спинового расщепления,  $\nu > 7$ ) и, следовательно, минимумы  $\rho_{xx}$  должны быть нечетными  $\nu = 2(1 + 1/2)$  (с  $i \geq 3$ ), а максимумы – четными  $\nu = 2i$  (при  $i \geq 4$ ), что и наблюдается в эксперименте.

Подчеркнем, однако, что если поведение  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  как в области осцилляций SdH, так и в режиме QHE для графена обусловлено фундаментальными физическими причинами, то наблюдаемые нами особенности имеют «техническое» происхождение: определенное соотношение параметров ( $\gamma$ ,  $\gamma_1$  и  $\kappa$ ) в конкретной зоне ( $\Gamma_8$ ) конкретного материала (HgTe).

[1] Y. Guldner et al., *Phys. Rev. B*, 8, 3875 (1973).

[2] S.V. Gudina, V.N. Neverov et al., *Low Temp. Phys.*, 43, 605 (2017).

[3] K. S. Novoselov et al., *Nature* 438, 197 (2005).

## **Анизотропия ВАХ и особенности транспорта электронов в двумерных квантовых сверхрешетках с неассоциативным законом дисперсии**

**Орлов Л.К.<sup>1</sup>, Орлов М.Л.<sup>2</sup>**

*<sup>1</sup>ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*

*<sup>2</sup>РАНХиГС, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 46*

Интерес, проявляемый к двумерным квантовым сверхрешеткам в значительной степени связан с успехами тонкопленочных технологий и прогрессом в разработке квантовых каскадных лазеров. В качестве двумерных сверхрешеток чаще всего предлагается рассматривать поверхностные структуры с двумерными массивами квантовых точек. Интерес представляют также текстурированные плотноупакованные поликристаллические матрицы с размерами зерен в них нанометрового масштаба, образующие естественные двумерные сверхструктуры.

На сегодняшний день теоретические исследования характеристик двумерных квантовых сверхрешеток (2DQSL) представлены весьма ограниченным числом работ с ориентацией на простейший гармонический закон дисперсии электронов [1-3]. Нами анализируются особенности анизотропии и транспортные свойства латеральных квантовых СР с более сложным, в частности, многодолинным, законом дисперсии электронов в нижней минизоне СР. Анизотропия спектра двумерной квантовой сверхрешетки в сильном постоянном электрическом поле приводит к перемешиванию квантовых состояний в интеграле столкновений для различных направлений [1]. Многодолинный характер энергетического минизонного спектра наряду с Блоховскими осцилляциями электронов в минизоне обеспечивает возможность проявления на ВАХ СР дополнительных участков отрицательной проводимости, не связанных с Блоховскими осцилляциями электронов в минизоне. Однако двумерность системы может приводить и к обратному эффекту, а именно, к исчезновению падающих участков на ВАХ структуры. Это связывается с предсказываемым в 2DQSL затуханием Блоховских осцилляций, обуславливаемых перепутыванием Штарковских состояний вдоль

и поперек направления прикладываемого электрического поля [2]. Влияние этого фактора на ВАХ структуры подтверждается и расчетами, проводимыми нами методом матрицы плотности, для периодической структуры с относительно широкими ( $> k_B T$ ) разрешенными минизонами. Анализ показывает, что в области сильных полей, в ряде случаев, наблюдается снижение модуля отрицательной дифференциальной проводимости с увеличением величины прикладываемого электрического поля. Этот эффект также можно связать с возможным затуханием Блоховских осцилляций из-за перепутывания квантовых состояний в перпендикулярных в плоскости СР направлениях.

Нами для 2DQSL с более сложным, чем простой гармонический, законом дисперсии электронов изучен вид ВАХ и условия появления на ней дополнительного падающего участка, связанного с разогревом и особенностями характера распределения носителей заряда между различными долинами зоны Бриллюэна в высоких полях. Возможность наблюдения даже в одноминизонной СР в полях  $E > E_0$  ( $E_0$  – критическое поле нелинейности, связанное с Блоховскими осцилляциями) нескольких участков ВАХ с положительной и отрицательной дифференциальной проводимостью имеет принципиальное значение. Характерным для этой ситуации является появление возможности реализации в системе отрицательной высокочастотной динамической проводимости при отсутствии низкочастотных автоколебаний [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-42-520062).

[1] Ю.А. Романов., Е.В. Демидов. ФТП, **31**, 308 (1997).

[2] И.А. Дмитриев, Р.А. Сурус. ФТП, **36**, 1460 (2002).

[3] M.L. Orlov, Yu.A. Romanov, L.K. Orlov. *Microelectronics J.*, **36**, 396 (2005).

[4] L.K. Orlov, Ю.А. Романов. *Радиофизика*, **32**, 282 (1989).



## Ионизация акцепторной примеси бора в алмазе сильным электрическим полем

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

<sup>1</sup>ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая 11-7

<sup>2</sup>ТРИНИТИ, 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12

<sup>3</sup>ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

<sup>4</sup>ФИ им. П.Н.Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

Исследован вертикальный транспорт дырок в монокристаллических алмазных пленках, слабо легированных бором, в сильных электрических полях до  $\sim 5 \times 10^5$  В/см. Оценены концентрации примесей и свободных дырок. Установлено, что при комнатной температуре из-за малой концентрации свободных дырок и большой энергии связи бора в алмазе ионизация происходит за счет эффекта Френкеля-Пула – понижения кулоновского барьера примеси в электрическом поле. При пониженных температурах ионизация бора происходит за счет прямого (зинеровского) туннелирования дырок в валентную зону.

Исследовались номинально нелегированные (i-тип) эпитаксиальные алмазные плёнки толщиной 10-12 мкм, выращенные методом газофазного химического осаждения на подложках, сильно легированных бором ( $\sim 2 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>). Изменялись вольтамперные характеристики (ВАХ). К образцам прикладывали либо постоянное напряжение (в линейной области ВАХ), либо прямоугольные импульсы напряжения длительностью 1-100 мкс и частотой повторения 1 - 100 Гц. В слабых полях ВАХ линейна, что позволяет оценить концентрацию  $p$  свободных носителей в этом слое и, соответственно, концентрацию  $N_B$  нейтральных атомов акцепторной примеси бора. Используя величину подвижности дырок  $\sim 1000$  см<sup>2</sup>/В×с [1], получаем  $p \sim 10^8$  см<sup>-3</sup> и  $N_B \sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Начиная с полей  $\sim 3$  кВ/см наблюдается квадратичная зависимость тока от напряжения, которую мы связываем с линейной зависимостью коэффициента захвата дырок на притягивающие ионы бора от электрического поля [2]. При полях выше  $\sim 30$  кВ/см наблю-

дается экспоненциальный рост тока, вызванный ионизацией бора. Мы связываем ионизацию примеси в сильном поле с увеличением термоэлектронной эмиссии за счет эффекта Френкеля-Пула – понижения кулоновского потенциала примеси внешним электрическим полем. При этом зависимость  $p(E)$  ( $E$  - электрическое поле) дается формулой Френкеля [3]  $p \sim \exp(e_{FP}/kT)$ , где  $e_{FP} \sim E^{1/2}$  - френкелевская энергия понижения барьера. Верхняя кривая рис. 1 и демонстрирует эту зависимость.

При низких температурах проводимость алмаза сильно уменьшается из-за «вымораживания» глубокой примеси бора. Экспоненциальный рост тока в сильных полях при низких  $T$  вызван прямым туннелированием дырок с примесных центров в валентную зону (зинеровская ионизация). В этом случае вероятность ионизации должна экспоненциально зависеть от обратной температуры, что также подтверждается экспериментом.

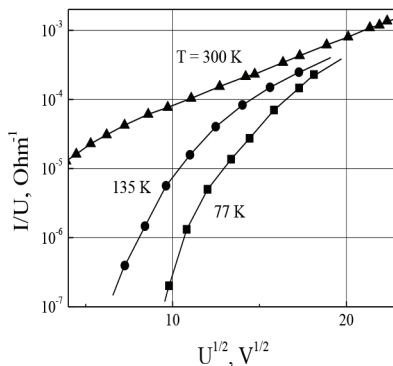


Рис. 1. – Полевые зависимости проводимости алмаза при разных температурах

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 18-02-01079).

[1] J. Barjon, N. Habka, C. Mer, et al., *Phys. Status Solidi RRL* **3**, 202, 2009.

[2] V.N. Abakumov, V.I. Perel, I.N. Yassievich, *Nonradiative Recombination in Semiconductors*, in: *Modern Problems in Condensed Matter Science*, eds. V.M. Agranovich, A.A. Maradudin, *V. 33*, North Holland, 1991.

[3] J. Frenkel, *Phys. Rev.* 1938, *V. 54*, 647.

## Мультиканальный транспорт в одиночных квантовых точечных контактах

Похабов Д.А.<sup>1,2</sup>, Погосов А.Г.<sup>1,2</sup>, Жданов Е.Ю.<sup>1,2</sup>,  
Бакаров А.К.<sup>1,2</sup>, Шкляев А.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т. ак. Лаврентьева, 13  
<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Экспериментальное изучение электронного транспорта в квантовых точечных контактах (КТК), снабжённых боковыми затворами, отделёнными от микросужения КТК с помощью литографических траншей, приводит к новым интересным результатам. Ярким примером служит возникновение спиновой поляризации в отсутствие внешнего магнитного поля при приложении напряжения между боковыми затворами. Индуцированную электрическим полем спиновую поляризацию наблюдали как в КТК на основе InAs [1], так и в подвешенных, т.е. отделённых от подложки, КТК на основе GaAs [2].

В данной работе был изучен электронный транспорт КТК на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с жертвенным слоем, позволяющих создавать подвешенные и неподвешенные образцы. Существенным отличием таких структур от структур с расщеплённым металлическим затвором является возможность прикладывать достаточно большие разности напряжений между боковыми затворами (до 20 В). Изучение электронного транспорта показало, что при определённых условиях в подвешенных КТК с боковыми затворами возникает необычный мультиканальный режим с независимым квантованием кондактан-

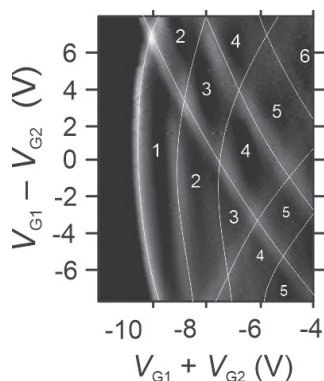


Рис. 1. – Транскондактанс подвешенного КТК как функция сум-мы и разности затвор-ных напряжений

са каналов. Показано, что кондактансом отдельных каналов можно независимо управлять с помощью двух боковых затворов. Анализ ёмкостных коэффициентов и ширины каналов позволил прийти к заключению, что, во-первых, каналы являются достаточно узкими по сравнению с литографической шириной микросужения КТК, а, во-вторых, каналы оказываются значительно разнесены пространственно. В частности, два из них формируются на краях микросужения КТК. В работе обсуждается электростатический механизм формирования дополнительных проводящих каналов [3], основанный на перераспределении заряда в результате вытравливания траншей в гетероструктуре.

Кроме этого, был экспериментально изучен мультиканальный электронный транспорт в режиме взаимодействия каналов. Построена фазовая диаграмма заполнения одномерных подзон в отдельных каналах как функция напряжений на боковых затворах. Наличие «антикроссингов» на фазовой диаграмме свидетельствует о взаимодействии каналов друг с другом и гибридизации локализованных состояний. Были сделаны оценки величины энергии взаимодействия каналов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-02-00800-А, экспериментальное исследование), РНФ (грант № 18-72-10058, изготовление экспериментальных образцов) и госзадания (грант № 2019–200019, численное моделирование).

[1] P. Debray, S. M. S. Rahman, J. Wan, et al., *Nat. Nanotechnol.* **4**, 759 (2009).

[2] D. A. Pokhobov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. A. Shevyrin, A. K. Bakarov, and A. A. Shklyayev, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 082102 (2018).

[3] D. A. Pokhobov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, and A. A. Shklyayev, *Appl. Phys. Lett.* **115**, 152101 (2019).

## MIRO в сигнале пропускания квантовой ямы на основе GaAs

Савченко М.Л.<sup>1</sup>, Шуваев А.М.<sup>2</sup>, Квон З.Д.<sup>1,3</sup>,  
Бакаров А.К.<sup>1</sup>, Быков А.А.<sup>1</sup>, Пименов А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology, A-1040, Vienna, Austria

<sup>3</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Россия

Индукцированные микроволновым излучением осцилляции сопротивления (MIRO) были обнаружены около двадцати лет назад [1], однако до сих пор отсутствует теория, полноценно их описывающая.

В представляемой работе проводилось одновременное измерение сопротивления и сигнала пропускания квантовой ямы на основе GaAs. Обнаружено, что в условиях наблюдения MIRO в транспортном отклике, в сигнале пропускания проявляются аналогичные осцилляции. Представленные результаты демонстрируют новый путь для дальнейшего экспериментального изучения эффекта.

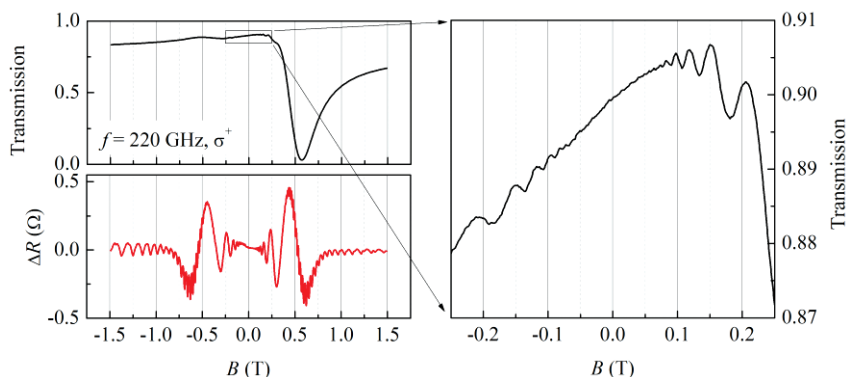


Рис. 1. – MIRO в сигнале пропускания и транспортном отклике

[1] M.A. Zudov et al., Phys. Rev. B **64**, 201311 (2001).

L–19

## Исследование распределения электронной плотности в широких квантовых ямах на теллуриде ртути

Шерстобитов А.А.<sup>1,2</sup>, Миньков Г.М.<sup>1,2</sup>, Рут О.Э.<sup>2</sup>,  
Алёшкин В.А.<sup>3</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>4,5</sup>, Дворецкий С.А.<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup>УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

<sup>3</sup>ИФМ РАН, 603087, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

<sup>4</sup>ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>5</sup>НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Проведены подробные исследования зависимостей емкости между полевым электродом и двумерным газом от магнитного поля и напряжения на затворе, а также магнетосопротивления двумерного электронного газа в широких квантовых ямах из теллурида ртути. В настоящей работе приводятся результаты полученные на образце с шириной квантовой ямы 46нм. Аналогичные результаты наблюдались на квантовых ямах шириной 20нм и 80нм.

Обнаружено, что в зависимости ёмкости от напряжения на полевом электроде в магнитных полях больше 5Т наблюдаются две серии максимумов с разной амплитудой. В этих полях плотность в максимуме уровня Ландау на столько большая, что эффектами, связанными с квантовой ёмкостью можно пренебречь, и ёмкость в максимуме совпадает с геометрической ёмкостью. Таким образом можно оценить расстояние между этими состояниями по нормали к плоскости структуры. В исследованной структуре эта величина составила порядка 7нм, для ямы 46нм. Совместное исследование квантового Холла, магнетосопротивления и зависимости ёмкости от магнитного поля позволило связать максимумы в зависимости ёмкости от напряжения на затворе с конкретными номерами уровней Ландау. Показано, что две наблюдаемые серии связаны с состояниями с разным спином.

Анализ зависимости ёмкости от магнитного поля, показал, что при уменьшении поля до нуля, никаких смещений данных состояний не происходит. Значит в нулевом магнитном поле состояния с разными спинами также находятся у одной поверхности квантовой ямы.

---

Аналогичный результат получается в самосогласованном расчёте спектра в рамках 8-ми зонной модели Кейна, что подтверждает справедливость сделанных выводов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 18-02-00050, в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Электрон», № АААА-А18-118020190098-5) и Программы повышения конкурентоспособности УрФУ (соглашение № 02. А03.21.0006).

## Отрицательное магнетосопротивление пленок $\text{SiC}_x\text{N}_y\text{:Fe}$

Степина Н.П.<sup>1</sup>, Шумилин А.В.<sup>2</sup>, Бельтюков Я.М.<sup>2</sup>, Козуб В.И.<sup>2</sup>,  
Пушкарев Р.В.<sup>4</sup>, Двуреченский А.В.<sup>1,3</sup>, Файнер Н.И.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>ФТИ им. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

<sup>3</sup>НГУ, 630090, Пирогова 30

<sup>4</sup>ИНХ СО РАН, пр. ак. Лаврентьева 3, Новосибирск, 630090

Исследованы магнито-транспортные свойства гранулированных пленок  $\text{SiC}_x\text{N}_y\text{:Fe}$ , полученных осаждением из газовой фазы. Показано, что при вариации концентрации железа можно изменять величину проводимости в широком интервале и наблюдать переход от прыжкового транспорта к диффузионной проводимости. Вариация газовой смеси позволяет формировать нанокластеры железа с различными структурными свойствами, которые являются определяющими в поведении намагниченности и магнетосопротивления (МС). МС отрицательно в перпендикулярном поле, причем узкий пик  $R(H)$  наблюдается в тех полях, в которых наблюдается и выход намагниченности на насыщение. В больших полях зависимость  $R(H)$  становится не такой резкой, но не насыщается вплоть до  $H=4\text{T}$ . В параллельном поле после аналогичного отрицательного МС в малых магнитных полях, наблюдается переход к положительному МС.

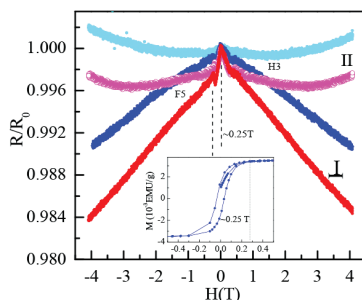


Рис.1. – МС структур в перпендикулярном и параллельном полях, выращенных с разной газовой смесью. Врезка- намагниченность образца НЗ при 5К

Для объяснения полученных данных предложена модель, в рамках которой обе части отрицательного магнетосопротивления (и пик в низких полях и отсутствие насыщения в поле 4Т) опреде-



ляются механизмом гигантского МС, т.е. связаны с выстраиванием магнитных моментов железных гранул в магнитном поле. При этом важно, что намагниченность связана с усредненным распределением магнитных моментов гранул, а МС – с распределением углов

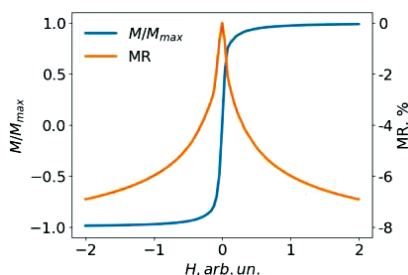


Рис.2. – Намагниченность и МС в модели ферромагнитного стекла при сопоставимых энергиях обмена и анизотропии

между намагниченностями соседних гранул. Мы показываем, что при учете обменного взаимодействия между гранулами и случайной анизотропии формы (т.н. модель ферромагнитного стекла [1]) может наблюдаться ситуация, в которой характерные магнитные поля, в которых изменяется проводимость и намагниченность, различаются (см. рис. 2).

С помощью такой модели мы можем по крайней мере качественно описать результаты эксперимента.

Работа поддержана грантом РФФИ 19-42-540001.

[1] D.S. Ilyushenkov et al., *J. of Mag. and Mag. Materials*, 323, 1588 (2011).

## Тонкая структура уровней Ландау и одномерных токовых состояний в квантовом эффекте Холла

Ткаченко О.А.<sup>1</sup>, Ткаченко В.А.<sup>1</sup>, Сушков О.П.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. М.А. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>University of New South Wales, Sydney, 2052, Australia

Понимание квантового эффекта Холла базируется на картине уровня Ландау в виде размытого по энергии пика из локализованных состояний, в котором узкая центральной полоска отвечает объемным делокализованным состояниям. Эта картина проверялась моделированием на микроуровне [1], но без учета *краевых* токовых состояний. Для малой модельной системы с разными вариантами беспорядка мы вычислили одночастичные свойства двумерного электронного газа и нашли, что квантовые плато кондактанса проникают внутрь неоднородно уширенных соседних уровней Ландау (пример на рис.1). Удобной переменной для демонстрации этого эффекта является плотность  $n$  двумерного газа. В эксперименте двухтерминальный кондактанс, который мы вычисляем, определяется по напряжению между точками на противоположных краях подводящих резервуаров [2]. Согласно работам [2,3], плато кондактанса  $G=2e^2/h$  в диапазоне  $n=(7\div 12)10^{10}$  см<sup>-2</sup> (рис.1a) соответствует квантовому плато в  $R_{xy}$ , спиновым расщеплением мы пренебрегаем. Правая и левая части рис.1b с большим числом узких ( $10^{-5}$  мэВ) пиков плотности состояний  $DoS(n)$  отвечают нулевому и первому уровням Ландау, которые уширены беспорядком и разделены значением  $n=2eB/h$ , а также провалом в  $DoS$ . Вне этого провала локализованные состояния пиннингуют уровень Ферми  $E_F$ , а внутри провала  $E_F$  скачком меняется на величину  $\hbar\omega_c$  (рис.1a). Участки постоянства  $E_F(n)$  перекрываются по  $n$  с плато кондактанса  $G$ . Заметим, что с увеличением размера образца резкое изменение  $E_F$  происходит на меньшем отрезке. Следовательно, без этого перекрытия плато  $R_{xy}$  имело бы нулевую ширину, вопреки эксперименту [4]. Вычислив локальную плотность состояний  $LDoS(x, y)$  и неравновесного тока  $J(x, y)$  для узких пиков  $DoS$  при  $n$  из отрезка  $(7\div 9)10^{10}$  см<sup>-2</sup>, мы нашли, что локализованное состояние это малый (100÷200 нм) вихрь

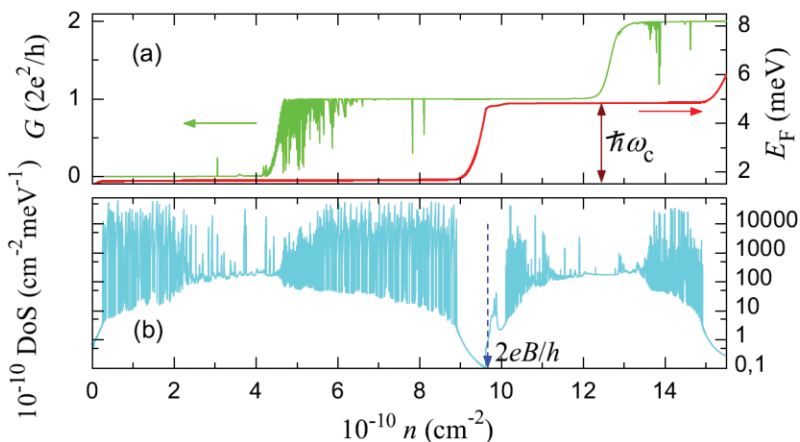


Рис. 1. – Кондуктанс, уровень Ферми (a) и плотность состояний (b) в магнитном поле  $B=2\text{T}$  ( $\hbar\omega_c=3.46 \text{ мэВ}$ ) для квадрата размером  $1 \text{ мкм}$  с плавным беспорядком (длина корреляции  $150 \text{ нм}$  и средне-квадратичное отклонение  $\delta U=1.6 \cdot 10^{-2} \text{ мэВ}$ )

большого тока. Эти состояния пиннируют  $E_F$ , не возмущая плато кондуктанса, и сосуществуют с краевым токовым состоянием. Найдено, что в области  $n \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  возле центра уровня Ландау ток течет вдоль средних изолиний потенциала и состоит из двух токов противоположных направлений, что объясняется классическим дрейфом с малой групповой скоростью.

Работа поддержана грантом РФФИ 19-72-30023.

[1] А.А. Грешнов и др. ФТП, **40**, 93 (2006).

[2] N. Pascher et al., Phys.Rev. X, **4**, 011014 (2014).

[3] D.A. Abanin and L.S. Levitov, Phys.Rev. B **78**, 035416 (2008).

[4] V. Umansky et al., Journal of Crystal Growth, **311**, 1658 (2009).

## Стимулированное ВЧ-полем одномерное квантовое рассеяние: резонансы и другие особенности

Ткаченко О.А.<sup>1</sup>, Бакшеев Д.Г.<sup>2</sup>, Ткаченко В.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. М.А. Лаврентьева, 13.

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

С помощью общего алгоритма [1,2] с высокой точностью решались многие задачи о когерентном фотонно-стимулированном прохождении частицы с начальной энергией  $E$  через отрезок по  $x$  с неоднородным потенциалом  $U(x,t)=U(x)+A(x)\cos(\omega t)$ . В этом алгоритме непрерывные  $U(x)$ ,  $A(x)$  заменяются кусочно-постоянными и решение нестационарного уравнения Шредингера строится в виде волновой функции с квазиэнергией, характеризуемой достаточным числом каналов  $E \pm n\hbar\omega$ . Ранее в теории фотонно-стимулированного прохождения в основном интересовались резонансными переходами в каналы при их попадании на квазидискретные уровни потенциала  $U(x)$  или в полосу с большой плотностью состояний [3,4]. В плавном одномерном туннельном барьере  $U(x)$  нет квазидискретных уровней и вышеуказанных резонансов, но в рамках теории фотонно-стимулированного прохождения при небольшой высоте барьера  $U_0$  ожидался гигантский рост коэффициента прохождения по сравнению со случаем  $A(x)=0$ . Именно таким, т.е. с сильным ростом по интенсивности микроволнового облучения полупроводниковой структуры (и без особенностей по затворному напряжению), получилось поведение коэффициента прохождения электрона через плавный барьер в недавних экспериментах [5,6]. Тем не менее, возможны были и более простые трактовки наблюдаемого поведения контактанса туннельного точечного контакта [7]. Ситуацию с распознаванием механизма экспериментально наблюдаемого поведения изменило предсказание необычных особенностей коэффициента прохождения. При тех же параметрах одномерного барьера мы расчетом обнаружили фотонные ступени, т.е. пики на производной коэффициента прохождения  $D'(E)$ . Они могли бы проявиться в измерениях при достаточной энергии фотона ( $2 \div 7$  мэВ), но в более

глубоком туннельном режиме, чем был экспериментально исследован. Обнаруженные расчетом пики  $D'(E)$  являются репликами единственного пика  $D'(E)$ , остающегося при  $A(x)=0$ , и появляются при энергиях кванта  $\hbar\omega$  больше ширины этого пика. Положение реплик по параметру  $U_0-E=n\hbar\omega$  ( $n=1,2,3$ ) не зависит от формы и амплитуды функции  $A(x)$ , если эта амплитуда  $A$  больше или порядка  $\hbar\omega$  [8]. В простом случае быстрого сравнения с  $1/\omega$  туннелирования (или пролета) электрона через барьер мы нашли особенности другой природы – реплики основного пика  $D'(E)$ , которые отвечают условию  $U_0-E=\pm A$ , если  $A$  больше ширины этого пика [9]. Наблюдение предсказанных особенностей при терагерцовом облучении структур стало бы несомненным свидетельством механизма когерентного фотонно-стимулированного прохождения. В свою очередь, наблюдение предсказанных особенностей при низкой частоте  $\omega$  впервые позволило бы измерить амплитуду  $A$  колебаний высоты барьера.

[1] D. D. Coon and H. C. Liu, *J. Appl. Phys.* **58**, 2230 (198).

[2] D. G. Baksheyev et al., In “*Physics, Chemistry and Application of Nanostructures*”, Minsk, Belarus. 1995, P.268.

[3] M. J. Hagmann, *J. Appl. Phys.* **78**, 25 (1995).

[4] O. A. Tkachenko et al., *Phys. Rev. B.* **53**, 4672 (1995); *Phys. Rev. B.* **54**, 13452 (1996); *J. Appl. Phys.* **81**, 1771 (1997); In “*Quantum coherence and decoherence*”, Elsevier, 1996. P.207.

[5] A. D. Levin et al., *Appl. Phys. Lett.* **107**, 072112 (2015).

[6] M. Otteneder et al., *Phys. Rev. Applied.* **10**, 0140157 (2018).

[7] O. A. Ткаченко и др., *Письма в ЖЭТФ.* **102**, 417 (2015).

[8] O. A. Ткаченко и др., *Письма в ЖЭТФ.* **108**, 422 (2018).

[9] O. A. Ткаченко и др., *Сибирский физический журнал.* **13**, 74 (2018).

## Примесная фотопроводимость квантовых ям на основе CdHgTe при различных температурах

Уаман Светикова Т.А.<sup>1</sup>, Иконников А.В.<sup>1</sup>, Румянцев В.В.<sup>2</sup>,  
Козлов Д.В.<sup>2</sup>, Варавин В.С.<sup>3</sup>, Якушев М.В.<sup>3</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>3</sup>,  
Дворецкий С.А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы

<sup>2</sup> ИФМ РАН, ГСП-105, Н.Новгород, 603950

<sup>3</sup> ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

Квантовые ямы (КЯ) на основе CdHgTe (КРТ) вызывают огромный интерес исследователей, что связано с открытием в них фазы топологического изолятора [1]. Также такие КЯ привлекательны и для практических приложений: на их основе разрабатываются межзонные лазеры для области терагерцового (ТГц) диапазона длин волн, недоступной квантово-каскадным лазерам на материалах АЗВ5 [2].

Другой возможностью освоения ТГц диапазона является использование примесных переходов [3, 4]. Однако в КЯ КРТ даже энергетические спектры примесей до сих пор изучены слабо. Были исследованы спектры примесной фотопроводимости (ФП) при  $T = 4,2$  К [5], а также обнаружена примесно-дефектная фотолюминесценция в КЯ на основе CdHgTe [6]. Также были рассчитаны энергии ионизации вакансии ртути — основного акцептора в структурах на основе КРТ [5, 7].

В настоящей работе были выполнены исследования спектров ФП в гетероструктурах HgCdTe/CdHgTe с квантовыми ямами при различных температурах (4,2–100 К). В спектрах были обнаружены полосы примесной фотопроводимости, положение которых с ростом температуры не менялось (рис. 1). Наиболее ярко примесные линии проявлялись при подсветке образцов синим светом (рис 1а), которая приводила к нарушению термодинамического равновесия и генерации неравновесных электронов и дырок.

Обнаруженные в спектрах ФП примесные особенности, как и ранее [5, 6], связываются нами с ионизацией вакансий ртути — двухзарядного акцептора. Низкочастотный пик ( $89 \text{ см}^{-1}$ ) связан с

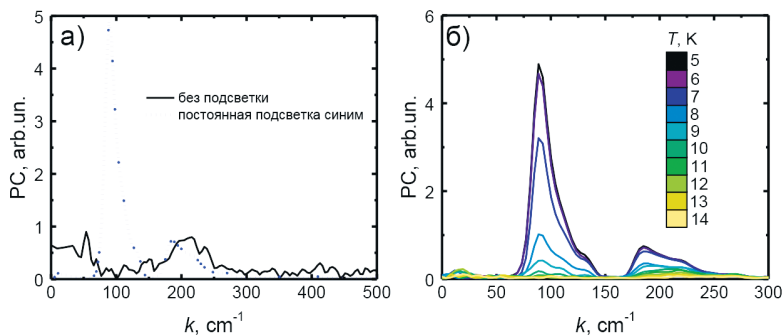


Рис.1. – Спектры примесной фотопроводимости квантовой ямы  $\text{Hg}_{0,84}\text{Cd}_{0,16}\text{Te}/\text{Cd}_{0,56}\text{Hg}_{0,44}\text{Te}$  толщиной 30 нм: а) при  $T = 5\text{K}$  без и с подсветкой; б) при постоянной подсветке синим при различных температурах

ионизацией нейтрального акцептора, высокочастотный ( $186\text{ cm}^{-1}$ ) – с повторной ионизацией однократно ионизированного акцептора. Увеличение температуры приводит к уменьшению интенсивностей обоих пиков из-за температурного гашения, однако вторая особенность «спадает» медленнее. Это связано с температурной ионизацией нейтральной вакансии ртути и ее превращением в однократно ионизованную.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 20-02-00259-а), и Минобрнауки (грант МК-1430.2020.2).

- [1] M. König et. al // *Science* 318, 766 (2007).
- [2] V. Romyantsev et. al // *Phys. Status Solidi (b)* 256, 1800546 (2019).
- [3] А. В. Андрианов и др. // *Письма в ЖЭТФ* 91, 102 (2010).
- [4] S. G. Pavlov et. al // *Phys. Status Solidi (b)* 235, 126 (2003).
- [5] Д.В. Козлов и др. // *ФТП* 50, 1690 (2016).
- [6] Д.В. Козлов и др. // *ФТП* 154, 1226 (2018).
- [7] Д.В. Козлов и др. // *ФТП* 53, 1224 (2019).

## Новые моды плазмонов в частично экранированных 2D электронных системах

Волков В.А., Заболотных А.А.

*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва*

Плазмоны в 2D электронной системе имеют бесщелевой закон дисперсии корневого типа. Им можно управлять с помощью напряжения на управляющем металлическом электроде (затворе). Если затвор полностью покрывает бесконечную 2D систему электронов, то спектр плазмонов смягчается (из-за экранировки межэлектронного взаимодействия электронами затвора) и становится линейным (звуковым). Это известно много лет. В реальной системе конечных размеров проявляется нелокальный характер межэлектронного кулоновского взаимодействия и для расчета спектра плазмонов приходится решать интегральные, а не дифференциальные уравнения. Для этой цели используются, как правило, численные методы, которые имеют ограниченную применимость.

Работа посвящена аналитическому исследованию свойств качественно новых ветвей спектра 2D плазмонов («near-gate plasmons»), недавно (2019 г.) предсказанных и обнаруженных в частично экранированной 2D электронной системе. Более конкретно, речь идет о системе с затвором конечных размеров в отсутствие управляющего напряжения на нем. Оказалось, что процесс измерения может повлиять на результат: сам факт наличия даже малого затвора, который часто используется в экспериментах для возбуждения обычных 2D плазмонов, может привести к возбуждению именно вышеуказанных мод, обусловленных этим малым затвором.

Для случая затвора в форме металлической полосы такая задача решена в работе [1], в которой аналитически описаны моды, локализованные под затвором («подзатворные» плазмоны) или рядом с затвором («призатворные» плазмоны). Фактически эти моды удерживаются вблизи или под затвором силами, создаваемыми зарядами изображения. Интересно, что основная из этих мод («призатворная») была припущена во всех предыдущих (численных) расчетах. Вскоре указанные моды были обнаружены на опыте [2]. Совсем не-



давно (конец 2019 г.) плазмоны этого типа были экспериментально исследованы в 2D системе с затвором в форме металлического диска или кольца, размер которых мал по сравнению с размерами области, занимаемой 2D электронами [3].

Цель настоящей работы – разработать подход и построить аналитическую теорию плазменных колебаний в частично экранированных 2D электронных системах с металлическими затворами различной формы и топологии. Теоретические результаты (спектр частот и характер распределения плотности заряда) сравниваются с имеющимся экспериментом.

Работа поддержана грантом РФФИ № 17-02-01226.

[1] A.A. Zabolotnykh and V.A. Volkov, *Phys. Rev. B* **99**, 165304 (2019).

[2] V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **99**, 241406(R) (2019).

[3] V.M. Muravev, A.M. Zarezin, P.A. Gusikhin, A.V. Shupletsov, and I. V. Kukushkin. *Phys. Rev. B* **100**, 205405 (2019).

## Спиновые расщепления в квантовой яме nInSb/InAlSb в наклонных магнитных полях

Якунин М.В.<sup>1</sup>, Подгорных С.М.<sup>1</sup>, Lehner Christian<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18  
<sup>2</sup>ETH, Zurich, Switzerland

Среди традиционных полупроводников InSb имеет самую узкую щель и, соответственно, минимальную эффективную массу электронов  $m^*$  и максимальную величину  $g$ -фактора. Поэтому структуры на основе InSb имеют перспективы применения в спинтронике. Двумерные структуры со слоями InSb можно получить в сочетании с твердым раствором  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ . В настоящей работе представлены результаты исследований квантового эффекта Холла (КЭХ) в квантовой яме InSb толщиной 21 нм, расположенной между барьерами  $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{Sb}$ . Структура односторонне легирована  $\delta$ -слоем Si доноров. Выращена молекулярно-лучевой эпитаксией на подложке GaAs после системы буферных слоев (рис. 1). Имеет концентрацию электронов  $n = 2.8 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и подвижность  $21 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

При температуре 1.8 К в полях до 9 Т получены четкие картины КЭХ и его эволюции с углом  $\theta$  поворота поля относительно нормали, в которой хорошо видны проявления совпадений спиновых подуровней Ландау – рис. 2. Совпадения должны располагаться при углах  $\theta_p$ , определяемых соотношением [1]:

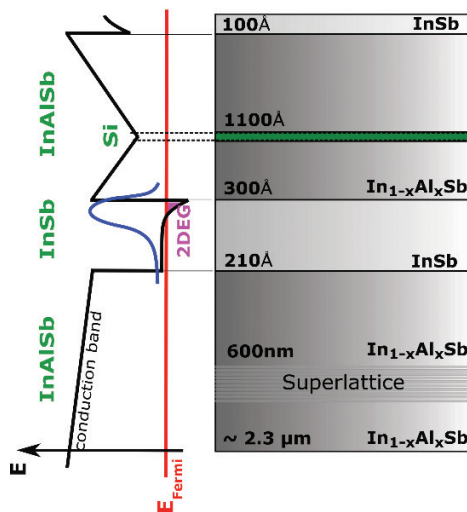


Рис.1. – Структура образца

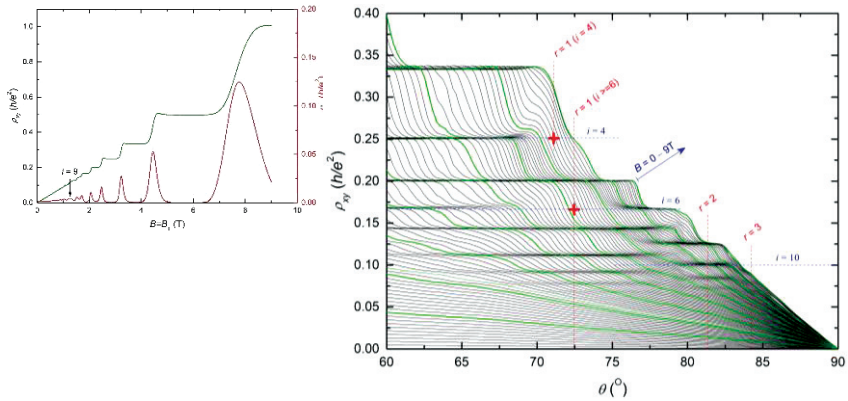


Рис.2. – КЭХ в перпендикулярном поле и как функция угла поворота поля в серии фиксированных величин поля

$$g^* m^* / m_0 = 2r \cos \theta_r, r = 1, 2, 3... \quad (1)$$

Экспериментально величины  $\theta_r$  определялись как середина интервала размытия соответствующего плато КЭХ. В относительно слабых полях, для площадок КЭХ с  $i \geq 6$ , найдено  $\theta_1 = 72.5^\circ$  и  $g^* m^* / m_0 = 0.60$ . Однако для плато  $i = 4$  этот угол сдвинут к меньшим величинам:  $\theta_1 = 71.1^\circ$ , соответственно,  $g^* m^* / m_0 = 0.65$ . Вероятно, в больших полях эффективный  $g$ -фактор  $g^*$  увеличивается за счет обменных эффектов. В работе [2] для плато  $i = 2$  на аналогичных структурах найдено  $\theta_1 = 65^\circ$ , в продолжение указанной тенденции.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5 при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00172).

[1] M.V. Yakunin et al., *Phys. Rev. B*, **85**,245321 (2012).

[2] J.C. Chokomakoua et. al. *Phys. Rev. B*, **69**,235315 (2004).

L-26

## Пиннинг волны зарядовой плотности на подвижных примесях в квазиодномерных проводниках

Зайцев-Зотов С.В., Минакова В.Е., Никитина А.М.

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

Волны зарядовой плотности (ВЗП) в квазиодномерных проводниках — один из многочисленных примеров упорядоченных в пространстве электронных сверхструктур, взаимодействие которых с несовершенствами решетки (различными дефектами, примесями и т.д.) приводит к пиннингу. В результате пиннинга скольжение ВЗП возникает лишь после достижения порогового значения электрического поля  $E_T$ . Рост концентрации центров пиннинга  $n$  увеличивает  $E_T$  и уменьшает температуру пайерлсовского перехода  $T_p$  [1].

Пиннинг ВЗП на одиночных неупорядоченных примесях и дефектах хорошо изучен [2-4]. В теории такой пиннинг (назовем его локальным) делится на коллективный (слабый) и индивидуальный (сильный). В случае слабого пиннинга вызванный наличием примесей или дефектов сдвиг температуры пайерлсовского перехода  $\Delta T_p \propto n$  и  $E_T \propto n^2$ , а в случае сильного пиннинга  $\Delta T_p \propto \sqrt{n}$  и  $E_T \propto n$  [5], т.е. для обоих случаев справедлив закон  $T_p \propto \sqrt{E_T}$ .

В недавней работе [6] было экспериментально показано, что в кристаллах пайерлсовского проводника ромбического  $\text{TaS}_3$ , подвергшихся быстрому охлаждению (закалке) во время синтеза, может наблюдаться новый, ранее неизвестный тип пиннинга. Такой пиннинг описывается законами  $\Delta T_p \propto n$  и  $E_T \propto n$ , отличными от законов для локального пиннинга ВЗП, осуществляемого одиночными неупорядоченными центрами пиннинга. Он является нестабильным и может быть существенно ослаблен с помощью многократных термоциклирований образца до температур  $T < T_p$ , что связано с выходом примесей из кристалла. Этот процесс имеет диффузионную природу. Диффузия происходит вследствие сильного взаимодействия с ВЗП, то есть является вынужденной. Процесс вынужденной диффузии наиболее интенсивен в те моменты, когда меняется состояние ВЗП — при термоциклировании в области пайерлсовского

перехода, где ВЗП формируется, и особенно в области низких  $T$ , где из-за изменения волнового вектора [7] и условий экранировки [8] сильно меняются конфигурация ВЗП и ее упругие свойства. Большой эффективности диффузии способствует низкая высота энергетического барьера диффузии, обусловленная цепочечной структурой квазиодномерных проводников, и тенденция к упорядочению примесей вследствие медленного спада фриделевских осцилляций в квазиодномерных системах.

Обнаруженные эффекты могут быть присущи широкому классу соединений, имеющих кристаллическую структуру, в которой слои или цепочки соединены взаимодействием ван дер Ваальса.

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

[2] H. Mutka, S. Bouffard, G. Mihály, L. Mihály, *J. Physique - Lett.*, **45**, L1-13 (1984).

[3] Pei-Ling Hsieh, F. De Czitto, A. Janossy, J. W. Savage, *J. Physique* **44**, C3-1753 (1983).

[4] J. C. Gill, *Physical Review* **B**, **53**, 15586 (1996).

[5] H. A. Lee, T. M. Rice, P. W. Anderson, *Solid State Comm.*, **14**, 703 (1974).

[6] В. Е. Минакова, А. М. Никитина, С.В. Зайцев-Зотов, *Письма в ЖЭТФ*, **110**, 1, 62 (2019).

[7] K. Inagaki, M. Tsubota, K. Higashiyama, K. Ichimura, S. Tanda, K. Yamamoto, N. Hanasaki, N. Ikeda, Y. Nogami, T. Ito, H. Toyokawa, *J. Phys. Sos. Jpn*, **77**, 093708 (2008).

[8] С.Н. Артеменко, В. Я. Покровский, С. В. Зайцев-Зотов, *ЖЭТФ*, **110**, (1996) 1069.

## Anomalous Nematic States in Half-filled Landau Levels

Zudov M.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota 55455, USA

The ground state of a two-dimensional electron gas (2DEG) at half-integer filling factors  $\nu = i/2$ ,  $i = 1, 3, 5, \dots$ , can depend sensitively on the Landau level (LL) index  $N$ . At  $N = 0$  ( $\nu = 1/2, 3/2$ ) it is a compressible composite fermion metal [1], whereas at  $N = 1$  ( $\nu = 5/2, 7/2$ ) it is an incompressible fractional quantum Hall insulator formed by paired composite fermions [2]. At  $N \geq 2$  ( $\nu = i/2$ ,  $i = 9, 11, \dots$ ), the competition between long-range repulsive and short-range attractive components of Coulomb interaction leads to compressible charge-ordered phases [3–5]. These phases can be viewed as unidirectional charge-density waves consisting of stripes with alternating integer  $\nu$  (e.g.,  $\nu = 4$  and  $\nu = 5$ ) and are commonly referred to as quantum Hall stripes (QHSs).

The generic QHS features are a maxima (minima) in a longitudinal resistance  $R_{xx}$  ( $R_{yy}$ ), which develop at temperatures  $T < 0.1$  K, and a non-quantized Hall resistance  $R_H$  [13, 14]. Here, we report on anomalous nematic states which are distinguished from QHS by *minima* (*maxima*) in  $R_{xx}$  ( $R_{yy}$ ) and plateau-like features in  $R_H$  in half-filled  $N \geq 3$  Landau levels (see Fig.1). The global maxima (minima) in the  $R_{xx}$  ( $R_{yy}$ ) occur away from half-filling, where the resistance anisotropy ratio attains its maximal value. Concurrent with the unexpected extrema in  $R_{xx}$  and  $R_{yy}$  at  $\nu = i/2$ , the

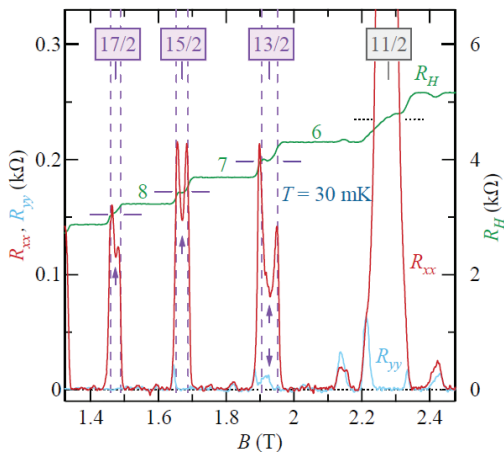


Fig.1. –  $R_{xx}$ ,  $R_{yy}$ , and  $R_H$  versus  $B$

Hall resistance develops plateau-like features, marked by solid horizontal lines drawn at  $2R_k/i$ , where  $R_k \equiv h/e^2$  is the von Klitzing constant. The appearance of these plateau-like features is rather puzzling. We note, however, that signatures of even-denominator quantum Hall states were recently observed in the  $N = 3$  LL of graphene [6]. It was also established that in AlAs quantum wells, Hall quantization at  $\nu = 3/2$  can occur in anisotropic setting and be accompanied by a maximum in easy resistance [7]. Finally, fractional quantum Hall nematic states have been reported at  $\nu = 7/3$  [8] and  $\nu = 5/2$  [9] in tilted magnetic fields. At the same time, our measurements of the temperature dependence clearly show that these observed anomalous nematic states emerge at temperatures which are considerably *lower* than the onset temperature of QHSs. Taken together, our findings strongly suggest the formation of a new ground state which wins over conventional quantum Hall stripe phase.

This work is in collaboration with Fu X., Shi Q., (Minnesota), 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. A portion of this work was performed at the NHMFL, which is supported by NSF Cooperative Agreement Nos. DMR-1157490, DMR-1644779 and the State of Florida.

- [1] J. K. Jain, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 199 (1989).
- [2] R. Willett et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1776 (1987).
- [3] A. A. Koulikov et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 499 (1996)
- [4] M. P. Lilly et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 394 (1999)
- [5] R. R. Du et al., *Solid State Commun.* **109**, 389 (1999).
- [6] Y. Kim et al., *Nat. Phys.* **15**, 154 (2019).
- [7] M. S. Hossain et al., *Phys. Rev. Lett.* **121**, 256601 (2018).
- [8] J. Xia et al., *Nat. Phys.* **7**, 845 (2011).
- [9] Y. Liu et al., *Phys. Rev. B* **88**, 035307 (2013).

## Антипересечение атомных ступеней на поверхности кристалла

Казанцев Д.М.<sup>1,2</sup>, Coureau С.<sup>3</sup>, Drouet М.<sup>3</sup>, Альперович В.Л.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>НГУ, 630090, Новосибирск, Пирогова 2

<sup>3</sup>Prime Institute, Department of Physics and Mechanics of Materials, University of Poitiers/CNRS/ENSMA, France

Атомные ступени на поверхности определяют механизмы роста и сублимации кристаллов, жидкостного и газового травления, а также другие технологически важные процессы. Близкие к идеальным вицинальные кристаллические поверхности состоят из регулярных атомно-гладких террас, разделенных ступенями монокристаллической высоты, с шириной террас, определяемой углом разориентации от сингулярной грани. Другой тип атомных ступеней вызван дислокациями, которые могут быть унаследованы от подложки или введены вследствие пластической релаксации механических напряжений. Свойства каждого из этих типов ступеней по отдельности хорошо изучены, однако лишь недавно монокристаллические вицинальные и дислокационные ступени удалось наблюдать совместно на гладких ступенчато-террасированных поверхностях Au(111) [1] и GaAs(001) [2]. В [1,2] установлено, что взаимодействие между вицинальными и дислокационными ступенями радикально меняет топологию ступенчато-террасированной поверхности. В частности, на пересечении исходных монокристаллической вицинальной и дислокационной ступеней формируется трехуровневая конфигурация рельефа с двумя новыми «комбинированными» непересекающимися атомными ступенями, ограничивающими противоположные области с самой высокой и самой низкой террасами. В этом состоит эффект антипересечения атомных ступеней, который является общим явлением, наблюдающимся на поверхностях различных кристаллов, от металлов до полупроводников [3]. Конфигурация с касающимися углами комбинированных ступеней неустойчива по отношению к формированию «перешейка» нанометровых размеров, который разделяет области с самым высоким и самым низким уровнями и соединяет



противолежащие области с одинаковым промежуточным уровнем [2].

В данной работе экспериментально, методом сверхвысоковакуумной сканирующей туннельной микроскопии, и теоретически, с помощью моделирования Монте-Карло, изучена кинетика антипересечения вицинальных и дислокационно-индуцированных атомных ступеней на поверхности золота Au(111). Показано, что ширина перешейка увеличивается со временем по степенному закону с показателем степени  $\beta=0.45\pm 0.01$ , что значительно отличается от корневой зависимости ( $\beta=0.5$ ), характерной для одночастичной диффузии. Определены вклады двух микроскопических механизмов образования перешейка: (1) диффузия адатомов через перешеек от самой верхней до самой нижней террасы и (2) диффузия адатомов вдоль комбинированных ступеней. Установлено, что первый механизм доминирует, причём доля второго механизма уменьшается с ~30% до 25% при увеличении ширины перешейка от 1 до 10 нм.

[1] C. Coupeau, O. Camara, M. Drouet, J. Durinck, J. Bonneville, J. Colin, J. Grilhé, *Phys. Rev. B* 93 (2016) 041405.

[2] I.O. Akhundov, D.M. Kazantsev, V.L. Alperovich, N.S. Rudaya, E.E. Rodyakina, A.V. Latyshev, *Scr. Mater.* 114 (2016) 125–128.

[3] C. Coupeau, D.M. Kazantsev, M. Drouet, V.L. Alperovich, *Acta Mater.* 175 (2019) 206.

## Сдвиговые токи, вызванные энергетической релаксацией

Будкин Г.В., Тарасенко С.А.

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

Представлены результаты по теоретическому исследованию эффекта генерации постоянного электрического тока, возникающего в результате релаксации энергии электронного газа в двумерных структурах. Показано, что нарушения теплового равновесия между электронной и фононной подсистемами в полупроводниковой структуре с достаточно низкой симметрией может приводить к возникновению электрического тока. Микроскопически ток возникает из-за смещения блоховских электронов в реальном пространстве при испускании или поглощении фононов, которые стремятся восстановить тепловое равновесие в системе. Детальная микроскопическая модель разработана для релаксации энергии за счет деформационных механизмов электрон-фононного взаимодействия в узкозонных квантовых ямах на основе полупроводников со структурой цинковой обманки. При расчете тока для сдвига электронов в процессе квантовых переходов учтены как вклад, связанный с градиентом фазы, так и вклад, обусловленный изменением векторного потенциала Берри. Получены зависимости сдвиговых токов от уровня Ферми для квантовых ям HgTe различной толщины, выращенных вдоль низкосимметричных кристаллографических направлений [1].

[1] G.V. Budkin and S.A. Tarasenko, arXiv:1908.07252.

## Многоподзонный магнетотранспорт в селективно-легированных n-GaAs квантовых ямах с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs

Бакаров А.К.<sup>1,2</sup>, Быков А.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

В настоящей работе изучался линейный магнетотранспорт в симметрично легированных GaAs квантовые ямах шириной от 22 до 56 нм [1-3]. В качестве боковых барьеров к квантовым ямам использовались короткопериодные сверхрешетки AlAs/GaAs. Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs с ориентацией (100). Образцы для магнетотранспортных измерений представляли собой мостики Холла длиной  $L = 450$  мкм и шириной  $W = 50$  мкм.

Исследования проводились при температуре  $T = 4.2$  К в наклонных магнитных полях  $B < 4$  Тл. Угол  $\alpha$  между вектором внешнего магнитного поля и нормалью к планарной поверхности изучаемых структур варьировался от 0 до 90 градусов. В перпендикулярном магнитном поле ( $\alpha = 0$ ) во всех исследуемых ямах наблюдались магнето-межподзонные осцилляции сопротивления, период которых определялся соотношением:  $E_i - E_j = \hbar\omega_c$ , где  $E_i$  – энергетическое положение дна  $i$  – подзоны,  $E_j$  – энергетическое положение дна  $j$  – подзоны,  $\omega_c$  – циклотронная частота, а  $k$  – целое положительное число.

Показано, что в наклонных магнитных полях максимумы магнето-межподзонных осцилляций смещаются в более сильные поля  $B\cos(\alpha)$ . Смещение магнето-межподзонных максимумов объясняется увеличением энергетических щелей  $E_i - E_j$  с ростом параллельной компоненты внешнего наклонного магнитного поля. В квантовых ямах 46 и 36 нм при углах наклона  $\alpha > 72$  и  $\alpha > 85$  градусов, соответственно, обнаружены биения магнето-межподзонных осцилляций.

Обсуждаются причины такого неожиданного поведения магнито-межподзонных осцилляций в наклонных магнитных полях.

На основе высокоподвижной двухподзонной электронной системы в селективно-легированной GaAs квантовой яме шириной 26 нм изготовлены латеральные сверхрешетки с одномерной периодической модуляцией потенциала. Латеральные сверхрешетки представляли собой набор металлических полосок длиной 60 мкм и шириной 150 нм. Период сверхрешеток составлял 300 нм. Они изготавливались при помощи электронно-лучевой литографии и метода «взрыва» двухслойной металлической пленки Au/Ti.

Показано, что в такой электронной системе соизмеримые осцилляции сопротивления сосуществуют с магнито-межподзонными осцилляциями. Обнаружено, что в двухподзонной электронной системе одномерный периодический потенциал приводит не только к соизмеримым осцилляциям, но и к модуляции амплитуды магнито-межподзонных осцилляций. Полученные экспериментальные результаты объясняются формированием зон Ландау в квазидвумерной электронной системе с одномерной периодической модуляцией потенциала.

Работа поддержана грантами РФФИ № 18-02-00603а и № 20-02-00309а.

[1] William Mayer, Jesse Kanter, Javad Shabani, Sergey Vitkalov, A. K. Bakarov, and A. A. Bykov, *Phys. Rev. B* **93**, 115309 (2016).

[2] A. A. Bykov, I. S. Strygin, A. V. Goran, I. V. Marchishin, D. V. Nomokonov, A. K. Bakarov, S. Abedi, and S. A. Vitkalov, *JETP Lett.* **109**, 400 (2019).

[3] A. A. Bykov, I. S. Strygin, A. V. Goran, D. V. Nomokonov, I. V. Marchishin, A. K. Bakarov, E. E. Rodyakina, and A. V. Latyshev, *JETP Lett.* **110**, 354 (2019).

## Влияние спейсера на корреляционные ограничения электронной подвижности при рассеянии на примесных ионах

Михеев В.М.

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

Рассмотрены концентрационные зависимости подвижности невырожденных 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов в гетероструктурах на примере  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ . Электронная подвижность вычислена в приближении времени релаксации [1]. Корреляции в расположении примесных ионов описываются структурным фактором, вычисленным в модели жестких сфер [2]. В случае невырожденных электронов с ростом корреляций роль максимума в структурном факторе становится определяющей, что приводит к уменьшению электронной подвижности с ростом корреляций. [3]. В случае достаточно широкого спейсера влияние максимумов структурного фактора исключается. В этом случае с ростом корреляций электронная подвижность монотонно возрастает. В предлагаемой работе исследуется влияние ширины спейсерного слоя на эффект корреляционных ограничений величины электронной подвижности.

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

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

[3] V. M. Mikheev, *Low temperature physics*, **45**, 123 (2019).

## Emergent chirality

Polyakov D.G.

*Institut für Nanotechnologie, Karlsruhe Institute of Technology  
76021 Karlsruhe, Germany*

I will discuss transport of interacting electrons through a Y junction (“three-way junction”) of quantum wires beyond the linear-response regime. Specifically, I will focus on the phenomenon of “emergent chirality,” a distilled example of which is the emergence of a current in one of the wires (“side wire”) attached *symmetrically* to two other wires biased *symmetrically*. The interaction-induced current does not depend on the sign of the voltage and is exactly zero in the linear response. This is an essentially nonequilibrium phenomenon which breaks time-reversal and/or parity symmetry that exists at the level of the Hamiltonian of the system. The concept of emergent chirality is precise in that the nonequilibrium symmetry breaking—which describes an effective Hall and/or “photogalvanic” response—is inherently linked to the chirality of the current, i.e., its “unidirectionality” when the polarity of all voltages is changed to the opposite.

This work was done in collaboration with D. Aristov, I. Gornyi, and P. Wölfle.

## Дираковские фермионы в квантовой яме CdHgTe

Савченко М.Л.<sup>1,2</sup>, Козлов Д.А.<sup>1,2</sup>, **Рыжков М.С.<sup>1,2</sup>**, Будкин Г.В.<sup>3</sup>,  
Квон З.Д.<sup>1,2</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>1</sup>, Дворецкий С.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*

<sup>2</sup>*Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

<sup>3</sup>*ФТИ им А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

Система однодолинных двумерных дираковских фермионов реализуется в HgTe квантовых ямах критической толщины (~6.5 нм). Изучению этой системы посвящено большое количество работ. Существует экспериментальное наблюдение, что качество HgTe квантовых ям монотонно падает при уменьшении толщины менее 20 нм, что, по-видимому, связано с увеличением роли флуктуаций толщины ямы. С другой стороны, теория предсказывает, что критическая толщина растёт при замене небольшой доли атомов Hg в квантовой яме на Cd. Можно предположить, что ямы CdHgTe критической толщины будут обладать более высоким качеством, чем HgTe ямы. Данная работа посвящена проверке этой гипотезы. Была исследована яма вида  $\text{Cd}_{0.06}\text{Hg}_{0.94}\text{Te}$  толщиной 11.5 нм, что, как оказалось, соответствует сверхкритической яме при данной доле атомов Cd, но с щелью, сравнимой с беспорядком в системе. Проведены исследования транспортного отклика в локальной и нелокальной геометриях. Обнаружен впечатляющий результат в виде роста подвижности в 2-2.5 раза по сравнению с традиционными HgTe квантовыми ямами критической толщины.

Анализ температурной зависимости величины сопротивления в точке Дирака показал, что яма имеет запрещённую зону величиной менее 10 мэВ. Наличие щели означает, что толщина ямы отличается от критической для данной доли атомов Cd, причем отличие может быть как в меньшую, так и в большую сторону. В обоих случаях в яме должны наблюдаться массивные дираковские фермионы, однако лишь в случае превышения критической толщины в яме также должна наблюдаться и инверсия спектра. В этом случае в ней должно

наблюдается формирование топологически защищенных краевых каналов. Системы такого типа называются двумерными топологическими изоляторами. С целью проверки, какой случай был реализован, были проведены исследования нелокального транспортного отклика. Обнаружено, что имеется большое нелокальное сопротивление, и, следовательно, описание системы классической моделью Друде невозможно. Поэтому отклик возникает исключительно в связи с существованием краевых каналов. Таким образом, квантовая яма толщиной 11.5 нм с долей Cd 6 % оказалась высококачественным двумерным топологическим изолятором околоритической толщины, с подвижностью в 2-2.5 раза выше традиционных структур, и поэтому перспективным для дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 18-72-00189.

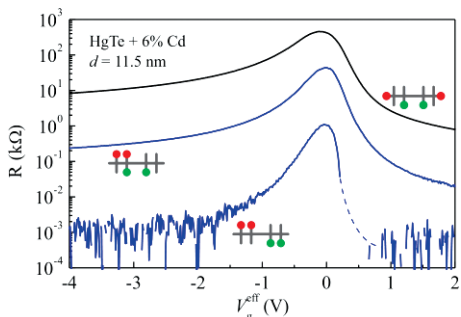


Рис.1. – Сравнение нелокального и локального сопротивления в квантовой яме  $Cd_{0.06}Hg_{0.94}Te$  толщиной 11.5 нм, обладающей небольшой щелью и инвертированным спектром



## Резонансные суперстолкновения и перенос тепла в графене

Тихонов К.С.<sup>1,2</sup>, Горный И.В.<sup>1,2,3</sup>, Качоровский В.Ю.<sup>3,1,2</sup>, Мирлин А.Д.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт технологии г. Карлсруэ, 76021 Карлсруэ, Германия*

<sup>2</sup>*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау, 119334, Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия kachor.valentin@gmail.com*

Графен – очень хороший проводник и перспективный материал, обладающий необычными свойствами. В настоящее время научились изготавливать уникально чистые образцы графена, которые содержат всего несколько примесей. Эти примеси можно непосредственно обнаружить, так как из-за них происходит локальное нагревание материала. Недавно были опубликованы результаты сверхточных экспериментальных измерений [1], где удалось измерить локальный нагрев, обусловленный оставшимися примесями. В настоящей работе мы теоретически описали этот эффект. Было изучено влияние сильных (резонансных) примесей на распределение температуры в связанной электрон-фононной системе в неупорядоченном графене. Представлен подробный анализ электрон-фононного теплообмена с помощью таких примесей за счет так называемых резонансных «суперстолкновений», т.е. комбинированных столкновений, в которых одновременно задействованы примеси и фононы. Оказывается, что именно в процессе таких комбинированных столкновений электрон отдает очень большую энергию кристаллической решетке, из-за чего и происходит разогрев образца. Именно потому, что такое столкновение чрезвычайно эффективно в смысле отдачи энергии, оно и называется суперстолкновением». Мы нашли пространственные профили температуры фононов и электронов вокруг рассеивателя при возбуждении электрическим полем. Наши результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, представленными в [1]. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 17-02-00217 А) и Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

[1] *Halbental D., Ben Shalom M., Uri A., Bagani K., Meltzer A.Y., Marcus I., Myasoedov Y., Birkbeck J., Levitov L.S., Geim A.K., Zeldov E. «Imaging resonant dissipation from individual atomic defects in graphene» Science, 358, 1303-1306 (2017).*

**T**

Структура и свойства полупроводников  
с примесями переходных элементов

---

Structure and properties of semiconductors  
with transition metal impurities

Т-1

## Магнитная восприимчивость кристаллов, легированных ян-теллеровскими центрами

Аверкиев Н.С., Барышников К.А., Гуткин А.А.

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

Легирование магнитными примесями приводит к дополнительному вкладу в статическую магнитную восприимчивость кристаллов. Измерение температурной зависимости магнитного момента образца дает возможность идентифицировать примесный центр и определить его параметры. Наличие магнитного или спинового момента означает электронное вырождение состояния, а это в свою очередь, может приводить как к кристаллическому расщеплению, так и к эффекту Яна-Теллера (ЭЯТ). Оба эти обстоятельства могут подавлять взаимодействие орбитального или спинового момента с внешним магнитным полем, так что для идентификации дефекта необходимо знать, как изменяются магнитные свойства примесей за счет различных внутренних взаимодействий. В обзоре [1] приведены данные о влиянии парамагнитного центра Mn в арсениде галлия на температурную зависимость статической магнитной восприимчивости. Сравнение экспериментальных данных с расчетами в рамках модели, принимающей во внимание специальную магнитную структуру дефекта, показало, что при относительно высоких температурах существует отличие теории и эксперимента. Это свидетельствует, что для количественного объяснения зависимости восприимчивости от температуры необходимо принять во внимание дополнительные особенности строения дефектов, уровни которых многократно вырождены. В данном докладе будет рассмотрено влияние ЭЯТ на величину и температурную зависимость магнитной восприимчивости в рамках  $t^*E$  задачи. Будут продемонстрированы основные свойства магнитной восприимчивости ян-теллеровских дефектов на примере аналитического и численного решения модельной задачи, в которой двукратно вырожденные состояния, расщепленные ЭЯТ, смешиваются магнитным полем. Будет показано, что именно такая постановка задачи актуальна для GaAs:Mn и

что для этой примеси кристаллическое расщепление отсутствует, тогда как, принимая во внимание относительно слабый динамический ЭЯТ, можно описать экспериментальные данные, указанные в [1]. ЭЯТ обусловлен взаимодействием локальных колебаний ионов решетки со связанными на примеси носителями заряда. В результате этого взаимодействия симметричное расположение ионов нарушается, возникает несколько эквивалентных пространственных конфигураций низкой симметрии [2]. Магнитная восприимчивость дефекта обусловлена носителями заряда, локализованными на нем, и вычисляется с помощью их волновых функций. Однако, поскольку в соответствующие матричные элементы входят интегралы перекрытий между колебательными состояниями из разных конфигураций, то механический и магнитный момент носителей заряда в этом случае подавлены (эффект Хема [3]). Величина этого подавления зависит от соотношения между энергией ян-теллеровской стабилизации и энергией колебаний. Это соотношение рассчитано для всех четырех состояний Mn в GaAs, расщепленных обменным взаимодействием дырки, локализованной на центре, и электронов, заполняющих 3d оболочку марганца. Наблюдаемое аномальное уменьшение восприимчивости с увеличением температуры в образцах GaAs:Mn позволило оценить величину этого соотношения для всех состояний марганца.

[1] Н.С. Аверкиев, А.А. Гуткин, ФТТ 60, 12, 2275–2305 (2018).

[2] I. Bersuker, *The Jahn-Teller effect* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2006).

[3] F.S. Ham, *Phys. Rev.* 138, 6A, 1727–1740 (1965).

## Магнитные свойства сплавов $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$

Скипетров Е.П.<sup>1</sup>, Богданов Е.В.<sup>1</sup>, Ковалев Б.Б.<sup>1</sup>, Скипетрова Л.А.<sup>1</sup>,  
Кнотько А.В.<sup>1</sup>, Емельянов А.В.<sup>2</sup>, Талденков А.Н.<sup>2</sup>, Слынько В.Е.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

<sup>3</sup>Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН Украины, 58001, Черновцы, ул. И. Вильде, 5

Магнитные свойства сплавов на основе PbTe с примесями 3d переходных металлов зависят от концентраций ионов примеси в состояниях 2+ и 3+ и положения уровня Ферми относительно уровней примесей [1,2]. Уровень Sc находится в зоне проводимости, гораздо выше уровня Ферми. Поэтому с ростом концентрации донорной примеси Sc вплоть до заполнения зонных состояний под уровнем ионы Sc в узлах подрешетки металла должны находиться только в электрически активном, но немагнитном состоянии 3+. Для проверки этого предположения исследованы магнитные свойства  $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$  ( $x=0.06-0.17$ ,  $y \leq 0.03$ ).

Монокристалл  $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$  ( $x=0.08$ ,  $y=0.02$ ), синтезированный методом Бриджмена, был разрезан на 26 шайб, номера которых соответствуют далее номерам образцов.

Содержание олова экспоненциально растет от начала к концу слитка (от образца 26 к образцу 2), а концентрация скандия – от конца к началу слитка. Во всех образцах на температурных

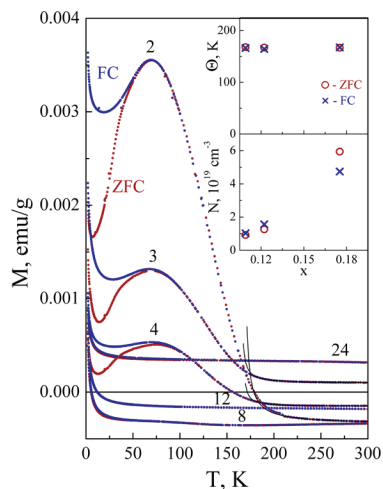


Рис.1. – Температурные зависимости намагниченности в поле 0.1 Тл

зависимостях намагниченности, как и в сплавах  $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{V}_y\text{Te}$  [2], обнаружен независящий от температуры вклад, связанный в основном с диамагнетизмом кристаллической решётки, и парамагнитный рост намагниченности при  $T < 30$  К (рис.1). Кроме того, в образцах  $p$ -типа (в образцах 4–2), при охлаждении как в магнитном поле (FC), так и без поля (ZFC), появляется и быстро нарастает с ростом концентрации олова (т.е. при уменьшении концентрации скандия) ферромагнитный вклад в намагниченность с максимумом примерно при 80 К (см. рис.1).

Низкотемпературный и высокотемпературный участки нарастания намагниченности аппроксимировались модифицированной функцией Бриллюэна со спином  $S = 1/2$  и  $g$ -фактором равным 2 (линии на рис. 1). При низких температурах концентрация парамагнитных центров составляет  $N = (2.0-3.5) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и не зависит от концентрации скандия. В области высоких температур концентрация магнитных центров увеличивается с ростом содержания олова от  $1 \times 10^{19}$  до  $(5-6) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , а температура Кюри почти не меняется ( $\Theta \approx 167$  К) (см. рис.1).

Природа парамагнетизма и механизм ферромагнитного упорядочения в сплавах пока не ясны. Парамагнитными центрами могут быть ионы скандия в состоянии  $2+$ , но их концентрация не меняется с ростом содержания скандия в несколько раз. Высокотемпературный ферромагнетизм может быть связан с РККИ взаимодействием магнитных ионов через дырки тяжелой валентной зоны [3], но температура Кюри в десятки раз больше, чем в сплавах, легированных марганцем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19–02–00774).

[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] T. Story et al., *Phys. Rev. B*, **45**, 1660 (1992).

## Примесная магнитная восприимчивость полупроводников

Богословский Н.А., Петров П.В. Аверкиев Н.С.

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

Магнитная восприимчивость определяется величиной и количеством магнитных моментов, видом взаимодействия между моментами. Таким образом, исследование восприимчивости дает информацию о магнитной структуре материала. В работе рассматривается примесная магнитная восприимчивость полупроводников. В таких системах наблюдается прямое обменное взаимодействие между примесными атомами, которое в настоящей работе описывается в модели Изинга  $J(r) = \pm(r/a_B)^n \exp(-2r/a_B)$ . Расчет магнитной восприимчивости в зависимости от температуры производился численно, при помощи алгоритма Метрополиса. Проанализирована зависимость восприимчивости для ферро- и антиферромагнитного типов взаимодействия. Показано, что неупорядоченное расположение магнитных моментов при низких температурах приводит к образованию фазы спинового стекла, при этом закон Кюри для примесной магнитной восприимчивости перестает работать. Для ферромагнитного взаимодействия на температурной зависимости магнитной восприимчивости появляется максимум, соответствующий оптимальной энергии межпримесного обменного взаимодействия. Также в работе рассмотрена магнитная восприимчивость компенсированных полупроводников. В таких системах наличие заряженных примесей приводит к появлению корреляций в расположении магнитных моментов.

## Использование разбавленных магнитных полупроводников в качестве элементов спиновых светоизлучающих диодов

**Ведь М.В.<sup>1</sup>**, Дорохин М.В.<sup>1</sup>, Лесников В.П.<sup>1</sup>, Здоровейщев А.В.<sup>1</sup>,  
Данилов Ю.А.<sup>1</sup>, Кудрин А.В.<sup>1</sup>, Дёмина П.Б.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НИФТИ ННГУ, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, к. 3

Разбавленными магнитными полупроводниками (РМП) называют немагнитные полупроводниковые материалы, легированные магнитными примесями (3d переходными металлами), и поэтому объединяющие магнитные и полупроводниковые свойства [1]. Они считаются перспективными как элементы приборов спинтроники, поскольку характеризуются высокой степенью спиновой поляризации носителей заряда и относительно простой технологией встраивания в полупроводниковые структуры [2]. Основными целями данной работы являлось внедрение слоёв РМП (Ga,Mn)As и (In,Fe)Sb в качестве функциональных элементов спинового светоизлучающего диода (ССИД), их возможная модификация, а также исследование свойств.

Ранее, в нашей работе [3] была показана возможность создания ССИД со слоями (Ga,Mn)As, в которых наблюдалась циркулярно-поляризованная люминесценция при низких температурах. В данной работе исследовано влияние импульсного лазерного отжига на свойства ССИД со слоем (Ga,Mn)As в качестве инжектора, аналогичного слоям в [3]. Исследуемая структура, представляющая собой светоизлучающий диод на основе GaAs с квантовой ямой (КЯ) InGaAs, была выращена комбинированным методом, совмещающим МОС-гидридную эпитаксию (МОСГЭ) и импульсное лазерное осаждение (ИЛО) в одном реакторе. Максимальная рабочая температура такой структуры, непосредственно связанная с температурой Кюри для (Ga,Mn)As, не превышала 40К. Далее структура была подвергнута импульсному лазерному отжигу при комнатной температуре с использованием эксимерного лазера LPX-200 (длина волны – 248 нм, длительность импульса – 30нс, плотность энергии – 260 мДж/см<sup>2</sup>). Рабочая температура структуры, подвергнутой ла-



зерному отжигу, выросла до 110К, что мы связываем с увеличением температуры Кюри (Ga,Mn)As.

Для дальнейшего увеличения рабочей температуры ССИД было предложено использовать слой РМП (In,Fe)Sb, так как ранее в [4] было показано, что подобные слои, выращенные на GaAs, обладают ферромагнитными свойствами при температурах вплоть до комнатной. Исследуемая структура, как и в предыдущем случае, представляла собой светоизлучающий диод на основе GaAs с квантовой ямой InGaAs. Полупроводниковая часть структуры была сформирована методом МОСГЭ, слой разбавленного магнитного полупроводника (In,Fe)Sb был осаждён методом ИЛО в вакууме. Также, для уменьшения негативного влияния (In,Fe)Sb на полупроводниковую гетероструктуру, между слоем разбавленного магнитного полупроводника и поверхностью светоизлучающей структуры был введён туннельно-тонкий (1 нм) защитный слой MgO. Рабочая температура сформированных структур с инжектором (In,Fe)Sb составила 200К, что мы связываем с температурным гашением электролюминесценции, но не с достижением температуры Кюри слоя разбавленного магнитного полупроводника. Для достижения комнатной рабочей температуры необходима оптимизация интерфейса (In,Fe)Sb/GaAs.

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за выращивание GaAs структур. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18–79–10088).

[1] M. Holub, P. Bhattacharya, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **40**, R179 (2007).

[2] I. Zutic, et. al., *Rev. Mod. Phys.*, **76**, 323 (2004).

[3] E. Malysheva, et. al., *Phys. Solid State*, **58**, 2271 (2016).

[4] Kudrin A., et. al., *J. Appl. Phys.*, **122**, 183901 (2017).

## Ферромагнетизм электронной системы гибридизированных состояний атомов железа в слаболегированном полупроводнике

Говоркова Т.Е., Окулов В.И., Окулова К.А.

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

В докладе представлены экспериментальные результаты по изучению температурных и магнитопольевых зависимостей намагниченности электронной системы примесей железа низкой концентрации в кристаллах HgSe. Под слаболегированными понимаются такие полупроводники, которые содержат настолько низкую концентрацию примесных атомов ( $< 1 \text{ at.}\%$ ), что влияние межпримесного взаимодействия не может быть существенным для реализации спонтанной спиновой поляризации системы донорных электронов. Возможность появления спонтанной спиновой поляризации совокупности однопримесных электронных состояний была обоснована в работе [1] тем, что в изучаемых системах данные состояния возникают в результате гибридизации  $3d$ -состояний электронов примесных атомов в полосе проводимости кристалла, обеспечивающей их единство, эквивалентное упорядочению. Ранее проявления спонтанной спиновой намагниченности тех же объектов наблюдались в аномалиях эффекта Холла [2], в температурных зависимостях примесной намагниченности [3] и модулей упругости [4]. Начало прямых исследований намагниченности было положено изучением низкотемпературного ферромагнетизма в кристалле HgSe:Fe в работе [5]. Изучались полевые зависимости примесного вклада в намагниченность  $M(H)$  при  $T = 5 \text{ K}$  и выделена кривая намагничивания  $M_0(H)$ , обусловленная спонтанным магнетизмом, которая имела вид, характерный для ферромагнетиков. При анализе полученных зависимостей в рамках разработанного теоретического описания были определены параметры, характеризующие спиновый магнетизм примесной системы (намагниченность насыщения  $MS = 2 \cdot 10^{-2} \text{ emu/g}$ , магнитный момент  $\mu_s = 2.3\mu_B$ , поле насыщения  $H_s \sim 40 \text{ kOe}$ ).

В настоящей работе изучались температурные  $M(T)$  и магнитопольевые  $M(H)$  зависимости примесной намагниченности с це-

лью прямого экспериментального обнаружения магнитного упорядочения при температурах вблизи комнатной. Исследования проводились на монокристалле HgSe с концентрацией примесей  $n_{Fe} = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (0.035 at. %), для которого ранее изученные эффекты гибридизации и спиновой поляризации электронов проявляются наиболее полно [2–4].

Измерения намагниченности выполнены А.Ф. Губкиным в ЦКП ИФМ УрО РАН на СКВИД-магнитометре MPMS-5-XL в магнитном поле  $H = 500$  Oe в интервале температур 80–370 К. Анализ результатов исследований показал наличие всех характерных признаков ферромагнетизма для низкоконцентрированных систем донорных электронов. В температурной зависимости намагниченности насыщения  $MS(T)$  обнаружено слабое уменьшение ее в интервале температур 80–300 К и спадание на порядок в интервале 300–350 К до обращения в ноль. Такая зависимость характерна для ферромагнетиков и определяет температуру Кюри исследуемой примесной системы  $T_C \sim 350$  К.

Таким образом, впервые в слаболегированном полупроводнике HgSe:Fe с низким содержанием железа 0.035 at. % обнаружен примесный ферромагнетизм с температурой Кюри  $T_C = 350$  К, природа которого связана с прямым обменным взаимодействием электронов в гибридизированных состояниях и получены все экспериментальные подтверждения этого явления.

Работа выполнена в рамках госзадания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5 и проекту № 18–10–2–6 Программы УрО РАН.

[1] V.I. Okulov, E.A. Pamyatnykh, V.P. Silin. *LTP*, 37, 798 (2011).

[2] A.T. Lonchakov, V.I. Okulov et al., *JETP Letters*, 96, 405 (2012).

[3] T.E. Govorkova, V.I. Okulov et al., *LTP*, 41, 154 (2015).

[4] V.I. Okulov, T.E. Govorkova et al., *LTP*, 39, 384 (2013).

[5] T.E. Govorkova, V.I. Okulov, K.A. Okulova. *LTP*, 45, 234 (2019).

Т–6

**Контроль кристаллических параметров  
подложек GaAs, буферных слоев CdTe/ZnTe/GaAs и  
структур Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te/CdTe/ZnTe/GaAs(Si)  
методом генерации второй гармоники**

Дворецкий С.А.<sup>1,2</sup>, Ступак М.Ф.<sup>3,4</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>1,4</sup>, Якушев М.В.<sup>1</sup>,  
Икусов Д.Г.<sup>1</sup>, Макаров С.Н.<sup>3</sup>, Елесин А.Г.<sup>3</sup>, Верхогляд А.Г.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Акад. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

<sup>3</sup>КТИ НП СО РАН, Новосибирск, 630058, Русская, 41

<sup>4</sup>НГУ, Новосибирск, 630090, Пирогова, 2

тел: +7(383)3304967, эл. почта: [dvor@isp.nsc.ru](mailto:dvor@isp.nsc.ru)

Метод генерации второй гармоники (ВГ) является одним из наиболее эффективных, экспрессных методов неразрушающего оптического контроля структурных свойств приповерхностных слоев кристаллов класса  $\bar{4}3m$ . Метод ВГ имеет высокую чувствительность к изменениям кристаллических параметров на границе раздела различных сред и к фазово-структурным свойствам поверхностных слоев. Показана возможность получения экспрессной количественной информации о реальной ориентации исследуемых структур с погрешностью не более градуса, об относительной плотности дефектов в однотипных структурах и качественной информации о кристаллическом совершенстве подложечного материала и исследуемых слоев.

Проведены исследования подложек GaAs, буферных слоев CdTe/ZnTe/GaAs и структур Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te/ZnTe/GaAs(Si), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке "Обь-М". Толщины буферных слоев  $d_{\text{ZnTe}} \approx 30$  нм и  $d_{\text{CdTe}} \approx 5,5$  мкм. Слои КРТ были варизонными на гетерограницах с плавно изменяющимся составом  $X_{\text{CdTe}}$  от 0,45 до рабочего 0,22: толщина  $d_{\text{варн}} \approx 1,5$  мкм, толщина рабочего состава  $d_{\text{КРТ}} \approx 6$  мкм и от рабочего слоя к поверхности  $d_{\text{варв}} \approx 0,5$  мкм.

Проведен сравнительный анализ результатов численного моделирования с большим числом экспериментальных данных, полученных при регистрации азимутальных угловых зависимостей сигнала

отраженной второй гармонике при нормальном падении на различные образцы подложек, буферных слоев и структур  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  зондирующего лазерного излучения, локализованного по апертуре  $\sim 200$  мкм.

По результатам исследования выявлены отклонения по углам  $\Theta$ ,  $\varphi$  от ориентации поверхности (013) 1–3 градуса у подложек и до 8 градусов у буферных слоев  $\text{CdTe}/\text{ZnTe}/\text{GaAs}$ . Такое отклонение можно связать с особенностями введения дислокаций и их высокой плотности в слоях  $\text{CdTe}/\text{ZnTe}$  вследствие большого рассогласования параметров кристаллических решеток выращенных слоев и подложек из  $\text{GaAs}$  и  $\text{Si}$ , что приводит к развороту кристаллической структуры слоя  $\text{CdTe}$  по отношению к кристаллической структуре подложки.

Наблюдаемое хорошее соответствие интенсивности сигнала ВГ с полушириной рентгеновской кривой качания (FWHM) для буферных слоев  $\text{CdTe}/\text{ZnTe}/\text{GaAs}$ , выращенных при различных соотношениях потоков  $\text{Cd}/\text{Te}$  говорит о том, что метод ВГ позволяет осуществлять экспрессную отбраковку структур по кристаллическому качеству.

Зарегистрирована существенно более высокая амплитуда сигнала ВГ от  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  по сравнению с буферными слоями  $\text{CdTe}/\text{ZnTe}/\text{GaAs}$  и подложкой из  $\text{GaAs}$ . Предположительно, это связано с тем, что компоненты тензора нелинейной восприимчивости  $\chi_{xyz}(\omega)$  кристаллической структуры (013) $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}/\text{ZnTe}/\text{GaAs}$  существенно превосходят по величине аналогичные компоненты тензора в  $\text{CdTe}$  и  $\text{GaAs}$ .

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18–29–20053), Программы фундаментальных исследований РАН, программы развития организации и в рамках государственного задания Минобрнауки России (проект № АААА-А17-117121270018-3).

## Влияние сильных магнитных полей на тетрагональную решеточную нестабильность в кристалле HgSe, допированном примесью кобальта

Жевстовских И.В.<sup>1,2</sup>, Сарычев М.Н.<sup>2</sup>, Суриков В.Т.<sup>3</sup>, Окулов В.И.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, 620137, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

<sup>3</sup>ИХТТ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Высокочастотные акустические исследования кристалла селенида ртути, содержащем примесь кобальта с концентрациями  $10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , проведенные нами ранее на частоте 53 МГц в нулевом магнитном поле, выявили на температурных зависимостях резкое смягчение упругого модуля  $(C_{11} - C_{12})/2$  и рост поглощения при уменьшении температуры ниже 10 К [1,2]. Обнаруженное смягчение упругого модуля  $(C_{11} - C_{12})/2$  в кубическом кристалле HgSe:Co указывало на то, что низкотемпературное электронное состояние проявляет решеточную нестабильность тетрагонального  $(x^2 - y^2)$  типа. Аномальное поведение упругих характеристик было интерпретировано как проявление гибридизации примесных d-состояний кобальта в зоне проводимости в рамках теории, учитывающей электрон-электронное взаимодействие [1,2].

В данной работе представлены результаты магнитоакустических исследований в кристалле HgSe:Co с  $n_{\text{Co}} = 3.7 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Были получены температурные (в постоянных магнитных полях) и полевые (при постоянных температурах) зависимости поглощения и скорости ультразвука в статических и импульсных магнитных полях до 15 и 56 Т, соответственно. Направление магнитного поля и распространения поперечных ультразвуковых волн (с поляризацией вдоль оси [1-10]) совпадало с кристаллографической осью [110]. Измерения были выполнены на частотах 25 и 110 МГц. В результате было обнаружено резкое уменьшение решеточной нестабильности в сильных магнитных полях. На температурных зависимостях упругого модуля  $(C_{11} - C_{12})/2$  при увеличении постоянного магнитного поля от 0 до 15 Т величина смягчения уменьшалась почти в 20 раз.

Рост поглощения на температурной зависимости при  $T < 10$  К также подавлялся при приложении внешнего магнитного поля в 15 Т. На полевых зависимостях упругого модуля был обнаружен рост как в постоянных полях до 15 Т, так и в импульсных до 40 Т, выше 40 Т наблюдалось насыщение. Величина относительного изменения упругого модуля  $\Delta C/C_0$  (где  $\Delta C = C(H) - C_0$ ,  $C_0 = C(0)$ ) при увеличении магнитного поля до 40 Т составляла  $4,4 \cdot 10^{-3}$ , что практически совпадало с величиной смягчения на температурной зависимости в нулевом магнитном поле, которая была равна  $4,0 \cdot 10^{-3}$  [1]. Это указывает на то, что аномалии упругого модуля  $(C_{11} - C_{12})/2$ , проявляющиеся на температурных и полевых зависимостях, имеют общую природу, связанную с проявлением гибридизации электронных состояний примеси кобальта. При этом величина обнаруженных в HgSe:Co магнитоакустических аномалий является довольно большой и сопоставимой с изменениями акустических характеристик, обнаруженными, например, в таких ферромагнетиках как  $Tm_2Co_{17}$  и  $Er_2Co_{17}$  [3].

[1] I.V. Zhevstovskikh, V.I. Okulov, V.V. Gudkov, M.N. Sarychev, K.A. Medvedev, M.D. Andriichuk, L.D. Paranchich. *J. Low Temp. Phys.* **185**, 571 (2016).

[2] И.В. Жевстовских, В.И. Окулов, В.В. Гудков, В.Ю. Маякин, М.Н. Сарычев, М.Д. Андрийчук, Л.Д. Паранчич. *ФТТ* **57**, № 5, 66 (2015).

[3] A.V. Andreev, A.A. Zvyagin, Y. Skourski, S. Yasin and S. Zherlitsyn, *Low Temp. Phys.* **43**, № 11, 1575 (2017).

## Jahn-Teller effect in strontium fluorite doped with chromium ions studied in ultrasonic experiment

Hosseney W.A.L.<sup>1,2</sup>, Sarychev M.N.<sup>1</sup>, Zhevstovskikh I.V.<sup>1,3</sup>,  
Shakurov G.S.<sup>4</sup>, Ulanov V.A.<sup>5</sup>, Averkiev N.S.<sup>6</sup>, Gudkov V.V.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Physics and Technology, Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

<sup>2</sup>*Department of physics, Faculty of science, Benha University, Benha 13511, Egypt*

<sup>3</sup>*M. N. Miheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia*

<sup>4</sup>*Kazan E. K. Zavoisky Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Kazan, Russia*

<sup>5</sup>*Kazan State Power Engineering University, Kazan, Russia*

<sup>6</sup>*A. F. Ioffe Physical Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*

In the framework of phenomenological approach, dispersion and attenuation of ultrasonic bulk modes in cubic crystal is described whereas contribution of the subsystem of the Jahn-Teller complexes is presented by microscopic theory for quadratic  $T \otimes (e + t_2)$  Jahn-Teller effect problem. The obtained expressions were applied for processing the experimental results derived on strontium fluorite crystal doped with chromium ions with dopant concentration  $n = 1.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Contribution of Jahn-Teller subsystem to the complex wave vector is defined as follows [1]

$$\frac{\text{Re}K_{JT} - ia_{JT}}{K_0} \approx \frac{-1}{2} \frac{C_{JT}^T}{C_0} \frac{(1 - i\omega\tau)}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (1)$$

where  $\omega$  is cyclic frequency of the wave,  $\tau$  is relaxation time,  $k_0$  and  $c_0$  are reference wave number and elastic modulus,  $c_T$  is isothermal elastic modulus

$$\frac{c_{11} - c_{12}}{2} = -\frac{1}{72} \frac{na_0^2 F_E^2}{KT}, \quad (2)$$



$$C_{44} = -\frac{4}{9} \frac{na_0^2 F_T^2}{KT}, \quad (3)$$

where  $a_0$  is the initial distance between chromium and fluorine,  $F_E$  and  $F_T$  are tetragonal and trigonal linear vibronic coupling constants.

The expressions were applied for evaluating  $|FE|=5.34 \times 10^5$  dyn and  $|FT|=5.49 \times 10^5$  dyn. Obtained in the range of 1.5 – 190 K, the temperature dependence of relaxation time revealed three mechanisms: thermal activation, tunnelling through the potential energy barrier, and two-phonon mechanism. Quadratic vibronic coupling constants, and parameters of the extrema points of adiabatic potential energy surface in 5-dimension space of symmetrized coordinates were calculated on the basis of the obtained experimental data.

Supports by Russian Foundation for Basic Research (project 18-02-0032 a), by UrFU Center of Excellence “Radiation and Nuclear Technologies” (Competitiveness Enhancement Program), and of the HLD at HZDR, a member of the European Magnetic Field Laboratory (EMFL) are acknowledged.

[1] M.D.Sturge. “The Jahn-Teller Effect in Solids.” In *Solid State Physics vol.20*, edited by F.Seitz, D.Turnbull, H.Ehrenreich. 92-211. New York, London: Academic Press, 1967.

[2] N.S. Averkiev, I.B.Bersuker, V.V. Gudkov, et al., *Manifestation of the Jahn-Teller effect in elastic moduli of cubic crystals. Application to strontium fluorite doped with chromium ions*. In *Fluorite: Structure, Chemistry and Applications*, edited by Moritz van Asten. 111-159 New York: Nova Science Publishers, 2019.

## Optically-Active Centers in Re-Implanted Silica Glass

Mohamed S. I. Koubisy<sup>1,2\*</sup>, A.F. Zatsepin<sup>1</sup>, D.Yu Biryukov<sup>1</sup>,  
A.S. Vagapov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Physics and Technology, Ural F. University, 620002 Yekaterinburg, Russia*

<sup>2</sup>*Department of Physics, Faculty of Science, Al-Azhar University, 71542, Egypt.*

\*E-mail: M.s.i.koubisy@gmail.com

**Abstract:** The features of defects formation in silicon dioxide implanted by rhenium have been studied. We observed a new type of luminescent Re-related centers having the luminescence band at 2.5 eV. The energy transfer from Si ODC to Re-related centers was found.

### 1. Introduction

Silicon dioxide is one of the widely used materials due to the diversity of the physical properties of its various states (refractive index, thickness, surface pressure, temperature and chemical toughness, and so on). The main goal of the work is to study the features of defects formation and their optical properties in silica glass (KUVI-type) after the Re-ion implantation and subsequent thermal annealing.

### 2. Samples and Methods

The metal-vapor vacuum circular segment particle source (MEVVA-type) was utilized for creation of rhenium ion-beam. Re-cathode (as a source of Re ion radiation) was made from rhenium powder of 99.9 wt purity by pulsed magnetic pressing at 425 °C. Rhenium ion beam was generated in a pulse-repetitive mode with pulse duration of 0.4 ms and pulse repetition frequency of 25 Hz. The energy of Re ion was 30 keV and the current density has been entirely constrained at 0.75 mA/cm<sup>2</sup>. By changing the treatment time, the samples of KUVI-SiO<sub>2</sub> with different doses of Re ion were obtained [1].

### 3. Results

The photoluminescence (PL) and excitation (PLE) spectra of Re-implanted SiO<sub>2</sub>, shown in Fig.1, have a non-elementary character and consist of a number of bands corresponding to different defect centers. We can distinguish silicon oxygen-deficient center (Si ODC) with PL band at

2.7 eV, which is typical for silica glass and refers to the two-coordinated silicon atom (divacancy) [2, 3, 4]. At the same time, the main contribution in overall PL intensity is determined by the band with a maximum of 2.5 eV, caused to the Re-related centers. Notes, that under excitation of Si ODC we observe the PL of Re-related centers. It indicates the energy transfer between these centers occurs. Thermal annealing causes increasing the intensity of all PL bands and shifting of their maxima to the low-energy region.

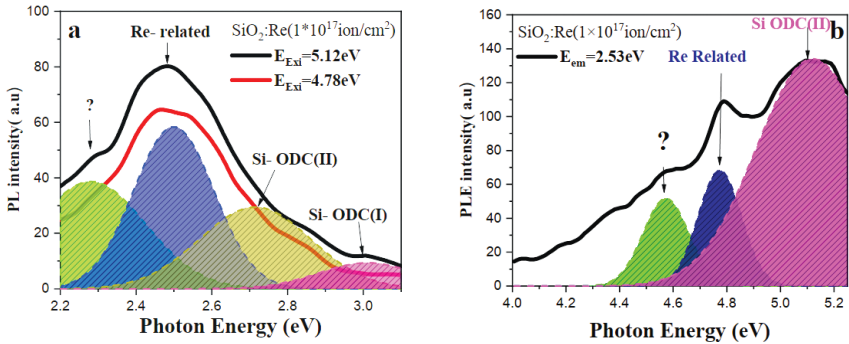


Fig. 1. - PL (a) and PLE(b) spectra for SiO<sub>2</sub>:Re glass after thermal annealing. Arrows indicate the different types of luminescent centers

#### 4. Conclusions

Ion implantation of silicon dioxide by rhenium induces a new type of Re-related centers, which can be excited by two ways: (i) intracenter excitation; (ii) through the energy transfer from Si ODC. Thermal annealing of Re-implanted SiO<sub>2</sub> leads to an increasing of PL yield and shifting the peak positions to the low-energy spectral region.

[1] A. F. Zatsepin, Y. Kuznetsova, D. Zatsepin, D. Boukhvalov, N. Gavrilov, and Mohamed Koubisy, *Phys. Status Solidi A*, Vol.216, (3), (2019)522.

[2] Agnello, S., Boscaino, R., Cannas, M., Gelardi, F.M., Leone, M., Boizot B, United States, *J. Phys. Rev. B* 67(2003), 0333202–2.

[3] Skuja, L., *J. Non-Cryst. Solids* 239, (1998)16–48.

[4] L. Skuja, M. Hirano, H. Hosono, and K. Kajihara, *phys. stat. sol. (c)* 2,(1), (2005) 15–24.

Т–10

## Кинетика изменения концентрации носителей заряда и энергии Ферми в сплавах $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Sc}_y\text{Te}$ при легировании скандием и вариации состава матрицы

Скипетров Е.П.<sup>1</sup>, Хворостин А.В.<sup>1</sup>, Ковалев Б.Б.<sup>1</sup>, Кнотько А.В.<sup>1</sup>, Слынько В.Е.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

<sup>2</sup>Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН Украины, Украина, 58001, Черновцы, ул. И.Вильде, 5

Легирование  $\text{PbTe}$  примесями  $3d$  переходных металлов приводит к появлению глубоких примесных уровней, расположенных как в запрещенной, так и в разрешенных зонах [1]. Резонансный донорный уровень скандия в  $\text{PbTe}$  находится высоко в зоне проводимости ( $E_{\text{Sc}} \approx E_c + 280$  мэВ при  $T = 4.2$  К) [2]. Для определения характера его движения относительно краев зон при увеличении концентрации олова и влияния состава сплавов на концентрацию носителей заряда изучены гальвано-магнитные свойства ( $T = 4.2\text{--}300$  К,  $B \leq 0.07$  Тл) образцов из монокристаллического слитка  $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Sc}_y\text{Te}$  ( $x=0.08$ ,  $y=0.02$ ).

Слиток  $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Sc}_y\text{Te}$  ( $x=0.08$ ,  $y=0.02$ ), синтезированный методом Бриджмена, был разрезан на 26 шайб, из которых изготавливались образцы. Установлено, что концентрация олова монотонно увеличивается от начала к концу слитка ( $x=0.045\text{--}0.175$ ), а распределение примеси скандия по

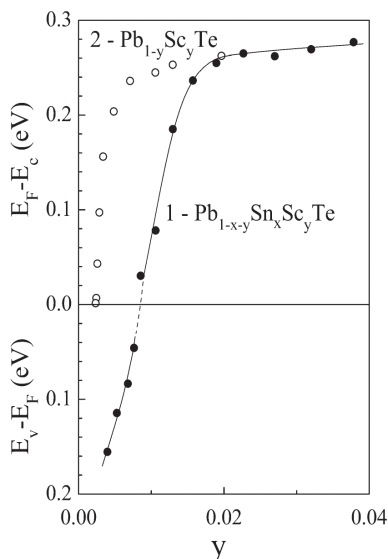


Рис.1. – Кинетика изменения энергии Ферми

слитку, как и в случае  $Pb_{1-y}Sc_yTe$  ( $y = 0.01$ ) [2], оказалось инверсным: концентрация примеси растёт от конца к началу слитка ( $y > 0.03$ ).

Все образцы характеризуются проводимостью металлического типа. С ростом концентрации скандия происходит уменьшение концентрации дырок и р-п-инверсия знака коэффициента Холла. Затем наблюдается увеличение концентрации электронов и насыщение ее на уровне  $1.0 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , указывающие на донорный характер примеси скандия и пиннинг уровня Ферми резонансным уровнем скандия, расположенным высоко в зоне проводимости.

На основе полученных результатов, в рамках шестизонного закона дисперсии Диммока с параметрами, определенными для сплавов  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  [3], построены зависимости концентрации носителей заряда и энергии Ферми от содержания скандия и олова в сплавах и проведено их сопоставление с полученными ранее данными для

$Pb_{1-y}Sc_yTe$  [2] (рис. 1). Показано, что они качественно совпадают, но в  $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$  часть образцов характеризуется проводимостью р-типа и изменение параметров вдоль слитка происходит в рекордно широких пределах: на  $1.3 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и 430 мэВ, соответственно. Кроме того, несмотря на вдвое большее содержание скандия в сплавах, максимальные значения концентрации электронов и энергии Ферми в сильно легированных образцах практически совпадают. Это обстоятельство является дополнительным подтверждением вывода о пиннинге уровня Ферми резонансным уровнем скандия и свидетельствует о неизменности его положения относительно середины запрещенной зоны при увеличении концентрации олова в сплавах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-02-00774).

[1] E.P. Skipetrov et al., *Low Temp. Phys.*, **41**, 141 (2015).

[2] E.P. Skipetrov et al., *J. Appl. Phys.*, **115**, 133702 (2014).

[3] C.R. Hewes et al., *Phys. Rev. B* **7**, 5195 (1973).

Т–11

## Высокотемпературный внутренний ферромагнетизм в слоях GaAs, сильно легированных Fe

Кудрин А.В.<sup>1,2</sup>, Лесников В.П.<sup>1</sup>, Данилов Ю.А.<sup>1,2</sup>, Вихрова О.В.<sup>1</sup>,  
Дорохин М.В.<sup>1,2</sup>, Павлов Д.А.<sup>2</sup>, Демина П.Б.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НИФТИ ННГУ, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

<sup>2</sup>Физический факультет ННГУ, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

В последние годы были получены слои ферромагнитных полупроводников (Ga,Fe)Sb [1] и (In,Fe)Sb [2] с температурой Кюри выше комнатной. Исследование Fe-легированных слоев полупроводников III-V указывают на то, что ферромагнетизм в них не связан напрямую с обменным взаимодействием посредством носителей заряда (carrier-mediated ferromagnetism), как в широко исследуемой системе (III,Mn)V, а связан с неким вариантом сверхобменного взаимодействия между атомами Fe [2-5]. Полученные результаты по ферромагнитным слоям (III,Fe)V позволяют предположить, что возможно получение ферромагнитных слоев широко используемого полупроводника GaAs при его сильном легировании атомами Fe (> 5 ат. %).

Методом лазерного распыления твердотельных мишеней GaAs и Fe в вакууме нами были получены слои GaFeAs со средней концентрацией атомов Fe до 16 ат. %. Исследования с использованием высокоразрешающей аналитической просвечивающей электронной микроскопии показали, что слои GaFeAs являются эпитаксиальными, без включений кластеров Fe или другой второй интерметаллической фазы. Было обнаружено присутствие колоннообразных областей GaFeAs с содержанием Fe выше среднего, разделенных областями GaFeAs с содержанием Fe ниже среднего. Слои GaFeAs являются вертикальной периодической системой с модулированной концентрацией Fe. Исследования магнитотранспортных свойств показали, что в слоях GaFeAs наблюдается присутствие отрицательного гистерезисного магнетосопротивления вплоть до комнатной температурой. Исследования магнетосопротивления выявляют перпендикулярную магнитную анизотропию, что связано с наличием

колоннообразных областей GaFeAs с повышенным содержанием Fe. Исследования магнитно-циркулярного дихроизма (МЦД) показали спектральную зависимость ферромагнитного МЦД сигнала, с пропаданием МЦД эффекта при переходе энергии квантов света через край собственного поглощения GaAs. Исследования МЦД подтверждают, что ферромагнитные свойства полученных слоев (вплоть до комнатной температуры) связаны с внутренним (intrinsic) ферромагнетизмом полученной системы GaFeAs [6].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 18-79-10088).

- [1]. S. Goel et. al., *Phys. Rev. B* **3**, 084417 (2019).
- [2]. A.V. Kudrin et. al., *J. Appl. Phys.* **122**, 183901 (2017).
- [3]. N.T. Tu et. al., *Appl. Phys. Exp.* **11**, 063005 (2018).
- [4]. A.V. Kudrin et. al., *J. Mag. Mag. Mat.* **485**, 236–243 (2019).
- [5]. L. D. Anh et. al., *Appl. Phys. Lett.* **107**, (2015) 232405.
- [6]. A.V. Kudrin et. al., *arXiv:1911.00327*.

Т-12

## Исследование аномальных эффектов Нернста-Эттингсгаузена и Холла в разбавленных магнитных полупроводниках

Кузнецов Ю.М.<sup>1</sup>, Дорохин М.В.<sup>2</sup>, Кудрин А.В.<sup>2</sup>, Лесников В.П.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ННГУ, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

<sup>2</sup>НИФТИ ННГУ, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Одним из основных направлений развития альтернативной электроники является спинтроника. Для реализации электронных приборов, принцип работы которых основан на использовании спина носителей заряда, необходимы разбавленные магнитные полупроводники (РМП) с температурной Кюри близкой к комнатной. Основной методикой исследования магнитных свойств РМП вблизи точки Кюри на сегодня является давно разработанный и хорошо изученный аномальный эффект Холла АЭХ [1,2]. Однако, такая методика имеет ряд ограничений, снижающих возможности для исследования, например, транспортных и магнитных свойств высокоомных структур, или не позволяющих определять их параметры с необходимой точностью. Дополнительным методом исследования, а в определённых случаях альтернативным методом, являются эффекты, основанные на комплексе термоэлектрических и термомагнитных явлений (Продольный и поперечный эффекты Нернста-Эттингсгаузена [3]). Данные методики, в совокупности с эффектом Холла, позволяют достоверно определить

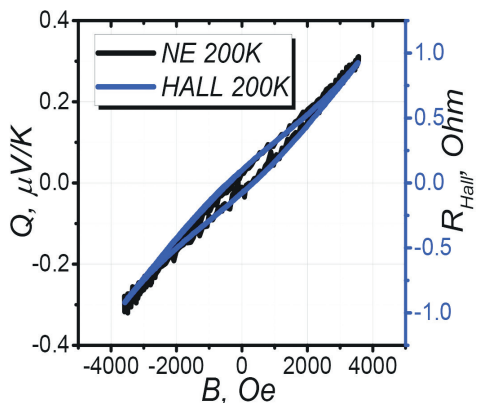


Рис.1. – Магнитополевая зависимость постоянной Холла и коэффициента Нернста-Эттингсгаузена структуры InFeSb при 200K



характер рассеяния носителей, и, как следствие, более точно рассчитать транспортные параметры структур.

Помимо этого, в ферромагнитных структурах наряду с «обыкновенным» эффектом НЭ может регистрироваться и аномальный эффект НЭ (по аналогии с аномальным эффектом Холла - АЭХ) [2]. Параметры аномального эффекта НЭ, в частности его знак, дают информацию о характере рассеяния носителей в ферромагнитных материалах выше и ниже точки Кюри и, в ряде случаев о механизмах ферромагнитного упорядочения.

Математически напряжения Холла ( $U_H$ ) и Нернста-Эттингсгаузена ( $U_{NE}$ ) описываются выражением:

$$U_{NE} = Q_0 B \Delta T + Q_M M(B) \Delta T, \quad (1)$$

$$U_H = R_0 B I + R_M M(B) I,$$

где  $Q_0$ ,  $R_0$  – обыкновенные постоянные ЭНЭ и ЭХ соответственно,  $B$  – индукция внешнего магнитного поля,  $M(B)$  – магнитополевая зависимость намагниченности структуры,  $I$  – пропускаемый через структуру ток,  $\Delta T$  – градиент температуры,  $Q_M$ ,  $R_M$  – аномальные постоянные ЭНЭ и ЭХ соответственно.

В работе приводятся результаты исследований магнитополевых зависимостей напряжений Холла и НЭ в широком интервале температур (10-400)К в РМП *InFeSb*, *GaFeSb*, *GaMnAs*, *SiMn*. Структуры для исследования получены на подложках арсенида галлия и сапфира методом импульсного лазерного осаждения в вакууме. Проводится анализ наличия или отсутствия аномального эффекта в зависимости от вида структуры и степени ферромагнитного упорядочения.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-79-20173). Получение слоёв *InFeSb* и *GaFeSb* при поддержке проекта РНФ (грант № 18-79-10088).

[1]. Кудрин А.В. / Аномальный эффект Холла // Практикум. – Н. Новгород, 2017. – 16с.

[2]. Nagaosa N. *Rev. Mod. Phys.* – V. 82, n.2. – P.1539-1592 (2010).

[3]. Цидильковский И.М. / Термомагнитные явления в полупроводниках // Москва. – 1960. -396с.

Т–13

## Эффект передачи спин-вращательного момента, как отклик неравновесной системы на внешнее возмущение

Ляпилин И. И.

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

Изучение явлений переноса спина является одним из важнейших направлений спинтроники. В магнитных материалах переносом спина можно управлять магнитным моментом ферромагнетика без приложения внешнего магнитного поля, а только переносом момента количества движения спин-поляризованным током. При этом для решения задач физической кинетики и вычисления различных кинетических коэффициентов используется хорошо разработанная теория линейного *отклика равновесной системы* на внешнее возмущение. Кинетические коэффициенты при этом выражаются через равновесные корреляционные функции. Задачи такого рода решаются исключительно с использованием кинетических уравнений, в то время как методы неравновесной статистической механики практически не используются.

Ситуация меняется радикальным образом, когда требуется найти *отклик неравновесной системы* на дополнительное внешнее возмущение. Решение такого рода задач требует привлечения методов неравновесной статистической механики. Очевидно, что кинетические коэффициенты в этом случае должны выражаться через корреляционные функции, вычисление которых требует использования неравновесного распределения [1].

Типичным примером, где реализуется такая ситуация, является эффект передачи спин-вращающего момента, который реализуется при пропускании спин-поляризованного тока, формируемого тем или иным способом в немагнитном металле, через магнитоупорядоченную структуру. При прохождении спинового тока (**неравновесная спин-поляризованная система электронов проводимости**) через такую структуру, обменное взаимодействие между электронами проводимости и локализованными магнитными моментами выстраивает спиновую поляризацию электронов вдоль намагни-

ченности ферромагнетика. Обычно этот эффект рассматривается в рамках **феноменологического описания** с использованием уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта.

Микроскопическое описание требует привлечения методов неравновесной статистической механики. При микроскопическом описании эффекта требуется найти отклик неравновесной системы (спин-поляризованная подсистема электронов) на дополнительное возмущение, обусловленное обменным взаимодействием их с подсистемой локализованных магнитных моментов ферромагнетика.

На основе метода неравновесного статистического оператора нами рассмотрена схема построения неравновесного распределения необходимого для нахождения такого отклика. Впервые проведено микроскопическое рассмотрение эффекта передачи спин-вращающего момента, как отклика неравновесной системы на внешнее возмущение; вычислена обобщенная восприимчивость неравновесной системы.

[1] H. M. Bikkin, I. I. Lyapilin, *Non equilibrium thermodynamics and physical kinetics*, (Walter de Gruyter GmbH, Berlin 2014, p. 359).

Т-14

## Модулированные состояния кристаллической структуры кубических кристаллов полумагнитных полупроводников

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

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

Полумагнитные полупроводники (ПМП)  $A^2B^6 : 3d$  ( $A^2 = Zn, Cd, Hg$ ;  $B^6 = O, S, Se, Te$ ), широко применяемые в электронно-оптических устройствах и перспективные для использования в элементах спинтроники, с развитием нанотехнологий становятся привлекательными для исследования их свойств на объектах наномасштаба [1–2]. В настоящей работе представлены систематизированные результаты подробного нейтронографического исследования, впервые наиболее полно характеризующие признаки модулированных структур объёмных кубических полупроводниковых кристаллов халькогенидов цинка, легированных  $3d$  – примесью V, Cr, Fe, Co, Ni. Эксперимент выполнен на двухосевом дифрактометре Д76 (реактор ИВВ-2М, г. Заречный). Показано, что в исследованных кристаллах с выбранной перечисленной

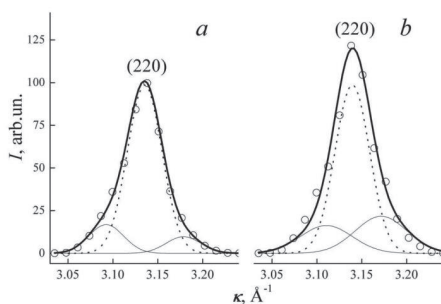


Рис.1. – Брэгговский рефлекс (220)[110] кристалла  $Zn_{1-x}Cr_xSe$  ( $x=0.045$ ) при  $T=300K$  (a) и  $T=30K$  (b)

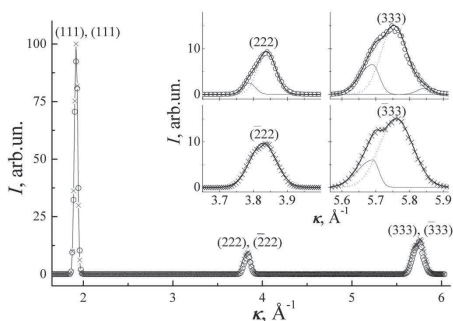


Рис.2. – Картины нейтронного рассеяния кристалла ( $x = 0.15$ ) относительно узлов (111) и  $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$  вдоль радиальных направлений.  $T=300K$

примесью магнитоактивные ионы даже в малых количествах сильно дестабилизируют исходную решётку и при определённых условиях могут приводить к формированию сверхструктур по типу смещения с периодами  $\sim 1\text{--}1.5$  нм (коротковолновые модуляции) и  $\sim 9\text{--}20$  нм (длинноволновые модуляции) – т.е. кубическая модификация кристаллов ПМП  $A^2B^6$  в  $3d$  может трансформироваться в модулированные фазы. Из анализа характерных картин нейтронного рассеяния (рис. 1–2) обсуждаются классификационные вопросы возможных возникающих структурных модуляций, природа их появления и вероятные эффекты подавления модуляционных искажений базисной кубической структуры со стороны результирующего неоднородного поля микродеформаций в реальной структуре рассматриваемых объектов.

Работа выполнена с использованием УНУ «НМК ИФМ» В РАМКАХ ГОСУДАРСТВЕННОГО ЗАДАНИЯ ПО ТЕМАМ «ПОТОК» Г.Р. № АААА-А18-118020190112-8 И «ЭЛЕКТРОН» Г.Р. № АААА-А18-118020190098-5.

[1] A. Rafiq, et.al. *Nanosci. and Nanotech. Lett.*, **11**, 1 (2019).

[2] P. Zhang. *Magneto-optical Studies of Mn Doped II-VI Group Semiconductor Nanostructures. A diss...Doctor of Philosophy. Faculty of the Graduate School of the University at Buffalo, The State University of New York* (2019).

Т–15

## Спектр комбинационного рассеяния света и упругие свойства редкоземельных оксиортосиликатов $R_2SiO_5$ : *ab initio* расчет

Назипов Д.В., Никифоров А.Е.

*УрФУ им. Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19*

Допированные редкоземельными ионами монокристаллические оксиортосиликаты  $R_2SiO_5$ , 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 данной работе проведен первопринципный расчет кристаллической структуры, спектра КРС и упругих свойств оксиортосиликатов  $R_2SiO_5$  (R – La, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb) в рамках теории функционала плотности (DFT), используя гибридные функционалы. Расчеты проведены в программном пакете CRYSTAL14 [2], в модели молекулярных орбиталей (МО ЛКАО).

Для  $Lu_2SiO_5$  получены результаты в хорошем согласии с экспериментом как для всех параметров кристаллической структуры, так и для ширины запрещенной щели 6.4 eV (6 eV). Рассчитан полный набор фундаментальных колебаний, их частоты, типы и интенсив-

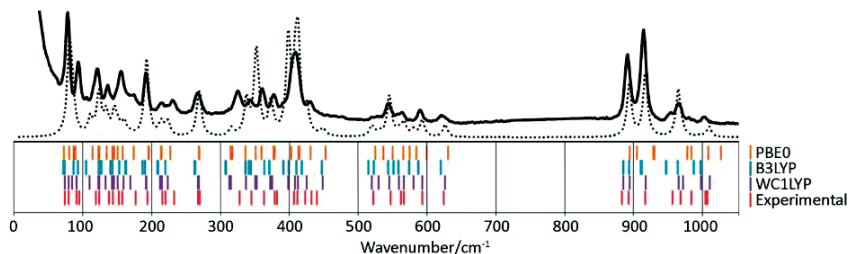


Рис.1. – Сравнение экспериментального (сплошная линия) [3] и рассчитанного (прерывистая линия) спектра КРС для  $Lu_2SiO_5$ . Представлены результаты при различных гибридных функционалах

ности в спектре КРС для различных поляризаций падающего излучения. На рисунке 1 приведено сравнение экспериментального [3] и рассчитанного спектра КРС поликристалла  $\text{Lu}_2\text{SiO}_5$ .

Основываясь на расчетах кристаллической структуры, получены упругие постоянные для ряда оксиортосиликатов  $\text{R}_2\text{SiO}_5$ . Далее рассчитаны модули всестороннего сжатия, сдвига, модуль Юнга и коэффициент Пуассона. С помощью полученных значений упругих постоянных можно оценить скорости звука и затем температуру Дебая и таким образом возможно предсказать минимальное значение коэффициента теплопроводности.  $\text{Lu}_2\text{SiO}_5$  исследовался как материал с подходящими характеристиками для использования в качестве термобарьерного покрытия, поэтому важно предсказать значения коэффициента теплопроводности для других оксиортосиликатов. Рассчитанные в данной работе значения коэффициента для  $\text{R}_2\text{SiO}_5$  ( $\text{R} = \text{La, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu}$ ) представлены на рисунке 2.

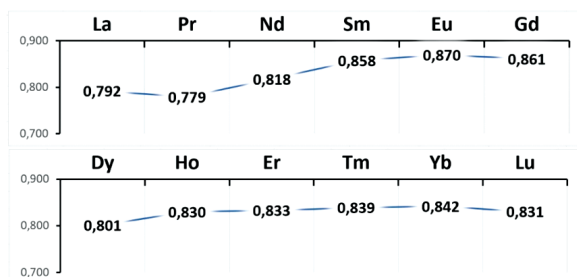


Рис.2. – Предсказанные значения решеточной составляющей коэффициента теплопроводности для  $\text{R}_2\text{SiO}_5$

[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] URL: <http://www.crystal.unito.it/>

[3] 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).

## Резонансный примесный уровень Ni в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$

Скипетров Е.П.<sup>1</sup>, Константинов Н.С.<sup>1</sup>, Богданов Е.В.<sup>1</sup>,  
Ковалев Б.Б.<sup>1</sup>, Кнотько А.В.<sup>1</sup>, Слынько В.Е.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119991, Москва, Ленинские горы, 1

<sup>2</sup>Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича  
НАН Украины, 58001, Черновцы, ул. И. Вильде, 5

Известно, что в  $PbTe$  резонансный уровень Fe при  $T=4.2$  К находится под самым потолком валентной L – зоны [1], а с ростом содержания олова в  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  движется в глубь нее, сближаясь с потолком  $\Sigma$  – зоны [2]. Энергии примесных уровней Co, Ni и Cu пока не определены, но сопоставление известных данных по положению уровней 3d переходных металлов в  $PbTe$  и в хорошо изученных полупроводниках  $A^3B^5$ ,  $A^2B^6$  [3] позволяет предполагать, что так же, как и уровень Fe, они могут находиться в окрестности потолка валентной зоны. Для экспериментального обнаружения уровня Ni и определения характера его движения относительно краев зон с ростом концентрации олова исследованы гальваномагнитные свойства ( $4.2 \leq T \leq 300$  К,  $B \leq 0.07$  Тл) сплавов  $Pb_{1-x-y}Sn_xNi_yTe$ .

Монокристалл  $Pb_{1-x-y}Sn_xNi_yTe$  ( $x=0.08$ ,  $y=0.01$ ), синтезированный методом Бриджмена, был разрезан на 20 шайб с разными концентрациями олова и никеля. Установлено, что так же, как и в сплавах  $Pb_{1-x-y}Sn_xFe_yTe$  [2], содержание олова экспоненциально увеличивается вдоль слитка ( $x = 0.06-0.165$ ), а концентрация

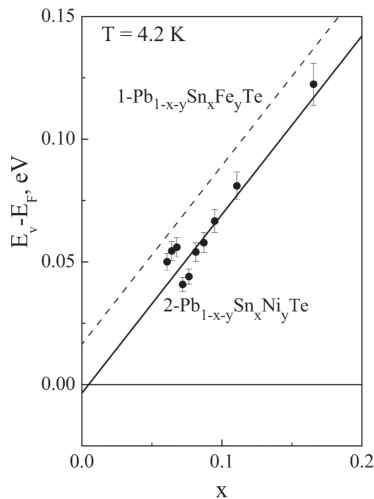


Рис. 1. – Зависимости энергии Ферми от состава сплавов



Ni, по-видимому, также растет, но не превышает ошибки ее экспериментального определения ( $\sim 0.4$  мол %).

Все образцы характеризуются металлической проводимостью р-типа. Обнаружены существенное (более, чем в 6 раз) уменьшение коэффициента Холла при гелиевых температурах с ростом концентраций олова и аномальный рост коэффициента Холла при увеличении температуры, указывающие на пиннинг уровня Ферми резонансным уровнем никеля, движение этого уровня относительно потолка валентной зоны и перераспределение электронов между валентной зоной и уровнем при изменении состава матрицы и температуры.

В рамках двухзонного закона дисперсии Кейна рассчитаны зависимости концентраций дырок и положения уровня Ферми, стабилизированного уровнем Ni, относительно потолка валентной зоны при  $T=4.2$  К от концентрации олова (рис. 1). В предположении подобия поведения уровня Ni и исследованного ранее уровня Fe [2], предложена энергетическая диаграмма движения резонансного уровня Ni относительно краев энергетических зон при увеличении концентрации олова в сплавах  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ . Показано, что в PbTe уровень Ni, скорее всего, находится в запрещенной зоне, вблизи потолка валентной зоны. С ростом концентрации олова, подобно уровню железа, он движется в глубь валентной зоны со скоростью примерно  $7.3$  мэВ/мол % относительно ее потолка, приближается к потолку «тяжелой» валентной  $\Sigma$  зоны и может пересечь его при концентрации олова  $x \approx 0.70$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19–02–00774).

[1] E.P. Skipetrov et al., *Appl. Phys. Lett.* 105 (2014) 022101.

[2] E.P. Skipetrov et al., *J. Alloys Compd.* 775 (2019) 769.

[3] К.А. Кикоин, *Электронные свойства примесей переходных металлов в полупроводниках*, Энергоатомиздат, Москва (1991).

Т-17

## Наблюдение донорных экситонов в спектрах оптического поглощения и фотолюминесценции $\text{Mn}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$

Соколов В.И.<sup>1</sup>, Груздев Н.Б.<sup>1</sup>, Важенин В.А.<sup>2</sup>, Чурманов В.Н.<sup>2</sup>,  
Меньшенин В.В.<sup>1</sup>, Фокин А.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург,  
ул. Мира, 19

Понимание оптического спектра оксидных соединений с примесями переходных металлов является одной из основных нерешённых задач физики бинарных оксидов. В настоящей работе продолжены исследования гидротермальных монокристаллов соединения  $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{O}$ , начатые в работе [1]. В спектрах оптического поглощения поляризованного света было обнаружено [1] несколько линий различной интенсивности при температурах 4.2 К и 77.3 К в диапазоне энергий 1.87 – 1.95 eV. Линии отстоят от края полосы примесного поглощения примерно на 200 meV. В дальнейшем в том же спектральном диапазоне была обнаружена и серия линий в спектре фотолюминесценции при лазерном возбуждении с энергией  $E_{\text{exc}} = 3.06$  eV при температурах от 7 К до 140 К. Обнаруженные линии в спектрах

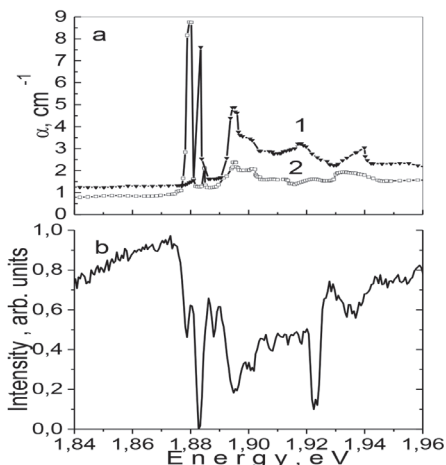


Рис.1. а – Спектры оптического поглощения монокристалла  $\text{Zn}_{0.9991}\text{Mn}_{0.0009}\text{O}$  для  $\sigma$ - ( $E \perp C$ ) (1) и  $\pi$ - ( $E \parallel C$ ) (2) поляризации света.  $T=4.2$  К б – Спектр фотолюминесценции монокристалла  $\text{Zn}_{0.9991}\text{Mn}_{0.0009}\text{O}$ .  $T=7$  К ;  $E_{\text{exc}}=3.06$  eV

поглощения и фотолюминесценции зависят от температуры и близко совпадают по энергиям.

Исследовалось также влияние подсветки на парамагнитный резонанс (фото-ЭПР) ионов  $Mn^{2+}$  в монокристаллах  $Zn_{1-x}Mn_xO$  при температуре 120 К на частоте 9400 МГц. При подсветке в полосу примесного поглощения свет проникал на всю глубину образца, и, таким образом, облучению были подвергнуты все ионы  $Mn^{2+}$ . При этом оказалось, что подсветка практически не влияет на величину ЭПР-сигналов ионов  $Mn^{2+}$ , в то время как для ионов  $Fe^{3+}$  неконтролируемой примеси железа интенсивность ЭПР-сигналов при включении подсветки уменьшается на 70 % в связи с переходом электрона из валентной зоны на акцепторный уровень  $d^5/d^6$ , удалённый от вершины валентной зоны на 1.5 eV [2]. Таким образом, можно утверждать, что в запрещённой щели оксида цинка нет уровней, соответствующих изменению зарядового состояния иона Mn. Такой уровень донорного типа  $d^5/d^4$  находится в валентной зоне, а в запрещённую щель выталкиваются антисвязывающие ДВН (Danginig bond hybrid) состояния, возникающие в результате гибридизации  $3d$ -орбиталей иона  $Mn^{2+}$  с  $p$ -орбиталями ближайших ионов  $O^{2-}$ . Узкие линии, наблюдаемые в спектрах оптического поглощения и фотолюминесценции кристаллов  $Zn_{1-x}Mn_xO$  представляют собой проявление донорных экситонов  $[(d^5+h_{loc})e]$ , возникающих в результате кулоновского связывания свободного  $s$ -электрона и дырки, локализованной на  $(p+d^5)$  гибридизованных орбиталях. Полученные результаты свидетельствуют о том, что примесное поглощение в соединении  $Zn_{1-x}Mn_xO$  обусловлено переходами с антисвязывающих ДВН-состояний на дно зоны проводимости.

[1] В.И. Соколов и др., *Физика твёрдого тела*, **61**, 5, 817 (2019).

[2] И.П. Кузьмина, В.А. Никитенко, *Окись цинка. Получение и оптические свойства*. Москва, Наука (1984).

T-18

## High pressure luminescence studies of manganese ions with different oxidation state

A. Suchocki<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup> *Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Al. Lotników 32/46, Warsaw, 02-668 Poland*

<sup>2</sup> *Institute of Physics, Kazimierz Wielki University, Weyssenhoffa 11, Bydgoszcz, 85-072 Poland*

\* Corresponding author: [suchy@ifpan.edu.pl](mailto:suchy@ifpan.edu.pl)

Keywords: Mn, luminescence, high-pressure, nephelauxetic effect

Manganese ions can be found in various compounds in many valence states, between  $Mn^{1+}$  and  $Mn^{7+}$ . The most often found are  $Mn^{2+}$ ,  $Mn^{3+}$ , and  $Mn^{4+}$ . Manganese as a dopant is a well-known luminescence activator in various single crystals and powders, with characteristic spectra for each of the oxidation states. These materials are used mainly as solid-state laser media, which offer a broad tuning range, as emitting center in LEDs, especially for proper color tuning, and also recently as an activator of luminescence for medical and biological applications in the infrared region, as well as in various semiconductors for spintronic applications.

Optical properties of  $Mn^{n+}$  ions are well described by crystal field model and depicted in Tanabe – Sugano diagrams. Manganese ions as transition-metal ions with open  $d^n$  shell are strongly influenced by the surrounding ligands, which create crystal field. Its strength depends on the Mn-ligand distance (and coordination number). Application of high pressures, which decrease lattice parameters of solids, is therefore a very powerful technique for studying the influence of changing crystal field on their luminescence properties. It will be discussed in this work.

It will be shown that the pressure, decreasing the distances of between  $Mn^{4+}$  ions and the ligands in garnets and perovskites, increases the nephelauxetic effect, and decreases the energy of the  ${}^2E \rightarrow {}^4A_1$  transitions. The models and description of parameters of this effect will be discussed. [1, 2]

In certain garnets such as  $Ca_3Ga_2Ge_3O_{12}$ , in which Mn substitute trivalent ions,  $Mn^{3+}$  ions are observed. As  $d^4$  type dopants they exhibit

strong Jahn-Teller effect. Pressure-induced blue-shift of the spin-allowed  ${}^5T_2 \rightarrow {}^5E$  transition of  $\text{Mn}^{3+}$  was estimated to be  $\sim 10 \text{ cm}^{-1}/\text{kbar}$ . On the other hand, also  $\text{Mn}^{4+}$  luminescence is observed although strongly temperature quenched at about 100 K. The ratio of  $\text{Mn}^{4+}/\text{Mn}^{3+}$  emission can serve for luminescence thermometry in the range of temperatures between 20K and about 100 K.

$\text{Mn}^{2+}$  ions emit in solids in various spectral regions from almost blue to deep red, depending on the strength of crystal field. However for  $\text{Mn}^{2+}$  shifting the maximum of the luminescence spectrum towards infrared wavelengths longer than 830 nm is impossible due to crossing between the  ${}^4T_1$  and  ${}^2T_2$  levels, which occurs for the strength of the crystals field around  $Dq/B \approx 1.8$ . For stronger crystal fields the  ${}^2T_2$  level becomes the first excited state, which is non-emitting due to the strong electron-phonon coupling. [3]

[1] S.W. Biernacki, et al. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 442 (2002).

[2] D. Galanciak, et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **17**, 7185–7197 (2005).

[3] J. Barzowska, et al. *RSC Advances* **7**, 275 (2017).



Новые электронные  
явления и материалы

---

New electronic phenomena and materials

NM-1

## Dynamical charge density fluctuations pervading the phase diagram of a Cu-based high- $T_c$ superconductor

Caprara S.

*Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza", I-00185 Roma, Italy*

Charge density modulations have been observed in all families of high-critical temperature ( $T_c$ ) superconducting cuprates. Although they are consistently found in the underdoped region of the phase diagram and at relatively low temperatures, it is still unclear to what extent they influence the unusual properties of these systems. Using resonant x-ray scattering, we carefully determined the temperature dependence of charge density modulations in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  and  $\text{Nd}_{1+x}\text{Ba}_{2-x}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  for several doping levels [1]. We isolated short-range dynamical charge density fluctuations (CDF) in addition to the previously known quasi-critical charge density waves (CDW). They persist up to well above the pseudogap temperature  $T^*$ , are characterized by energies of a few meV, and pervade a large area of the phase diagram.

In Fig. 1(A), we report the resulting  $T$ - $p$  phase diagram, marked by the antiferromagnetic, the pseudogap and the superconducting regions (characterized by the onset temperatures  $T_N$ ,  $T^*$  and  $T_c$ ). Most of these regions are pervaded by charge density modulations of some sort. The narrow peak (NP) describes the CDW, manifesting in a region (pale blue) below  $T_{QC}$  (crosses). These 2D CDW are quasi-critical, and precursors of the static 3D CDW (blue region). Even though this dome cannot be directly accessed without a magnetic field, the temperatures  $T_{3D}$  (squares) inferred from the  $T$  dependence of the NP FWHM, are in agreement with those determined in NMR and hard x-ray scattering experiments. The broad peak (BP) describes short range CDF, which dominate the phase diagram (red region), coexisting both with the quasi-critical 2D CDW and with superconductivity, and persisting even above  $T^*$ . On the contrary, CDF disappear in undoped/antiferromagnetic samples (white region), while their occurrence between  $p \sim 0.05$  and  $p \sim 0.08$  has still to be assessed. To evaluate the characteristic energies  $\omega_0$  associated to the BP, we have measured high resolution resonant x-ray scattering spectra at

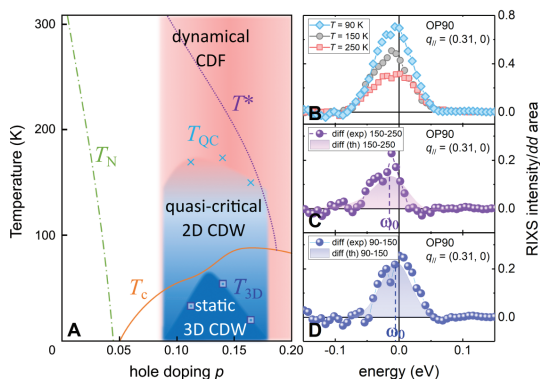


Fig.1. – Static and dynamic charge order in the phase diagram of cuprates

various temperatures on the samples OP90 and UD60. In Fig. 1(B), we report quasi-elastic component of the spectra (after subtraction of the phonon contribution) at  $T = 90, 150$  and  $250$  K, measured on sample OP90 at  $q_{||} = (0.31, 0)$ . In Figs. 1(C)–(D), we report the experimental differences  $150$  K– $250$  K and  $90$  K– $150$  K spectra, presented in panel (B), together with the theoretical predictions (solid areas). The data are in agreement with the theory assuming  $\omega_0 \approx 15$  meV at both  $150$  K and  $250$  K, and  $\omega_0 \approx 7$  meV at  $90$  K.

[1] R. Arpaia, S. Caprara, R. Fumagalli, G. De Vecchi, Y. Y. Peng, E. Andersson, D. Betto, G. M. De Luca, N. B. Brookes, F. Lombardi, M. Salluzzo, L. Braicovich, C. Di Castro, M. Grilli, G. Ghiringhelli, *Science*, **365**, 906 (2019).



NM-2

## Anisotropic Hall resistivity in electron-doped superconductors

Charikova T.<sup>1,2</sup>, Shelushinina N.<sup>1</sup>, Petukhova O.<sup>1</sup>, Popov M.<sup>1</sup>, Ivanov A.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Metal Physics Ural Branch RAS, 620108, Ekaterinburg, Russia*

<sup>2</sup>*Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia*

<sup>3</sup>*National Research Nuclear University "MEPhI", 115409, Moscow, Russia*

The fundamentals of the electronic correlations in the copper oxide group of the superconductors remain without answering up to now. The presence of the antiferromagnetic order close to the superconducting phase can disrupt the stability of the metallic normal phase [1]. The electron-doped cuprate  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  are a useful model testbed 2D-system of multiple quantum wells ( $\text{CuO}_2$  layers) separated by doped layers of Nd.

We have investigated the carrier transport and the motion of a vortex system in the high quality single crystal films with different orientation of the  $c$  axis for electron-doped superconductors  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  in underdoped and optimally doped ( $x = 0.135, 0.145, 0.15$ ) regions. We have found that in the absence of an external magnetic field there is a strong 2D incoherent transport. It is this condition that allows us to observe directly the thermal vortex activation between  $\text{CuO}_2$ -planes in crossed in-plane magnetic and electrical fields at low temperature. In the activation regime the probability of the vortex transition from the one minimum of the intrinsic interlayer pinning potential to another is proportional to  $\exp(-\Delta E_v/kT)$ . The activation energy is not a constant: increase of the activation energy corresponds to the maximum of the resistivity anisotropy coefficient in compound and the magnitude of the activation energy decreases with the increase of the external magnetic field aligned along the  $\text{CuO}_2$  – planes [2,3]. We also want to discuss the dependence of the interlayer Hall resistance on the magnetic field.

The work was carried out within the framework of the state assignment on the subject "Electron" No. AAAA-A18-118020190098-5 and project No. 18-10-2-6 of the Ural Branch of the Russian Academy of

---

Sciences Program with the support of the Russian Foundation for Basic Research (grant No. 18-02-00192).

[1] J. S. Higgins, M.K. Chan, Tarapada Sarkar et al., *New J. Phys.* 20, 043019 (2018).

[2] A. S. Klepikova, T. B. Charikova, N. G. Shelushinina, M. R. Popov, A. A. Ivanov, *Low temperature physics* 45, 217 (2019).

[3] M.R. Popov, A.S. Klepikova, N.G. Shelushinina, A.A. Ivanov, T.B. Charikova, *Physica C* 566, 1353515 (2019).

NM-3

## Сильные изменения электронных свойств $\text{MoTe}_2$ после закалки

Доможирова А.Н.<sup>1</sup>, Махнев А.А.<sup>1</sup>, Шредер Е.А.<sup>1</sup>, Наумов С.В.<sup>1</sup>, Патраков Е.И.<sup>1</sup>, Чистяков В.В.<sup>1</sup>, Huang J.C.A.<sup>2</sup>, Марченков В.В.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup>National Cheng Kung University, 70101, Tainan, Taiwan

<sup>3</sup>УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Соединение  $\text{MoTe}_2$  относят к группе дихалькогенидов переходных металлов, которые являются перспективными материалами для электроники, оптики и спинтроники, в частности, могут проявлять свойства вейлевских полуметаллов. Известно, что кристаллическая структура и электронные свойства  $\text{MoTe}_2$  сильно зависят от режимов термообработки, поэтому целью данной работы было исследование влияния закалки на электросопротивление и оптические свойства  $\text{MoTe}_2$ .

В работе представлены результаты исследований электросопротивления при температурах от 4.2 до 300 К и оптических свойств в диапазоне энергий (0.2–5.0) эВ монокристаллов  $\text{MoTe}_2$ , выращенных методом химического газового транспорта, до и после закалки. Установлено, что закалка приводит к сильному изменению электросопротивления: тип его температурной зависимости изменился с «полупроводникового» на «металлический», а величина уменьшилась на три порядка. Оптические измерения также свидетельствуют о значительном улучшении металлических (проводящих) свойств  $\text{MoTe}_2$  после закалки.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (темы «Спин», №АААА-А18-118020290104-2, и «Электрон», №АААА-А18-118020190098-5) при частичной поддержке РФФИ (проект №17 52 52008) и Правительства Российской Федерации (постановление №211, контракт № 02.А03.21.0006).

NM-4

## Спиновый транспорт в пленках $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с составами вблизи инверсии зон

Голяшов В.А.<sup>1</sup>, Климов А.Э.<sup>1</sup>, Акимов А.Н.<sup>1</sup>, Тарасов А.С.<sup>1</sup>,  
Ищенко Д.В.<sup>1</sup>, Супрун С.П.<sup>1</sup>, Кавеев А.К.<sup>2</sup>, Терещенко О.Е.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

В твердых растворах  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  при  $x > 0.3$  происходит инверсия зон и образуется фаза топологического кристаллического изолятора (ТКИ) [1]. Как и во множестве других трехмерных топологических изоляторов, большое количество собственных точечных дефектов в этом материале приводит к высокой концентрации свободных носителей и преобладанию в транспортных свойствах объемной проводимости. Но известно, что введение 1–2% индия в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  с  $x \sim 0.2-0.35$  приводит к закреплению уровня Ферми в запрещенной объемной зоне и реализации диэлектрического состояния (с сопротивлениями более  $10^3$  Ом·см) при температурах ниже 30 К [2]. Осо-

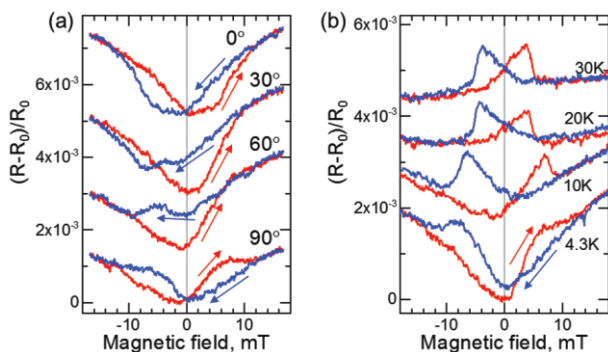


Рис. 1. (a) Магнетосопротивление планарных структур  $\text{Co}/(30\text{мкм Pb}_{0.66}\text{Sn}_{0.34}\text{Te})/\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  для различных ориентаций магнитного поля в плоскости образца относительно направления тока между контактами при  $T = 4.2\text{К}$ . (b) Температурная зависимость магнетосопротивления для ориентации « $90^\circ$ »

бый интерес представляют легированные индием пленки  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  с составами  $x \sim 0.30-0.35$ , в которых возможна реализация ТКИ и диэлектрического состояния одновременно.

Данная работа посвящена изучению электронной структуры и транспортных свойств эпитаксиальных пленок  $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$  с  $x \sim 0.30-0.34$ . Измерения, проведенные с помощью метода фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES), показали наличие поверхностных состояний с линейным законом дисперсии в виде конуса Дирака на поверхности  $Pb_{1-x}Sn_xTe:In(111)-(1 \times 1)$  уже при  $x \sim 0.3$ . Точка Дирака поверхностных состояний находилась вблизи уровня Ферми. Измерения с разрешением по спину подтвердили наличие геликоидальной спиновой структуры поверхностных состояний и показали, что электроны, эмитируемые из наблюдаемых состояний, имеют значение спиновой поляризации более 30%.

Исследование магнетосопротивления планарных структур на основе пленок  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  с ферромагнитными (ФМ) контактами (Co, FeCo и FeCoB) показало наличие как локального, так и нелокального спин-вентильного эффекта, зависящего от взаимной ориентации направления внешнего магнитного поля, намагниченности контактов и протекающего тока (рис. 1). Величина спин-вентильного эффекта  $\Delta R/R_0$  в образцах  $Pb_{0.66}Sn_{0.34}Te$  достигала  $\sim 1.5 \cdot 10^{-3}$  при расстоянии между ФМ контактами 30 мкм. Эффект наблюдался на расстояниях вплоть до 100 мкм, что указывает на наличие в исследуемых пленках канала проводимости с необычно большой длиной спиновой диффузии (более 10 мкм), либо механизма поляризации носителей по спину на границе раздела  $Pb_{1-x}Sn_xTe/ФМ$ .

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект 17-12-01047.

[1] Xu S.-Y. et al., *Nature Comm.*, vol. 3, 1192 (2012).

[2] Takaoka S. et. al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, 23, n 2. pp. 216-222 (1984).

NM-5

## Нелокальная терагерцовая фотопроводимость в структурах на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

Казаков А.С.<sup>1</sup>, Галеева А.В.<sup>1</sup>, Артамкин А.И.<sup>1</sup>, Иконников А.В.<sup>1</sup>,  
Рябова Л.И.<sup>1</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>2</sup>, Дворецкий С.А.<sup>2</sup>, Банников М.И.<sup>3</sup>,  
Данилов С.Н.<sup>4</sup>, Хохлов Д.Р.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

<sup>2</sup>ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т акад. Лаврентьева, 13

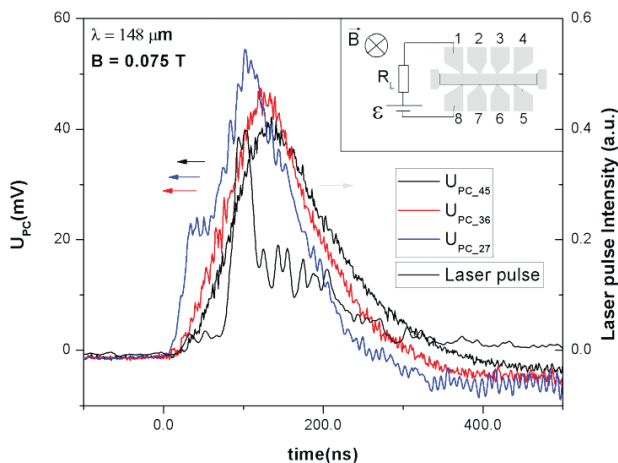
<sup>3</sup>ФИАН им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т, 53

<sup>4</sup>University of Regensburg, Regensburg, Germany, D-93053 Universitaetstrasse 31

Представлены результаты по нелокальной терагерцовой фотопроводимости в толстых эпитаксиальных пленках  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с инвертированным энергетическим спектром ( $x \ll 0.16$ ).

В работе прямо продемонстрировано существование нелокаль-

Рис.1. – Кинетика фототовета, измеренного в образце с составом  $x = 0,13$  при терагерцовом фотовозбуждении с длиной волны  $\lambda = 148$  мкм в магнитном поле  $B = 0,075$  Т. Синие, красные и черные кривые соответствуют кинетике фототовета, измеренной с использованием 2–7, 3–6 и 4–5 пар потенциальных зондов соответственно. Серая кривая соответствует временному профилю лазерного импульса. На вставке схематично показана геометрия образца и электрическая схема измерения



ной компоненты терагерцового фотоответа в толстых эпитаксиальных пленках  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  в магнитном поле. Знак нелокального фотоответа зависит от положения потенциального зонда и направления магнитного поля, что указывает на киральность индуцированного неравновесного транспорта. Наблюдаемые нетривиальные особенности фототранспорта можно интерпретировать как проявление образования концевой хиральной краевой проводящего канала в топологической фазе сплавов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Мы обсуждаем результаты в терминах качественной модели, которая учитывает сосуществование объемного транспортного и граничного проводящих каналов.

NM-6

## **Electronic structure and properties of a few-layer black phosphorus**

**Mikhail Katsnelson**

I will review some theoretical issues related to a newly discovered two-dimensional material, few-layer black phosphorus (for the case of single layer, also known as phosphorene). This is a direct-gap semiconductor with a gap in  $\Gamma$  point changing from roughly 2 eV in single layer to 0.3 eV in the bulk, with anisotropic and essentially non-parabolic energy spectrum. I will present tight-binding parametrization of electron energy spectrum and its application to large-scale simulations of optical and plasmonic properties. At strong interlayer electric field (or potassium doping) electronic phase transition happens to semimetallic phase with anisotropic Dirac cones. I will discuss consequences of this transition for plasmon spectra and quantum Hall effect. I will also consider single- and two-phonon scattering processes and intrinsic limits on charge carrier mobility in single-layer black phosphorus which turn out to be much more restrictive than for graphene.



NM–7

## Термоэлектрические свойства полупроводниковых материалов в условиях высокого давления

Коробейников И.В.<sup>1</sup>, Морозова Н.В.<sup>1</sup>, Овсянников С.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18  
<sup>2</sup>ИХТТ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. Первомайская, 91

В данной работе приводится описание современного состояния в области экспериментальных исследований эффектов высокого давления на термоэлектрические свойства полупроводниковых материалов, причем как для традиционных термоэлектриков ( $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{PbTe}$ ,  $\text{PbSe}$  и др.), так и для материалов, демонстрирующих высокие термоэлектрические характеристики лишь под воздействием высокого давления ( $\text{ZrSe}_3$ ,  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$  и др.) [1]. В работе, в частности, обсуждаются механизмы влияния давления на зонную структуру, концентрацию носителей, а также на коэффициент термоэлектрической добротности (где  $S$  – коэффициент Зеебека,  $\sigma$  – коэффициент удельной электропроводности,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $T$  – температура).

Предложена простая модель термоэлектрического преобразователя высокого давления, параметры которого регулируются путем вариации давления, приложенного к его термоэлементам. Рассмотрены различные варианты использования эффектов высокого давления в практических приложениях. Рассмотрена принципиальная возможность использования магнитного поля для генерации дополнительных вкладов от поперечного и продольного магнитотермоэлектрических эффектов в термоэлементах высокого давления для улучшения их характеристик.

[1] N.V. Morozova, I.V. Korobeinikov, S.V. Ovsyannikov, *J. Appl. Phys.* **125**, 220901 (2019).

NM-8

**Терагерцовые резонансы в толстых пленках CdHgTe**

Otteneder M.<sup>1</sup>, Sacré D.<sup>1</sup>, Yachniuk I.<sup>2</sup>, **Козлов Д.А.**<sup>3</sup>,  
Дмитриев И.А.<sup>1</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>3</sup>, Дворецкий С.А.<sup>3</sup>, and Ganichev S.D.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Terahertz Center, University of Regensburg, Regensburg, Germany*

<sup>2</sup>*CENTERA, Institute of High Pressure Physics, Warsaw, Poland*

<sup>3</sup>*Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Novosibirsk, Russia*

В работе представлены результаты экспериментального исследования пропускания, фототоков и фотопроводимости толстых пленок  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  как в геометрии Фарадея (магнитное поле перпендикулярно к поверхности пленки), так и Фойгта (магнитное поле в плоскости), дополненных транспортными измерениями и исследованием кинетики фототоков. Исследуемые пленки характеризуются различной величиной  $x$ , соответствующей как нормальной, так и инверсной зонной структуре, а также обладают как плавным, так и резким переходом в составе между  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  пленкой и барьером CdTe.

Основные результаты исследования состоят в следующем. Во всех исследуемых образцах в геометрии Фарадея обнаружены три различных резонанса. Два из них оказались чувствительны к поляризации падающего излучения и поэтому являются циклотронными (ЦР) и связаны с двумя видами электронов. Третий резонанс расположен в больших величинах магнитных полей. Из-за своей нечувствительности к поляризации излучения, а также значительно более медленной кинетики, чем первые два резонанса, мы связываем его с ионизацией объемных примесей. Величина циклотронных масс, полученных из положения первых двух ЦР, позволяет связать их как с объемными, так и поверхностными (топологическими) состояниями, формирование которых ожидается для образцов с инверсной зонной структурой. Существенное различие обнаружено между образцами с резкой и плавной границей между пленкой и барьером: в то время как первый вид образцов показывал практически одинаковое поведение в геометрии Фарадея и Фойгта (а именно, существование двух ЦР), в образце с инверсным спектром и одним резким переходом в геометрии Фойгта наблюдался один ЦР, в то

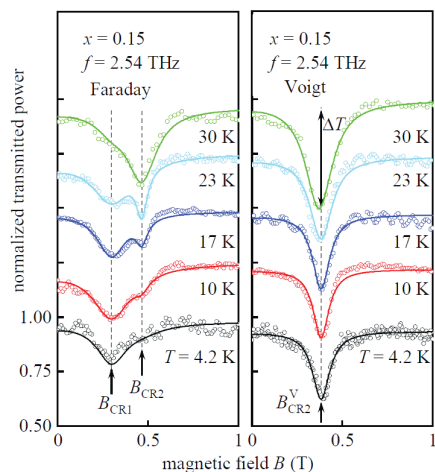


Рис. 1. – Сигналы пропускания ТГц лазерного излучения для толстой пленки  $\text{CdHg}_{1-x}\text{Te}$  с инверсной зонной структурой с резкой границей с барьером в геометрии Фарадея и Фойгта

время как второй – отсутствовал (и оба ЦР присутствовали в геометрии Фарадея). Такое различие указывает на двумерную природу носителей, ответственных за формирование этого ЦР, являющихся, очевидно, топологическими поверхностными состояниями. Анализ полученных данных позволяет сделать вывод о том, что плавный переход между пленкой с инверсной зонной структурой и барьером приводит либо к полному разрушению двумерных топологических состояний, либо превращает их в квази-трехмерные.

Полученный результат интересен как с точки зрения фундаментальной физики, так и является изящной демонстрацией того, как при изучении фактически «черного ящика» (пленок с неизвестными электронными свойствами) с помощью различных экспериментальных методик и формальной логики можно получить достаточно сильный и новый вывод об электронных свойствах топологических систем.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 18–72–00189.

NM-9

## Сверхпроводимость органометаллических фуллеридов и смешанных фуллеридов с легкоплавкими сплавами

Кульбачинский В.А.<sup>1</sup>, Ёжиков Н.С.<sup>1</sup>, Лунин Р.А.<sup>1</sup>, Булычев Б.М.<sup>1</sup>

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

В данном докладе приводятся экспериментальные данные по синтезу и исследованию сверхпроводящих свойств гетерофуллеридов с легкоплавким сплавом Вуда (W – Sn,Pb,Bi,Cd, температура плавления  $T_m = 65^\circ\text{C}$ ), и сплавом Y (Y – Bi,Sn,Pb,In,Cd,Tl –  $T_m = 41.5^\circ\text{C}$ ), а также органометаллических фуллеридов  $C_{60}M(3-n)NR_4(n)$ , где M-K,Rb; R– H, Me, Et, Bu; n=2, 3 Синтез фуллеридов проводился прямым взаимодействием фуллеридов состава  $K_2C_{60}$  и  $Rb_2C_{60}$ , не обладающих сверхпроводящими свойствами, с выбранным сплавом в среде неполярного органического растворителя – толуола. Органометаллические фуллериды были получены по обменным реакциям гомофуллеридов щелочных металлов состава  $K_3C_{60}$  и  $Rb_3C_{60}$  с галогенидами аммония в толуоле при  $100^\circ\text{C}$  и постоянном перемешивании в течение 3 недель. Более подробно методики проведения обменных реакций, методы подготовки полученных веществ к структурным и физико-химическим исследованиям и примененные методы их исследования опубликованы ранее в работах [1–3].

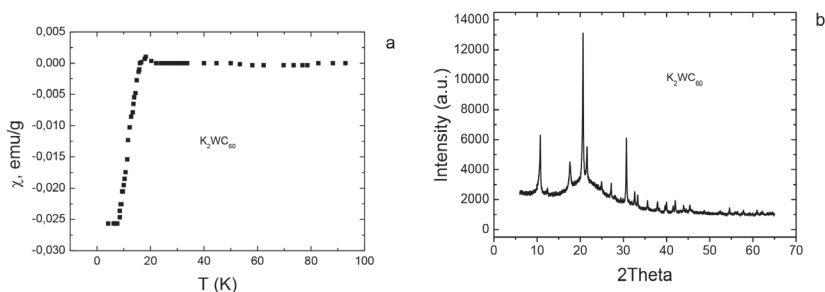


Рис.1. – Температурные зависимости магнитной восприимчивости (a) дифрактограмма (b) образца  $K_2WC_{60}$

В результате измерений магнитной восприимчивости синтезированных образцов показано, что в обеих системах в большинстве случаев образуются гетерофуллериды с решеткой ГЦК, в которых наблюдается сверхпроводимость. В качестве примера на рис. 1 приведена зависимость магнитной восприимчивости от температуры и рентгенограмма для образца  $K_2WC_{60}$ . Некоторые параметры полученных сверхпроводников фуллеридов с легкоплавкими сплавами приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Параметры сверхпроводящих гетерофуллеридов со сплавом Вуда  $W$  и сплавом  $Y$ .  $X$  – степень заполнения пустот решетки (по данным обработки рентгенограмм по Rietveld), для сравнения приведены  $K_3C_{60}$  и  $Rb_3C_{60}$ ,  $a$  – параметр ГЦК решетки

состав	$T_c$ , К	решетка	$a$ (Å)	$X$
$K_2WC_{60}$	16	ГЦК	14,254	2,41
$Rb_2WC_{60}$	8	ГЦК	14,428	2,4(50%)+ 0,9(50%)
$K_2YC_{60}$	8	ГЦК	14,209	–
$K_3C_{60}$	18.5	ГЦК	14,244	3
$Rb_3C_{60}$	29	ГЦК	14,438	3

Все органометаллические фуллериды, также как и фуллериды с сплавами, показывают температуры сверхпроводящих переходов меньшие, чем температуры перехода у исходных гомофуллеридов щелочных металлов, что, возможно, связано с меньшей степенью переноса заряда с лиганда на молекулу фуллерена.

[1] R.A. Lunin, Y.A. Velikodny, B.M. Bulychev, V.A. Kulbachinskii, *Polyhedron*, **102**, 664 (2015).

[2] В.А. Кульбачинский и др., *Физика низких температур*, **37**, 313 (2011).

[3] B.M. Bulychev, et. al, *J. of Phys. and Chem. of Solids*, **65**, 337 (2004).

NM–10

## Квантовые эффекты в магнетотранспорте систем различной размерности на базе $\text{Cd}_3\text{As}_2$ с магнитной примесью

Мехия А.Б.<sup>1</sup>, Овешников Л.Н.<sup>1</sup>, Давыдов А.Б.<sup>1</sup>, Риль А.И.<sup>2</sup>,  
Маренкин С.Ф.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова Российской академии наук, 119991, Москва, Россия

Дираковский полуметалл (ДПМ) является 3D аналогией графена, в котором низкоэнергетические объёмные состояния имеют линейный закон дисперсии и жёстко связанные направления спина и импульса. Свойства нетривиальных состояний в ДПМ определяются высокой симметрией системы, в частности симметрией к обращению времени и к инверсии. На данный момент наличие фазы ДПМ было экспериментально доказано только для нескольких соединений, одним из которых является  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . В арсениде кадмия наблюдались различные эффекты, характерные для ДПМ, в том числе киральная аномалия и нетривиальная фаза магнетоосцилляций. В ходе исследований  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  также был реализован квантовый эффект Холла и обнаружено гигантское линейное магнетосопротивление. Кроме того, было исследовано сверхпроводящее состояние в  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ , индуцируемое деформацией, а также нативная сверхпроводимость тонких плёнок. Легирование ДПМ магнитной примесью приводит к нарушению симметрии системы по отношению к обращению времени, что, в общем случае, должно индуцировать фазовый переход, ввиду открытия обменной щели в дираковских точках. Переход ДПМ в тривиальную фазу можно также осуществить путём изменения композиции кристалла, без магнитной компоненты. Результаты исследований подобных систем и соответствующих переходов практически не представлены в литературе, что мотивировало настоящую работу.

В данной работе исследовался магнетотранспорт в тонких плёнках  $\text{Cd}_{3-x}\text{Mn}_x\text{As}_2$  и кристаллах  $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_y\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  ( $x+y=0.4$ ). Увеличение содержания Mn в плёнках приводит к росту их сопротивления,

обусловленному падением электронных подвижностей. При этом характер температурных зависимостей сопротивления образцов практически не зависит от уровня легирования. В магнетосопротивлении исследуемых плёнок при низких температурах обнаружен отчётливый вклад квантовых поправок к проводимости. При этом, увеличение содержания Mn приводит к смене знака поправки – от антилокализационной, обусловленной фазой Берри в ДПМ, к слабой локализации, характерной для тривиальных неупорядоченных систем. Таким образом, предполагается, что при содержании Mn ~ 0.07 происходит переход в фазу тривиального полупроводника.

Ввиду сохранения постоянной объёмной доли  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  в исследуемых кристаллах  $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_y\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ , уменьшение  $x$  соответствовало приближению к тривиальной фазе  $\text{Zn}_3\text{As}_2$ . Увеличение содержания Mn в этом случае приводило к увеличению проводимости образцов и смене характера температурной зависимости их сопротивления – от полупроводникового к металлическому. При этом, наблюдался монотонный рост концентрации делокализованных носителей заряда в кристалле. Однако, композиционная зависимость электронных подвижностей в системе оказывается немонотонной, с максимумом для образца с  $x = 0.04$ , для которого в полях менее 3 Тл отчётливо видны осцилляции Шубникова – де Гааза. Для образцов с меньшим содержанием Mn на температурных и магнетопольевых зависимостях сопротивления обнаружен вклад от эффекта слабой локализации. Предварительный анализ квантовых эффектов указывает на возможное разрушение фазы ДПМ в данных кристаллах, ввиду большого содержания Zn.

NM–11

**Моды Хиггса в сверхпроводящих системах****Мельников А.С.<sup>1</sup>, Вадимов В.Л.<sup>1</sup>, Хаймович И.М.<sup>2</sup>***<sup>1</sup>Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia**<sup>2</sup>Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, D-01187 Dresden, Germany*

В докладе будет представлен обзор современного состояния дел по экспериментальному и теоретическому исследованию когерентной динамики колебаний модуля сверхпроводящего параметра порядка в различных сверхпроводящих системах. Эти осцилляции абсолютной величины сверхпроводящей щели носят название мод Хиггса, по аналогии с бозоном Хиггса из физики элементарных частиц. Теоретические работы по исследованию мод Хиггса в сверхпроводниках начались достаточно давно с пионерской работы А.Ф. Волкова и С.М. Когана [1], в которой с использованием техники Келдыша была описана низкотемпературная бесстолкновительная динамика сверхпроводящих систем. В дальнейшем этот подход был дополнен анализом на основе нестационарной теории Боголюбова–де Жена [2]. В результате решения задачи о динамике сверхпроводящего параметра порядка в пределе нулевой температуры оказалось, что щель  $\Delta$  демонстрирует осцилляторное поведение, в асимптотике больших времен имеющим вид  $\Delta(t) \approx \Delta_\infty + a \cdot \cos(2\Delta_\infty t) / \sqrt{\Delta_\infty t}$ , где предельное значение  $\Delta_\infty$  совпадает с равновесным значением параметра порядка  $\Delta_0$  в случае слабого возмущения сверхпроводника и отлично от него, если сверхпроводник существенно выведен из равновесия. Моды Хиггса были впервые обнаружены с помощью рамановской спектроскопии в сверхпроводнике  $2H - NbSe_2$ , где они проявили себя в виде пика на частоте  $2\Delta_0$  в рамановском спектре при температурах ниже критической температуры сверхпроводящего перехода. Недавний прогресс в области терагерцовой экспериментальной техники позволил напрямую пронаблюдать осцилляции сверхпроводящего параметра порядка с помощью pump-probe методики [3,4]. Широкополосная накачка возбуждает моду с частотой  $2\Delta_0$ , в то время как узкополосная накачка с хорошо определен-



ной частотой  $\omega$  вызывает осцилляции модуля параметра порядка с частотой  $2\omega$ . Поскольку сверхпроводящий параметр порядка входит в материальное соотношение для сверхпроводника между током и сверхскоростью, возбуждение мод Хиггса приводит к нелинейному отклику на частоте третьей гармоники  $3\omega$ . Амплитуда нелинейного сигнала имеет пик при частоте совпадающей с собственной частотой мод Хиггса  $2\omega = 2\Delta_0$ , что подтверждается экспериментом и теоретическими расчетами.

Исследование динамики сверхпроводящих систем особенно важно в контексте изучения приборов на основе гибридных структур, в которых за счет эффекта близости сверхпроводящие корреляции наводятся в материалах, не являющихся сверхпроводниками. В оригинальной части доклада обсуждается теоретическое предсказание новых мод Хиггса в гибридных системах сверхпроводник/изолятор/нормальный металл. Показано, что частоты хиггсовских мод в такой системе определяются через энергии квазичастиц в системе: так, частота каждой из мод Хиггса может быть представлена в виде суммы двух квазичастичных энергий. Показано, что в таких системах в дополнение к обычным для сверхпроводников модам Хиггса на частоте двойной сверхпроводящей щели, появляются колебания на частоте удвоенной наведенной в нормальном металле щели, а также на частоте равной сумме сверхпроводящей и наведенной щелей.

Работы поддержаны проектом РНФ 17–12–01383 (численные расчеты) и проектами РФФИ 17–52–12044 и 18–02–00390.

[1] А.Ф.Волков, С.М.Коган, *ЖЭТФ* **65**, 2038 (1973).

[2] E.A.Yuzbashyan et al., *Phys.Rev.Lett.* **96**, 097005 (2006).

[3] R. Matsunaga et al., *Phys. Rev. Lett.* **111**, 057002 (2013).

[4] R. Matsunaga et al. *Science* **345**, 1145–1149(2014).

NM–12

## Гетероструктуры HgCdTe с квантовыми ямами

Михайлов Н. Н.<sup>1,2</sup>, Дворецкий С. А.<sup>1,3</sup>, Икусов Д.Г.<sup>1</sup>,  
Ремесник В.Г.<sup>1</sup>, Швец В. А.<sup>1,2</sup>, Ужаков И. Н.<sup>1</sup>, Алешкин В.Я.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup>НИ ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

<sup>4</sup>ИФМ РАН, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

Гетероэпитаксиальные структуры HgCdTe с квантовыми ямами (КЯ) представляют интерес для исследования как фундаментальных физических свойств новых материалов так для практических приложений создания лазеров и фотоприемников.

В докладе будут представлены результаты по выращиванию гетероструктур HgCdTe содиочными, двойными и множественными HgTe КЯ. Контроль состава и толщины слоев в структурах проводится с помощью измерений эллипсометрических параметров и их изменений в процессе роста *in-situ*. Точное восстановление состава в КЯ проводится по методу «эффективной» подложки на основе измеренных эллипсометрических параметров, в котором подложка с переменными оптическими постоянными заменяется подложкой с постоянными «эффективными» оптическими постоянными. Показано, что наблюдается воспроизводимое изменение распределение состава в КЯ. Средний статистический разброс для фиксированной координаты составил  $\delta X_{\text{CdTe}} \sim 0,02$  молярных долей. Характеризация выращенных структур с КЯ производилась из измерений спектров поглощения и фотопроводимости *ex-situ*. Для исследования оптических характеристик (энергетического положения уровней размерного квантования) предложена оригинальная неразрушающая методика на основе анализа зависимости спектров оптической плотности  $D = \lg(1/(T+R))$  от волнового числа  $\nu$ , где T и R – коэффициенты пропускания и отражения. Исследованы структуры с множественными Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te КЯ толщиной от 2,8 нм до 14 нм с различным составом x от 0,001 до 0,1 в температурном интервале 77–298К.

Оптические и электрофизические свойства таких структур определяются энергетическим положением уровней размерного

квантования в КЯ и зависят от толщины КЯ, состава в КЯ и состава широкозонных обкладок.

В одиночных HgTeКЯ наблюдался 2-мерный электронно-дырочный газ с высокой подвижностью. Для HgTe КЯ с критической толщиной (как считается 6,3 нм) наблюдался переход от инвертированного к не инвертированному зонному спектру при изменении температуры. Одиночные HgTe КЯ при увеличении толщины проявляют свойства 2D и 3D топологических изоляторов, что наблюдается при изучении гальваномагнитных свойств.

Показано, что на структурах с множественными квантовыми ямами наблюдается фоточувствительность в ближней ИК (3–5 мкм), дальней ИК (8–12 мкм), сверхдальней и ТГц областях спектра в зависимости от толщины КЯ.

Приведены зависимости длинноволновой границы фоточувствительности от толщины КЯ (2,7 до 14 нм). Определено энергетическое положения уровней размерного квантования при T=77К и T=298К. Проведенные расчеты зонного спектра структур с использованием гамильтониана Кейна  $8 \times 8$  в качестве оператора кинетической энергии при различных температурах. Наблюдается хорошее соответствие между экспериментальными значениями и расчетными величинами положения уровней размерного квантования.

Показаны особенности выращивания структур с волноводными слоями и встроенными в них множественными КЯ для получения стимулированного излучения. На выращенных структурах с HgTeКЯ с волноводными слоями впервые наблюдается стимулированное излучение в области длин волн от 6 до 31 мкм. Стимулированное излучение наблюдается в коротковолновой области спектра (2,8–3,4 мкм) даже при температурах вблизи комнатной.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФИ № 18–29–20053.

NM–13

**Неквазичастичное описание ВТСП купратов****Москвин А.С.<sup>1</sup>, Панов Ю.Д.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Уральский федеральный университет, 620083, Екатеринбург, ул. Ленина, 51*

Результаты многочисленных экспериментальных и теоретических исследований ВТСП купратов указывают на «непреодолимые» расхождения с представлениями модельной теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ), применимой для описания типичных низкотемпературных или высокотемпературных «водородных» сверхпроводников, и свидетельствуют в пользу бозонного механизма ВТСП купратов. При этом неприменимость БКШ теории для описания ВТСП не умаляет важной роли электронно-колебательного взаимодействия (ЭКВ) в формировании необычных свойств купратов. БКШ парадигма предполагает использование одно(квази)частичного «импульсного» представления. Однако более адекватное описание сильных локальных и нелокальных корреляций, особенно в условиях присущей ВТСП купратам неоднородности, достигается в рамках «координатного» представления, на что прямо указывают, в частности, данные STM. Сегодня все более популярным становится осознание необходимости выхода за рамки традиционного квазичастичного описания купратов и использование т.н. «неквазичастичного» («unparticle», «beyond quasiparticles») подхода. В рамках такого подхода «ВТСП-активные»  $\text{CuO}_2$ -плоскости купратов рассматриваются нами как система зарядовых «триплетов»,  $[\text{CuO}_4]^{5-6-7}$ -центров (номинально  $\text{Cu}^{3+,2+,1+}$ -центров) с «родительским» магнитным  $s=1/2$   $[\text{CuO}_4]^{6-}$ -центром и бесспиновыми электронным  $[\text{CuO}_4]^{7-}$  и дырочным  $[\text{CuO}_4]^{5-}$  центрами. Для описания зарядовой степени свободы в такой модели используется  $S=1$  псевдоспиновый формализм [1], а для квартета спин-зарядовых состояний – обобщенные Х-операторы Хаббарда. Адекватная модель купрата включает учет сильного ЭКВ и электрон-решеточной релаксации, в простейшем приближении (Хольстейн) приводящих к радикальной редукции корреляционных параметров. Мы вводим и обосновываем эффективный гамильтониан модельного купрата в координатном пред-

ставлении с перенормированными за счет ЭКВ константами. Сценарий зарядовых триплетов с учетом  $s=1/2$  для  $\text{Cu}^{2+}$ -центра предполагает формирование необычных локальных квантовых суперпозиций с неопределенной зарядовой и спиновой плотностью, большого набора локальных параметров порядка и соответствующих возможных фазовых состояний системы. Одним из возможных фазовых состояний такой системы является электронно-дырочная Бозе-жидкость, эквивалентная системе локальных «композитных» бозонов, конденсация которых и приводит к ВТСП. Используя простое двух-подрешеточное приближение эффективного поля (MFA) для двух-центровых слагаемых, включающее модель Кэрона-Пратта (Caron & Pratt) для усреднения Ферми-операторов [2,3], мы нашли возможные фазовые состояния – антиферромагнитный изолятор (AFMI), зарядовый шахматный порядок (CO), Бозе-сверхпроводник (BS) с  $d$ -симметрией параметра порядка, «странный» металл, и построили фазовые диаграммы, качественно и полуколичественно воспроизводящие все особенности экспериментально наблюдаемых фазовых диаграмм систем типа LSCO. Псевдощелевая фаза ассоциируется с квантовым «предшественником» (precursor) MFA-фаз (CO, или CDW, и BS) типа квантовой жидкости электронно-дырочных димеров. Аналогично «неелевскому» основному состоянию квантового антиферромагнетика параметры порядка в этих MFA-фазах (амплитуда волны зарядовой плотности и плотность сверхпроводящего конденсата) сильно подавлены.

[1] A.S. Moskvin, *Phys. Rev.* **B 84**, 075116 (2011).

[2] Yu.D. Panov, *Physics of Metals and Metallography*, **120**, 34 (2019).

[3] L.G. Caron, G.W. Pratt, Jr, *Rev. Mod. Phys.* **40**, 802 (1968).

NM-14

## Влияние беспорядка на квантование аномального холловского кондактанса двумерного топологического изолятора

Новокшенов С.Г.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

В работе исследуется влияние рассеяния носителей заряда на внутренний эффект Холла в двумерном неупорядоченном топологическом изоляторе. Рассматривается простейшая модель, одноэлектронный гамильтониан которой имеет вид [1]

$$H_p + U = \left( M - \frac{p^2}{2m} \right) \sigma_z + \alpha (\alpha_+ p_- + \sigma_- p_+) + U(r). \quad (1)$$

Здесь  $\sigma_z$  и  $\sigma_{\pm} = (\sigma_x \pm i\sigma_y) / 2$  – спиновые матрицы Паули,  $p_{\pm} = p_x \pm ip_y$  – циркулярно поляризованные компоненты оператора импульса,  $U(r)$  –  $\delta$ -коррелированный гауссовский случайный потенциал,  $\alpha$ ,  $M$ ,  $m$  – параметры модели. Состояние топологического изолятора в модели с гамильтонианом (1) реализуется при условии  $Mm > 0$  [1].

Внутренний аномальный холловский кондактанс складывается из двух слагаемых

$$\alpha_{xy} = \alpha_{xy}^I + \alpha_{xy}^{II} = \frac{\hbar e^2}{2\pi} Tr V_x G^R V_y G^A - ec \left( \frac{\partial n}{\partial B} \right)_{E_F}. \quad (2)$$

Здесь символ  $Tr = trSp$  обозначает след по спиновым и пространственным степеням свободы,  $V_{x(y)}$  – декартовы компоненты оператора скорости,  $G^{R(A)}$  – усредненные операторы запаздывающей ( $R$ ), опережающей ( $A$ ) функции Грина. Второе слагаемое кондактанса (2) (слагаемое Стржеды) пропорционально производной концентрации электронов  $N \rightarrow 0$  по индукции магнитного поля при фиксированной энергии Ферми [2]. Это выражение остается справедливым при  $\mu$  и, следовательно, может использоваться для вычисления внутреннего аномального холловского кондактанса.

Получено выражение для кондактанса (2) в самосогласованном борновском приближении и выполнен численный анализ его зависимости от положения уровня Ферми. В режиме топологического изолятора ( $Mm > 0$ ) холловский кондактанс (2) принимает квантованное значение, когда уровень Ферми оказывается внутри щели между валентной зоной и зоной проводимости. В этом режиме отличный от нуля вклад в (2) вносит только слагаемое Стржеды  $\sigma_{xy}^{\text{II}}$ . С ростом беспорядка щель, в чистом пределе равная  $2\sqrt{2m\alpha^2 M - m^2\alpha^4}$ , сужается, что приводит к соответствующему уменьшению ширины холловского плато. В отличие от минимальной модели изолятора Черна [3], в которой  $\sigma_{xy}$  (2) принимает полуцелое квантованное значение, в рассматриваемом случае квантование холловского кондактанса является целочисленным  $\sigma_{xy} = e^2 / 2\pi\hbar$ .

Работа выполнена в рамках госзадания МИНОБРНАУКИ России (тема «Спин» № АААА-А18-118020290104-2).

[1] Shun-Qing Shen et al., *SPIN*, **1**, 33 (2011).

[2] P. Streda, *J. Phys. C*, **15**, L717 (1982).

[3] S. Novokshonov, *J. Phys.: Conf. Series*, **1389**, 012104 (2019).

NM–15

## Структура и магнитные свойства тонкопленочных сплавов Гейслера $\text{Co}_2\text{CrSi}$ и $\text{Co}_2\text{NiSi}$

Перевозчикова Ю.А.<sup>1</sup>, Банникова Н.С.<sup>1</sup>, Маликов И.В.<sup>2</sup>,  
Патраков Е.И.<sup>1</sup>, Наумова Л.И.<sup>1</sup>, Семянникова А.А.<sup>1</sup>, Фомин Л.А.<sup>2</sup>,  
Миляев М.А.<sup>1</sup>, Марченков В.В.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup>ИПТМ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Институтская, 6

<sup>3</sup>УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Одними из перспективных материалов для применения в спинтронике считаются полуметаллические ферромагнетики (ПМФ), в которых можно реализовать почти 100 % спиновую поляризацию носителей заряда [1, 2], что может использоваться для создания спинового тока. Поскольку во многих сплавах Гейслера  $\text{Co}_2\text{YSi}$  ( $Y = \text{Ti}, \text{V}, \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}$ ) наблюдается состояние ПМФ [3], а для устройств спинтроники, в основном, используются материалы в виде тонких пленок и наноструктур, то в данной работе проведены исследования структурных и магнитных свойств (полевые зависимости намагниченности в полях до 6 кЭ) тонкопленочных сплавов Гейслера  $\text{Co}_2\text{CrSi}$  и  $\text{Co}_2\text{NiSi}$ . Пленки были выращены на сапфировой подложке  $\text{Al}_2\text{O}_3$  при различных температурах роста (20, 150, 280, 420 °С).

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Спин», № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке РФФИ (проекты № 18–32–00686, № 18–02–00739), Комплексной программы УрО РАН (проект № 18–10–2–37) и Правительства Российской Федерации (постановление № 211, контракт № 02.А03.21.0006).

[1] M.I. Katsnelson et al., *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 315 (2008).

[2] V.V. Marchenkov et al., *Phys. Met. Metallog.*, **119**, 64 (2018).

[3] Ю.А. Перевозчикова и др., *ФНТ*, **45**, 921(2019).



NM-16

## Анализ квантовых осцилляций сопротивления Холла в электронном сверхпроводнике

Петухова О.Е.<sup>1</sup>, Чарикова Т.Б.<sup>1</sup>, Шелушинина Н.Г.<sup>1</sup>, Иванов А.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409, г. Москва, Каширское ш., 31

В настоящее время остается открытым вопрос о механизме возникновения сверхпроводимости при легировании исходных не-сверхпроводящих соединений. Электронно-легированные купраты представляют более простой, по сравнению с дырочно-легированными соединениями, объект для изучения перехода из нормального в сверхпроводящее состояние под влиянием легирования благодаря отсутствию псевдощелевого состояния на фазовой диаграмме [1]. При легировании исходного соединения  $\text{Nd}_2\text{CuO}_4$  церием происходит переход от антиферромагнитного (АФМ) упорядочения к сверхпроводящему (СП) порядку, при этом происходит перестройка поверхности Ферми [2].

Одним из методов получения данных о поверхности Ферми является использование эффекта квантовых осцилляций Шубникова-де Гааза для продольного и поперечного магнитосопротивления.

В данной работе представлены результаты измерений зависимостей холловского сопротивления от магнитного поля для электронно-легированного сверхпроводника  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с  $x=0.135, 0.145$  на границе перехода от АФМ упорядочения к СП порядку, выполненные на эпитаксиальных пленках  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$  с оптимальным отжигом и без отжига (четыре образца) с ориентацией пленки (110) (ось  $c$  соединения  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  ориентирована параллельно плоскости подложки  $\text{SrTiO}_3$  и направлена вдоль короткой стороны пленки перпендикулярно направлению тока и магнитного поля). Внешнее магнитное и электрическое поля были направлены перпендикулярно друг другу и параллельно проводящим плоскостям  $\text{CuO}_2$  соединения  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ . Измерения были проведены при нескольких температурах из интервала:  $T = (1.8 - 7) \text{ K}$ .

На всех образцах были обнаружены осцилляции холловского сопротивления  $\rho_{xy}$  при изменении внешнего магнитного поля в нормальном и смешанном состоянии. Начало осцилляции  $\rho_{xy}(B)$  было зафиксировано в магнитном поле  $B \approx (1 - 2)$  Т при переходе из сверхпроводящего состояния в смешанное в зависимости от отжига образцов. Внешние магнитные поля, в которых были проведены наши исследования  $\rho_{xy}(B)$  на порядок ниже, чем представленные в работе [3]. Это может быть связано с особенностями эпитаксиальных пленок, исследованных в нашей работе.

Для анализа зависимостей  $\rho_{xy}(B)$  было проведено дискретное преобразование Фурье исходного набора данных. Полученные зависимости спектральной плотности имеют сложный состав с одним ярко выраженным пиком в области низких частот и множеством дополнительных пиков меньшей амплитуды. Используя полосовой фильтр был выделен спектр вблизи пика и выполнено обратное дискретное преобразование Фурье.

На основании полученных результатов мы обсудим особенности перестройки поверхности Ферми при переходе АФМ – СП.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5 и проекту №18-10-2-6 Программы УрО РАН при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00192).

[1] N.P. Armitage et al., *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 2421 (2010).

[2] T. Das et al., *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 197004 (2007).

[3] T. Helm et al., *Phys. Rev. B*, **92**, 094501 (2015).

NM–17

## Транспорт и фазовые переходы в графите при холодном сжатии

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

*ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина», 620000, Екатеринбург, пр. Ленина, 51*

В работе представлены результаты исследований барических зависимостей проводимости и термоэлектродвижущей силы (ТЭДС) трёх типов графита (порошкообразный графит малозольный особо чистый (ГМЗ ОСЧ), высокоориентированный пиролитический графит (ВОПГ) и природный графит (ПГ) из приангарского месторождения) при комнатной температуре. Измерения проводились в камере высокого давления с алмазными наковальнями из синтетических алмазов «карбонадо». Методика позволяет проводить исследование одного и того же образца несколькими циклами увеличения – уменьшения давления на образец, а также выдерживать образец под нагрузкой длительное время.

На зависимостях  $R(P)$  всех образцов графита обнаружен ряд особенностей. Причем если для образцов ГМЗ ОСЧ и ПГ область обнаруженных особенностей несколько размыта и составляет 20–35 ГПа, то для ВОПГ особенности наблюдаются в двух областях давлений – 20–27 и 30–35 ГПа. Наблюдавшиеся особенности связываются с фазовыми переходами в графите при этих давлениях [1].

Барические зависимости ТЭДС( $P$ ) для ВОПГ для циклов, измеренных до 16 и до 19 ГПа, почти не отличаются, гистерезис практически отсутствует. Для циклов при давлениях до 29 и до 35 ГПа характерно наличие большого гистерезиса, что указывает на формирование новой фазы. И, наконец, для цикла, измеренного до 47 ГПа видно, что гистерезис становится незначительным, т.е. новое состояние уже сформировалось.

Для образца ГМЗ ОСЧ ситуация несколько отличается. Не обнаружено третьего этапа (полного формирования нового состояния). Возможно, для порошкообразного образца требуется либо большее

давление, либо предварительная обработка (например, более длительная выдержка при высоком давлении).

Для образцов природного графита характерно наличие большого гистерезиса для зависимостей 29–39 ГПа, однако зависимости ТЭДС(P) при измерениях до 47 ГПа хотя и имеют меньший гистерезис, чем для ГМЗ ОСЧ, но гистерезис присутствует. Кроме того, в отличие от ВОПГ и ГМЗ ОСЧ для природного графита наблюдается рост ТЭДС в зависимости от цикла нагружения, что требует дополнительных исследований.

Таким образом, на зависимостях R(P) образцов ГМЗ ОСЧ и ПГ обнаружен ряд особенностей, которые в большинстве своём обратимы при снятии нагрузки. 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, особенности на графиках ТЭДС(P) более ярко выражены, чем для зависимостей R(P). Однако области давлений, в которых обнаружены особенности, совпадают для обеих методик. 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.

[1] T. K. Petrosyan, G. V. Tikhomirova, D. K. Kuznetsov *J. Phys.: Conf. Ser.* 653 012096 (2015).

NM-18

## Фотостимулированные резистивные переключения в комплексах на основе фталоцианинов

Василик В.А.<sup>1</sup>, Дроздов К.А.<sup>1</sup>

*<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы*

Изучение структур на основе органических полупроводников занимает важное место в современной физике ввиду широких возможностей их практического применения. Преимущества органических материалов заключаются в низкой стоимости и простоте синтеза. Важным направлением в данной области является создание памяти на основе эффекта резистивных переключений [1]. Эффект резистивного переключения заключается в возможности обратимого перехода системы между двумя или более состояниями с существенно различными сопротивлениями. Процесс, соответствующий данному эффекту, может быть как обратимым, так и необратимым. В настоящее время в литературе существует около 15 различных моделей, описывающих резистивные переключения в различных структурах при различных условиях. Для тонких пленок фталоцианиновых комплексов одним из характерных механизмов является формирование и разрушение металлических или углеродных проводящих каналов между контактами

В настоящей работе исследовались структуры на основе галогензамещенных дифталоцианинов с центральным атомом Lu и субфталоцианинов с центральным комплексом В-Br. Выбор данных материалов обусловлен хорошей растворимостью, термической и фотохимической устойчивостью.

Целью настоящей работы было определение механизмов резистивных переключений в исследуемых комплексах фталоцианинов в условиях контролируемой внешней подсветки.

Экспериментально подтверждено наличие резистивных переключений в исследованных структурах. Число циклов перезаписи превышает 10000. В исследованных структурах также присутствует набор метастабильных промежуточных состояний со значениями сопротивлений, лежащими между непроводящим и полностью проводящим состояниями.

Из данных частотной зависимости проводимости показано, что переход в проводящее состояние осуществляется за счет формирования в структуре проводящих каналов, идущих от одного контакта к другому. Обратный переход осуществляется при локальном разрыве каналов вследствие термического разогрева. В метастабильном промежуточном состоянии в структуре присутствуют локальные участки каналов, разделенные потенциальными барьерами.

Из анализа ВАХ определено, что основной вклад в проводимость в проводящем состоянии обусловлен дрейфом носителей заряда в электрическом поле, в метастабильном состоянии – переносом носителей заряда по механизму Френкеля-Пула.

Для всех исследованных структур были получены спектральные зависимости пропускания и поглощения. Обнаружено, что внешняя подсветка на длинах волн, отвечающих положениям локальных максимумов оптического поглощения структур, может приводить как к увеличению, так и к уменьшению значений напряжений резистивных переключений, но не влияет на сам механизм формирования проводящего состояния. Обсуждаются возможные механизмы, ответственные за появление эффекта, в том числе на основе результатов, полученных в [2].

[1] Scott J.C., Bozano L.D.// *Advanced Materials*. – 2007. – Vol.19. – P. 1452–1463.

[2] Kosov A.D., Dubinina T.V., et. al.//*Novel phenyl-substituted pyrazinoporphyrazine complexes of rare-earth elements: optimized synthetic protocols and physicochemical properties* – *New Journal of Chemistry*, 2019, том 43, с. 3153–3161.

NM-19

## Высококоэрцитивные ферромагнитные пленки на основе Fe-Mn-C/CoPt/GaAs с перпендикулярной магнитной анизотропией

Здоровейщев А.В.<sup>1</sup>, Кузнецов Ю.М.<sup>1</sup>, Дорохин М.В.<sup>1</sup>, Лесников В.П.<sup>1</sup>, Крюков Р.Н.<sup>1</sup>, Ходос И.И.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НИФТИ ННГУ, 603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23/3

<sup>2</sup>ИПТМ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Институтская, 6

Материалы, обладающие большой перпендикулярной магнитной анизотропией привлекательны для индустрии носителей информации. Сильная магнитная анизотропия позволяет создавать наноразмерные элементы хранения информации, преодолевая суперпарамагнитный предел [1]. Следовательно подобные материалы имеют высокий потенциал использования для высокоплотной магнитной записи информации и перспективны для создания магнито-резистивной оперативной памяти.

Ранее нами были получены магнитные материалы, обладающие перпендикулярной магнитной анизотропией и представляющие собой сплавы на основе Fe или Co (CoPt, CoPd, FePd) [2]. Величина коэрцитивного поля перпендикулярной намагниченности таких пленок была менее 50 мТл, что затрудняет их применение в системах магнитной памяти.

В настоящей работе была продемонстрирована возможность управлять величиной коэрцитивного поля магнитополевой зависимости сопротивления Холла, пропорционального перпендикулярной намагниченности [3], путем мо-

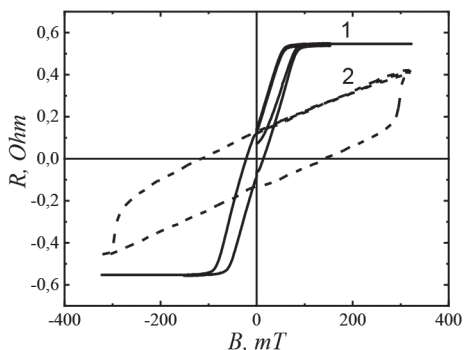


Рис. 1. – Магнитополевая зависимость сопротивления Холла. 1 – исходной пленки CoPt/GaAs, 2 – пленки Fe-Mn-C/CoPt/GaAs

дификации кристаллической структуры пленки CoPt высокотемпературным термическим отжигом (температура более 400°C). Исследуемые пленки CoPt были сформированы на подложке GaAs методом электронно-лучевого послыдного испарения мишеней из чистых материалов [4]. Затем проводился термический отжиг в условиях высокого вакуума ( $1 \cdot 10^{-6}$  Торр) при температуре 400°C в течение 80 мин и напыление сплава Fe-Mn-C методом лазерного распыления. Обнаружено увеличение коэрцитивного поля петли магнитолевой зависимости сопротивления Холла с 18 мТл до 140 мТл. При проведении структурных исследований в исходной пленке методами электронно-лучевой микроскопии и рентгеноструктурного анализа в исходной пленке CoPt была обнаружена фаза CoPt-L<sub>1</sub>, обуславливающая относительно небольшую перпендикулярную анизотропию намагниченности пленки. Вероятно, после проведения высокотемпературного отжига фаза CoPt-L<sub>1</sub> трансформируется в фазу CoPt-L<sub>0</sub>, обуславливающую возникновение перпендикулярной магнитной анизотропии с высоким коэрцитивным полем [5,6] закрепляющую домены сплава Fe-Mn-C, изначально не обладавшего перпендикулярной магнитной анизотропией. Согласно [5,6] коэрцитивное поле таких пленок, в зависимости от температуры отжига и вида подложки, может достигать 1 Тл.

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания Минобрнауки России (№8.1751.2017/ПЧ), базовой части государственного задания Минобрнауки России №16.7443.2017/БЧ, при поддержке РФФИ (гранты 18–29–19137мк, 20–38–70063-Стабильность), гранта Президента РФ (МД-1708.2019.2).

[1] D. Weller et al., *IEEE Trans. Magn.*, **36**, 10 (2000).

[2] A. V. Zdoroveyshchev et al., *Int. J. of Nanoscience*, **18**, 1940019 (2019).

[3] N. Nagaosa et al., *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 1539 (2010).

[4] А.В. Здоровейщев и др., *ФТП*, **49**, 1649 (2015).

[5] А.Н. Рыбакова, *Диссертация к. физ.-мат. н.*, 110 с. (2017).

[6] L. Grenet et al., <https://arxiv.org/abs/1110.2628>.



**NM–20**

**Фото-ЭДС на поверхности сильнолегированного GaAs  
с адсорбированными слоями цезия и кислорода**

**Журавлев А.Г.<sup>1,2</sup>, Хорошилов В.С.<sup>1,2</sup>, Альперович В.Л.<sup>1,2</sup>**

*<sup>1</sup>ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13  
<sup>2</sup>НГУ, 630090, Новосибирск, Пирогова 2*

Фото-ЭДС на поверхности полупроводников состоит в уменьшении поверхностного изгиба зон, вызванном разделением фотогенерированных электронов и дырок в поверхностном электрическом поле и, как следствие, частичной экранировкой этого поля. Работа фотоприемников на барьерах Шоттки основана на эффекте фото-ЭДС, который должен учитываться при определении величины изгиба зон методами оптической и фотоэмиссионной спектроскопии. Величина фото-ЭДС несёт информацию о процессах накопления фотоэлектронов вблизи поверхности, их захвата на поверхностные состояния и рекомбинации. Фото-ЭДС, возникающая на поверхности GaAs(Cs,O)-фотокатодов с отрицательным электронным средством (ОЭС) при освещении их мощными лазерными импульсами, приводит к практически полному спрямлению поверхностного изгиба зон и ограничению числа электронов, эмитируемых за время одного импульса.

Ранее фото-ЭДС на поверхности GaAs(Cs,O) изучалась бесконтактным методом фотоотражения на образцах с умеренным уровнем легирования  $p \leq 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  [1], тогда как при больших концентрациях дырок  $p \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , определение фото-ЭДС было затруднено из-за низкого уровня сигнала фотоотражения. В данной работе предложена и апробирована новая методика измерения фото-ЭДС по модуляции тока фотоэмиссии электронов из полупроводника в вакуум. Эта методика состоит в следующем. Лазерный пучок накачки создаёт фото-ЭДС, генерируя электрон-дырочные пары вблизи поверхности, а тестовый пучок света от монохроматора возбуждает фотоэмиссию, при этом интенсивности световых пучков модулированы на различных частотах. Для подавления вклада в фотоэмиссию от накачки, изменения тока фотоэмиссии тестового пучка, обусловленные модуляцией работы выхода за счёт фото-ЭДС, детектируются на

суммарной частоте. Абсолютные значения фото-ЭДС определяются в калибровочном эксперименте с энергией фотонов тестового пучка вблизи ширины запрещённой зоны. С помощью данной методики была измерена фото-ЭДС на поверхности Cs/ $p^+$ -GaAs в зависимости от мощности лазерной накачки при актуальном для ОЭС-фотокатодов уровне легирования  $p \approx 7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Эволюция фото-ЭДС, измеренная при нанесении Cs-покрытия на поверхность  $p^+$ -GaAs, сопоставлена с данными, полученными ранее методом фотоотражения на специальных  $UP^+$ -структурах с тонким ( $\approx 100 \text{ нм}$ ) нелегированным слоем, выращенным поверх сильнолегированного  $p^+$ -GaAs [2]. На обоих типах образцов наблюдается резкий спад фото-ЭДС при нанесении более 0.4 монослоя цезия, вызванный, предположительно, образованием металлических кластеров, приводящим к увеличению скорости поверхностной рекомбинации.

[1] V.L. Alperovich et al., *Surf. Sci.* **331–333** 1250 (1995).

[2] А.Г. Журавлев, В.Л. Альперович, *Письма в ЖЭТФ*, **88**, 702 (2008).

NM-21

## Superconductivity in Thin Layer Dirac Semimetals $\text{Cd}_3\text{As}_2$

B. Aronzon<sup>a,\*</sup>, A. Davydov<sup>a</sup>, L. Oveshnikov<sup>a</sup>, V. Zakhvalinski<sup>b</sup>,  
A. Kochura<sup>c</sup>, A. Ril<sup>d</sup>, S. Marenkin<sup>d</sup>

<sup>a</sup> P. N. Lebedev Physical Institute, RAS, Moscow 119991, Russia

<sup>b</sup> Belgorod National Research University, Belgorod 308015, Russia

<sup>c</sup> South-West State University, Kursk 305040, Russia

<sup>d</sup> N. S. Kurnakov Institute General and Inorganic Chemistry, RAS, Moscow 119991, Russia

\*corresponding author: aronzon@mail.ru

We report a first experimental observation of superconductivity in thin layer Dirac semimetals  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  [1]. Dirac semimetals currently attract wide related to the existence of Dirac nodes in electron spectrum and nontrivial topological characteristics of both bulk and surface states. The films under study were synthesized by two methods: magnetron and thermal sputtering. Both technics give the analogues results: the polycrystalline continuous part of the films with a homogeneous distribution of elements and the Cd-to-As ratio close to stoichiometric  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ , difference was not more 2%. The latter is also supported by Raman spectra of the studied films were two pronounced peaks inherent to  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  were

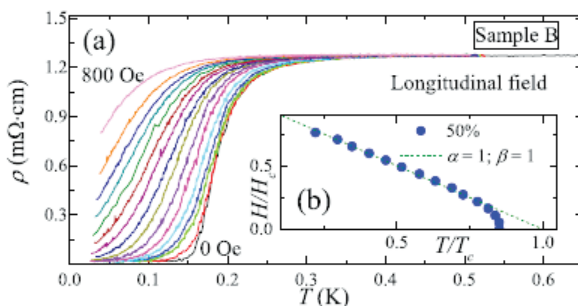


Fig. 1. (a) Temperature dependence of resistivity for one sample at various longitudinal magnetic fields. (b) Corresponding  $H_c$ - $T_c$  diagrams for the SC transition (midpoint). Fitting of experimental data is shown by the dashed line

observed. The obtained X-ray diffraction patterns for studied films also correspond to the  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  lattice. The formation of a superconducting phase in the films is confirmed by the characteristic behavior of the temperature and the magnetic field dependence of the sample resistivity (see Fig 1), as well as by the presence of pronounced zero-resistance plateaus in the  $dV/dI$  characteristics. The  $H_c-T_c$  plots reveal linear behavior within the intermediate temperature range suggesting the possibility a nontrivial pairing in the films under investigation.

The work was supported by the Russian Science Foundation, Grant No. 17–12 01345.

[1] A.V. Suslov et al., *Phys. Rev.B.99*, 094512 (2019).

## Об открытии фазы полуметалла Вейля в HgSe

Бобин С.Б., Лончаков А.Т.

*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18*

Поиск и исследование перспективных для практических приложений новых топологических материалов – полуметаллов Вейля является одним из трендов современной физики конденсированного состояния. В докладе авторы представляют обзор своих недавних работ [1–3], в которых на основе выявления и анализа особенностей магнитотранспорта предсказывается наличие топологической фазы полуметалла Вейля в бесщелевом HgSe. Мы впервые обратили внимание на выполнение в селениде ртути двух главных условий образования узлов Вейля и поверхностных Ферми-арок – сильного спин-орбитального взаимодействия и отсутствие центра пространственной инверсии. Проведение исследований также мотивировалось рядом экспериментальных и теоретических предпосылок, содержащихся в работах других авторов, которые или свидетельствовали в пользу нетривиальной топологии HgSe, или ей не противоречили.

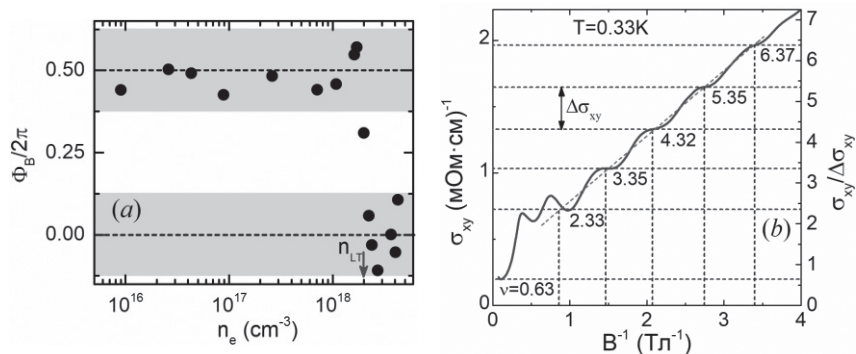


Рис.1. (a) Зависимость фазы Берри, от концентрации электронов в HgSe [2]; (b) зависимость «продольной» холловской проводимости  $\sigma_{xy} = \rho_{xy}^{-1}$  от обратного магнитного поля для образца HgSe с  $n_e = 8.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  [3]

Исследования выявили в HgSe с низкой концентрацией электронов следующие характерные для полуметаллов Вейля магнитотранспортные признаки: 1. Сильное (до 7000% в магнитном поле 12Тл) поперечное магнитосопротивление без какой-либо тенденции к насыщению [1,3]; 2. Отрицательное продольное магнитосопротивление (до 60%), обусловленное киральной аномалией [1,3]; 3. Скачок фазы Берри от нетривиального (близкого к  $\pi$ ) значения до нуля при концентрации электронов  $n_{LT} \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , свидетельствующий об электронном топологическом переходе Лифшица [рис.1(a)]. Как следствие перехода, сделана оценка ключевого параметра полуметалла Вейля – расстояния между узлами Вейля с противоположной киральностью ( $\approx 0.08 \text{ \AA}^{-1}$ ), что согласуется с данными для полуметаллов Вейля семейства TaAs; 4. Открытие в HgSe квантования «продольной» (магнитное поле направлено вдоль электрического тока) холловской проводимости  $\sigma_{xy}$  с близким к полуцелому фактором заполнения  $\nu$  [рис.1(b)]. Новый магнитотранспортный эффект, предсказанный в теории для полуметаллов Вейля, получил название «квантовый топологический эффект Холла» [3].

Таким образом магнитотранспорт достаточно убедительно показывает, что в широкой области концентраций электронов HgSe можно отнести к полуметаллам Вейля без центра пространственной инверсии.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Электрон», № АААА-А18-118020190098-5) при частичной поддержке РФФИ (проект № 18–32–00198).

[1] A.T. Lonchakov et al., *Appl. Phys. Lett.* **112**, 082101 (2018).

[2] S.B. Bobin et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **31**, 115701 (2019).

[3] A.T. Lonchakov et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **31**, 405706 (2019).

## Диэлектрические свойства титанатов гольмия и иттербия

Боголюбский А.С.<sup>1</sup>, Клепикова А.С.<sup>1</sup>, Ринкевич А.Б.<sup>1</sup>, Неверов В.Н.<sup>1</sup>

*<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

Титанаты редкоземельных элементов привлекают внимание своей огнеупорностью, кислородно-ионной и смешанной проводимостью, возможностью использования их в качестве электролитов и электродов в твердых оксидных топливных ячейках, датчиков парциального давления кислорода, катализаторов и др. Для пироксидных соединений характерно существование нестехиометрических фаз и наноструктурированных материалов. Состав этих титанатов выражается формулой  $R_2^{3+}Ti_2^{4+}O_7$ , где  $R^{3+}$  трехвалентный ион редкоземельного элемента. Некоторые ионы  $R^{3+}$  имеют большой магнитный момент, например, ионы гольмия. В кристаллической решетке ионы занимают позиции в вершинах тетраэдров, что допускает существование фрустрированных магнитных моментов.

В настоящей работе исследованы  $Yb_2Ti_2O_7$  и  $Ho_2Ti_2O_7$  – так называемые «фрустрированные» материалы. Синтез соединений  $Yb_2Ti_2O_7$ ,  $Ho_2Ti_2O_7$ , со структурой типа пироксидов проведен твердофазным методом из исходных оксидов:  $Ho_2O_3$  (х. ч.),  $Yb_2O_3$  (х. ч.),  $TiO_2$  (х. ч., модификация анатаз). Навески оксидов, взятые в стехиометрическом соотношении, тщательно перетирали в яшмовой ступке в течение 30 мин. Для ускорения взаимодействия между исходными оксидами порошок прессовали в таблетки с помощью пресс-формы из оргстекла. Полученные таблетки диаметром 15 мм и высотой 1.0 мм помещали в корундовые тигли и подвергали высокотемпературной термообработке в муфельной печи. После каждой промежуточной стадии термообработки образцы перетирали и прессовали, что способствовало более полному протеканию твердофазной реакции [1].

Рентгенофазовый анализ образцов на порошках проведен с использованием дифрактометра SHIMADZU XRD-6000 на  $CuK\alpha$ -излучении с  $\lambda=1.54056\text{nm}$  в интервале изменения угла  $2\theta$  от  $10^\circ$  до  $80^\circ$  (шаг  $0.05^\circ$ ) и временем экспозиции 2s. Все рефлексы на рентге-

нограммах описываются пространственной группой  $Fd\bar{3}m$ , что является подтверждением формирования фазы пирохлора.

Измерения при частотах до 3000 Гц и фиксированных температурах выполнялись на установке MFLI, Zurich Instruments. Установка позволяет измерять импеданс, из которого можно получить ёмкость образца, а из нее – действительную часть диэлектрической проницаемости. На две параллельные поверхности образца напылялся тонкий слой тантала, так, образовывался конденсатор с двумя параллельными пластинами, была получена его частотная зависимость емкости, а далее рассчитана диэлектрическая проницаемость.

Диэлектрическая проницаемость исследованных образцов уменьшается с увеличением частоты, что является общей особенностью диэлектрических материалов. Частотная дисперсия диэлектрической проницаемости выражена слабо. Большие значения диэлектрической проницаемости при низких частотах наблюдаются у титаната иттербия, что может быть связано с большей плотностью и меньшим параметром элементарной ячейки (рассчитанных по рентгенограммам) по сравнению с титанатом гольмия.

Работа выполнена в рамках темы «Функция» № АААА-А19-119012990095-0 и при финансовой поддержке РФФИ, проект № 17-02-00029.

[1] А.Б. Ринкевич и др., ФТТ, 61, 8, 1455 (2019).



NM–24

## Многократные топологические переходы, вызванные конкуренцией нормального и андреевского отражения

Копасов А.А.<sup>1</sup>, Мельников А.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИФМ РАН, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина 23

Недавние экспериментальные исследования полупроводниковых проводов покрытых сверхпроводящей оболочкой [1] возродили интерес к вихревым состояниям в сверхпроводящих гибридных структурах в контексте их возможного использования для реализации квантовых вычислений. В частности, в работе [2] было предложено, что в полностью покрытых нанопроводах входящие вихри могут перевести систему в топологическую фазу в сравнительно слабых магнитных полях ( $\sim 0.1\text{T}$ ). Основными требованиями для реализации топологической фазы является наличие пересечений подщелевых уровней уровня Ферми и наличие текстурированного спин-орбитального взаимодействия Рашбы, определяемого радиальным вектором нормали.

В данной работе исследуется структура поперечных мод в полностью покрытых нанопроводах с учетом как андреевского, так и нормального отражения, возникающего за счет скачка эффективных масс и Ферми скоростей на границе кор/оболочка. На основе теории Боголюбова – де Жена показано, что в случае доминирующего андреевского отражения в спектре гибридной структуры формируются состояния Кароли – де Жена – Матрикона [3], имеющие необычную зависимость от магнитного потока (см. рис. 1), а наличие нормального отражения приводит к осцилляциям подщелевых уровней [4]. Полученные результаты позволяют объяснить экспериментально наблюдаемые зависимости дифференциальной проводимости от магнитного потока а также переключения периодичности тока через провод как функции затворного напряжения в режиме кулоновской блокады при изменении магнитного потока [1].

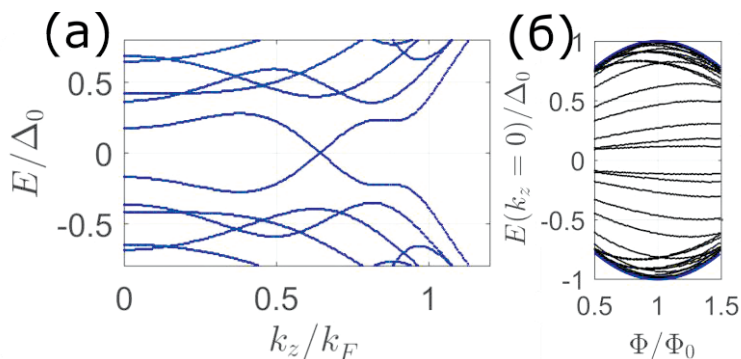


Рис.1. – (a) Характерный спектр квазичастиц. (b) Зависимость подщелевых уровней одноквантового вихря в зависимости от магнитного потока  $\Phi$ . Здесь  $\hbar k_z$  – продольный импульс,  $\Phi_0 = \pi \hbar c/e$  – квант магнитного потока

В работе также показано, что учет текстурированного спин-орбитального взаимодействия приводит к появлению затухающих майорановских мод и спин-поляризованных распространяющихся мод. В работе приводится оценка масштаба локализации майорановских состояний на основе имеющихся данных по InAs/Al проводам.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов 17–52–12044, 18–02–00390, 19–31–51019 а также проекта РНФ 17–12–01383.

- [1] S. Vaitiekėnas et al., arXiv:1809.05513 (2018).
- [2] R.M. Lutchyn et al., arXiv:1809.05512 (2018).
- [3] C. Caroli et al., Phys. Letters 9, 307 (1964).
- [4] N.B. Kopnin et al., Phys. Rev. Lett. 95, 197002 (2005).

**Импульсная терморекфлектометрия полупроводников**

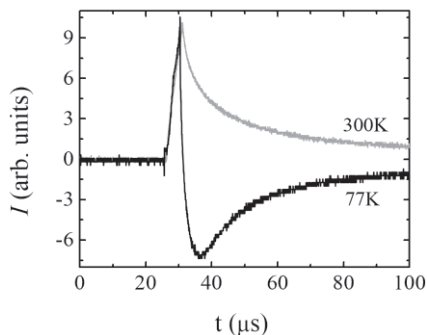
Старостин А.А.<sup>1</sup>, Шангин В.В.<sup>1</sup>, Лончаков А.Т.<sup>2</sup>,  
Котов А.Н.<sup>1</sup>, Бобин С.Б.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Институт теплофизики УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а*

<sup>2</sup> *Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18*

Настоящий доклад состоит из двух частей. В первой части представлен разработанный нами вариант установки импульсной терморекфлектометрии для локальной диагностики приповерхностных слоев малых образцов. Суть методики заключается в использовании двух источников лазерного излучения. Первый источник сфокусированного импульсного лазерного излучения длиной волны  $\lambda = 1470$  нм, модулированный генератором импульсов, через оптический циркулятор и спектральный разветвитель импульсно нагревает поверхность за время порядка (1–50) мкс, возбуждая в образце температурную неоднородность. Второй источник генерирует постоянное излучение  $\lambda = 1530$  нм с мощностью на порядок меньшей, которое проходит по тому же пути и отражается от пятна нагрева диаметром  $\sim 10$  мкм. Параметры температурной релаксации неоднородности, содержащие информацию о теплофизических свойствах облучаемой области, определяются по изменению амплитуды отраженного излучения пробного лазера, синхронного с нагревающим импульсом. Проводником греющего и отраженного излучения служит одномодовый оптоволоконный кабель. Из эксперимента определяется зависимость относительной интенсивности отраженного луча  $I(t)$  от времени.

Во второй части доклада продемонстрированы возможности метода терморекфлектометрии в исследовании приповерхностных слоев полупроводниковых сред с различным электронным спектром: широкозонного ZnSe:Ni, узкощелевого *n*-InSb и бесщелевого HgSe. Измерения выполнялись при  $T = 300$  и  $77$  К. В результате показано, что для первых двух материалов скорость релаксации (спада) сигнала термоотражения со временем предсказуемо определяется только релаксацией зависящей от величины теплопроводности температурной



*Рис.1. – Зависимость относительной интенсивности отраженного лазерного луча от времени для образца HgSe с концентрацией электронов  $2.5 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$ . Длительность греющего импульса 5нс*

носителей заряда через потенциальный барьер из объемных киральных состояний узлов Вейля в поверхностные состояния Ферми-арок и росту концентрации поверхностных электронов. В результате чего на поверхности образуется специфическая (свойственная только полуметаллу Вейля) концентрационная неоднородность, которая может заметно повлиять на коэффициент отражения HgSe. В докладе приводятся оценки высоты, ширины и прозрачности туннельного барьера.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Электрон», № АААА-А18-118020190098-5).

[1] A.T. Lonchakov et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **31**, 405706 (2019).

неоднородности. Однако для HgSe так обстояло дело только при  $T = 300\text{K}$  (рис. 1). Было установлено, что в отличие от ZnSe:Ni и *n*-InSb в HgSe при  $T = 77\text{K}$  на зависимости  $I(t)$  появляется достаточно глубокий провал в области отрицательных значений  $I(t)$ , и следующая затем медленная релаксация сигнала (рис.1). Появление этой аномалии мы связываем с нетривиальной топологией HgSe, как полуметалла Вейля без центра пространственной инверсии (см. [1] и ссылки там). Воздействие теплового импульса приводит к активации

NM-26

## Парамагнитный эффект Мейснера в $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$

Денисов Д.В., Михайлин Н.Ю., Шамшур Д.В., Парфеньев Р.В.

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

Полупроводниковый твердый раствор  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  представляет интерес не только благодаря повышенным на порядок (по сравнению с другими полупроводниковыми материалами) значениям сверхпроводящих (СП) параметров, таких как критическая температура  $T_c$  [1] и критическое магнитное поле  $H_{c2}$  [1, 2]. Изучение процессов, протекающих в исследованных соединениях, вызывает интерес благодаря их принадлежности к особому классу материалов – топологических кристаллических изоляторов [3].

При добавлении In в  $\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z}\text{Te}$  в зонном спектре материала образуется полоса примесных квазилокальных состояний индия с высокой плотностью. В  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  по мере увеличения концентрации Sn полоса In смещается из зоны проводимости  $\text{PbTe}:\text{In}$  в валентную зону  $\text{SnTe}:\text{In}$ . Одновременно изменяется ширина запрещенной зоны твердого раствора; при  $z = 0.65$  реализуется бесщелевое состояние с последующей инверсией экстремумов зон.

Нами изучались температурные зависимости намагниченности  $m(T)$  в твердых растворах  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  с различным содержанием индия  $\text{In}(x) = 0.16, 0.2$  и свинца  $\text{Pb}(z) = 0.3, 0.4, 0.5, 0.6$ . Образцы твердого раствора представляли собой поликристаллические слитки, синтезированные по металлокерамической технологии.

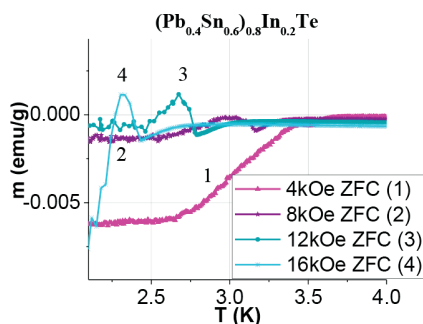


Рис. 1. - ZFC зависимости  $m(T)$  в образце  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  в полях 4 kOe (1), 8 kOe (2), 12 kOe (3), 16 kOe (4)

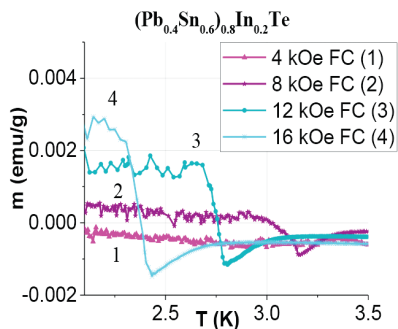


Рис. 2. - FC зависимости  $m(T)$  в образце  $(Pb_{0.4}Sn_{0.6})_{0.8}In_{0.2}Te$  в полях 4 kOe (1), 8 kOe (2), 12 kOe(3), 16 kOe (4)

в области температур и магнитных полей, где в зависимостях  $m(H)$  был обнаружен дополнительный максимум в полях вблизи  $H_{c2}$  [2] («пик-эффект»).

ПЭМ наблюдался ранее в ряде СП материалов, в том числе ВТСП керамиках, Nb и др. [4]. Разработан ряд моделей (например, [4,5]), связывающий, в частности, ПЭМ с наличием в зернистых материалах спонтанных токов в сети Джозефсоновских контактов [4], однако представленные модели требуют дальнейших исследований.

[1] P.B. Парфеньев et al, ФТТ, **43**, 10, 1772 (2001)

[2] Н.Ю. Михайлин et al, *Low Temperature Physics*, **45**, № 2, 219 (2019)

[3] Zhong, R., et al, *Crystals*, **7**(2), 55 (2017)

[4] Khomskii, D., *Journal of Low Temperature Physics*. **95**, 1–2, p. 205–223 (1994)

[5] A. E. Koshelev and A. I. Larkin *Phys. Rev. B* **52**, 13559 (1995)

На рис. 1, 2 на примере  $(Pb_{0.4}Sn_{0.6})_{0.8}In_{0.2}Te$  представлены характерные зависимости  $m(T)$ , полученные в режиме ZFC (рис. 1) и в режиме FC (рис. 2) при  $H=4, 8, 12$  и  $16$  кЭ. При увеличении  $H$  зависимость  $m(T)$  переходит в парамагнитную область, хотя твердый раствор остается в СП состоянии (парамагнитный эффект Мейснера (ПЭМ)). Отметим, что в серии твердых растворов  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.84}In_{0.16}Te$ , ПЭМ наиболее ярко выражен

NM–27

## Электрические и магнитные свойства сплавов Гейслера $X_2VAI$ ( $X = Ti, Mn, Fe, Co, Ni$ )

Семяникова А.А.<sup>1</sup>, Перевозчикова Ю.А.<sup>1</sup>,  
Доможирова А.Н.<sup>1</sup>, Марченков В.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Сплавы Гейслера  $X_2VAI$  ( $X = Ti, Mn, Fe, Co, Ni$ ) могут обладать свойствами полуметаллических ферромагнетиков (ПМФ) и/или спиновых бесщелевых полупроводников (СБП). Отличительной особенностью ПМФ является щель на уровне Ферми для электронных состояний со спином вниз и отсутствие щели для носителей тока со спином вверх [1]. СБП позволяют совместить свойства ПМФ с полупроводниковыми характеристиками с возможностью управления электронными свойствами, поскольку обладают необычной зонной структурой – наличием широкой ( $\Delta E \sim 1$  eV) щели на уровне Ферми для носителей тока со спином вниз и нулевой энергетической щелью для носителей тока с обратным направлением спина [2]. В таких материалах ожидается почти 100% спиновая поляризация носителей заряда при комнатной температуре, следовательно, они могут найти практическое применение в спинтронике.

При варьировании числа валентных электронов, то есть, X-компоненты в сплавах  $X_2VAI$  ( $X = Ti, Mn, Fe, Co, Ni$ ), могут наблюдаться существенные изменения электронных и магнитных характеристик, связанные с перестройкой электронной зонной структуры вблизи уровня Ферми [3, 4]. Таким образом, целью данной работы было синтезировать систему сплавов  $X_2VAI$  ( $X = Ti, Mn, Fe, Co, Ni$ ), выявить особенности их электронных транспортных и магнитных свойств, возможную корреляцию и основные закономерности поведения.

Температурные зависимости электросопротивления измерены в широком интервале температур от 4.2 до 300 К с использованием стандартной 4-контактной методики на постоянном токе с коммутацией электрического тока через образец. При  $T = 4.2$  К измерены

полевые зависимости магнитосопротивления и сопротивления Холла в магнитных полях до 100 кЭ, а намагниченности – в полях до 70 кЭ. Измерения холловского сопротивления выполнены по общепринятой 4- и/или 5-контактной методике с коммутацией и электрического тока и направления магнитного поля относительно образца. Измерения намагниченности выполнены на SQUID-магнитометре (MPMS XL7, Quantum Design). Определены коэффициенты нормального и аномального эффектов Холла, проведена оценка концентрации и подвижности носителей заряда.

В результате проведенных исследований обнаружены существенные изменения остаточного сопротивления  $\rho_0$ , намагниченности насыщения  $M_s$ , знака и величины коэффициентов нормального  $R_0$  и аномального  $R_S$  эффекта Холла при переходе от  $X = \text{Ti}$  к  $X = \text{Ni}$ , то есть, при варьировании числа валентных электронов в пределах от 16 до 28. Между значениями измеренных электрических и магнитных характеристик в зависимости от числа валентных электронов наблюдается четкая корреляция, что может быть связано с возникновением ПМФ- и/или СБП-состояний.

Работа частично поддержана государственным заданием МИ-НОБРНАУКИ России (тема «Спин» № АААА-А18-118020290104-2), грантами РФФИ (№ 18–32–00686 и № 18–02–00739), Комплексной программой УрО РАН (проект № 18–10–2–37) и Правительством Российской Федерации (постановление № 211, контракт № 02.А03.21.0006).

[1] M.I. Katsnelson, V.Yu. Irkhin, L. Chioncel et al., *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 315 (2008).

[2] X.L. Wang, *Phys. Rev. Let.*, **100**, 156404 (2008).

[3] Н.И. Коуров, В.В. Марченков, Ю.А. Перевозчикова, Н.В. Вебер, *Физика твердого тела*, **59**, 63 (2017).

[4] В.В. Марченков, В.Ю. Ирхин, Ю.А. Перевозчикова, П.Б. Терентьев, А.А. Семянникова, Е.Б. Марченкова, М. Eisterer, *ЖЭТФ*, **155**, 1083 (2019).



NM–28

## Влияние высокого давления на электрофизические свойства дираковского 3D полуметалла $Cd_3As_2$ с наногранулами $MnAs$

Сайпулаева Л.А.<sup>1</sup>, Мельникова Н.В.<sup>2</sup>, Тебеньков А.В.<sup>2</sup>,  
Бабушкин А.Н.<sup>2</sup>, Отаев А.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики ДНЦ РАН, 367015, Россия, Республика Дагестан, г. Махачкала, ул. М. Ярагского, 94

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет, 620002 Екатеринбург, ул. Мира, 19

Представлены результаты экспериментальных исследований электро- и магнитосопротивления композитов на основе дираковского полуметалла  $Cd_3As_2$  с содержанием наногранул  $MnAs$  [1] при давлениях до 50 ГПа. Исследованные образцы представляют собой композит, состоящий из наноразмерных ферромагнитных гранул  $MnAs$  хаотически расположенных в объеме матрицы с характерными размерами 20–30 нм и 50–90 нм.

Исследования барического поведения электро- и магнитосопротивления показали существенное изменение скорости уменьшения электросопротивления при росте давления от 25 до 30 ГПа, формирование высоких значений отрицательного магнетосопротивления при увеличении давления и его малые (по модулю) значения при уменьшении давления до 16 ГПа.

Учитывая особенности поведения измеренных характеристик при увеличении и последующим уменьшении давления или при исследовании при циклическом нагружении, можно предположить, что в материалах происходят необратимые или почти необратимые изменения. Полученные результаты согласуются с поведением термоэда материалов при давлениях до 50 ГПа [2].

[1] Crassee I. et al. *Phys. Rev. Materials*. V. 2. – P. 92 (2018).

[2] Melnikova N.V. et. al. *Solid State Physics*. V. 60, №3. P. 499 (2018).

NM–29

## Проявление спиновой аккумуляции в эффекте Франца-Келдыша

Горбунов Е.А.<sup>1</sup>, Голяшов В.А.<sup>1,2</sup>, Кавеев А.К.<sup>3</sup>, Терещенко О.Е.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Пирогова, 2

<sup>2</sup>ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13

<sup>3</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, С.Петербург, Политехническая, 26

Интересной системой, с точки зрения аккумуляции и детектирования спиновой поляризации электронов, является структура металл-диэлектрик-полупроводник (МДП), в которой металл является ферромагнетиком (ФМ), диэлектрик – туннельным, а полупроводник позволяет создавать оптическую ориентацию спинов электронов. В данной работе изучается аккумуляция спин-поляризованных электронов в области пространственного заряда (ОПЗ) р-GaAs(001) модуляционным методом оптического отражения, основанном на эффекте Франца-Келдыша (Ф-К). В отличие от классической экспериментальной схемы измерения эффекта Ф-К, в методе спин-зависимого Ф-К эффекта модуляция встроенного электрического поля ОПЗ осуществляется изменением направления круговой поляризации луча накачки, а не его интенсивности, либо изменением направления намагниченности ФМ пленки при фиксированной интенсивности и поляризации луча накачки. Эффект модуляции электрического поля ОПЗ основан на спин-зависимом туннелировании поляризованных электронов, которое, в свою очередь, зависит от взаимной ориентации спинов электронов и намагниченности ферромагнетика. Для изучения спин-зависимого эффекта Франца-Келдыша изготовлены структуры Co/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/GaAs, Co/MgO/GaAs, Co/Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/GaAs с различными толщинами (1–8 нм) слоя кобальта и диэлектрика, а также сверхрешётка [Co 0.5 nm / Pt 1 nm]x4 / GaAs(001) с целью получить намагниченность ферромагнитного слоя с легкой осью направленной нормально к поверхности. С помощью магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) были получены петли гистерезиса.

зиса продольной и нормальной компоненты намагниченности ферромагнитной пленки образца. Установлено, что только у ФМ сверхрешетки легкая ось намагниченности перпендикулярна плоскости поверхности. Магнитные свойства большинства изученных пленок изотропны, а коэрцитивные поля составляют  $\sim 10$  мТ. Изучено изменение приповерхностного электрического поля в р-GaAs(001) после нанесения диэлектрика и ФМ. Измерения были проведены при накачке на длинах волн 630 и 780 нм с круговой поляризацией. При накачке 630 нм был обнаружен эффект спин-зависимой фотоэдс, что проявилось в изменении амплитуды и формы осцилляций ФК. Приводятся оценки значения фотоЭДС, возникающего вследствие спин-зависимого эффекта Ф-К. Работа частично поддержана проектами РФФИ 18-02-00353.

## Авторский указатель

- Aronzon V. 189  
Averkiev N.S. 75, 115, 119,  
128  
Baldwin K.W. 59  
Biryukov D. Yu. 130  
Bozek R. 70  
Chalker J.T. 64  
Charikova T.B. 153, 177  
Coupeau C. 104  
Drouet M. 104  
Ganichev S.D. 72, 162  
Gefen Y. 64  
Godlewski M. 63, 70  
Gornyi I. 64, 113  
Gudkov V.V. 128  
Hosseney W.A.L. 128  
Huang J.C.A. 155  
Ivanov A.A. 153, 177  
Jarosz D. 70  
Kamburov D. 59  
Kaszewski J. 63  
Katsnelson M. 160  
Khaymovich I.M. 168  
Kielbik P. 63  
Korona K.P. 70  
Koubisy Mohamed S.I. 130  
Kowalski B.J. 70  
Kret S. 70  
Lehner Christian 98  
Mel'nikov A.S. 168, 193  
Mohamed S.I. 130  
Otteneder M. 162  
Petukhova O. 153, 177  
Pfeiffer L.N. 59  
Pieniżek A. 70  
Pietruszka R. 63  
Polyakov D.G. 110  
Popov M. 153  
Reszka A. 70  
Sacré D. 162  
Sarychev M.N. 126, 128  
Seweryn A. 63  
Shakurov G.S. 128  
Shelushinina N. 153  
Słońska A. 63  
Sobanska M. 70  
Suchocki A. 148  
Tchutchulashvili G. 70  
Teisseyre H. 70  
Teissier R. 68  
Tiagul'skyi S. 70  
Ulanov V.A. 128  
Vadimov V.L. 168  
Vagapov A.S. 130  
West K.W. 59  
Witkowski B.S. 63, 70  
Yachniuk I. 162  
Zatsepin A.F. 130  
Zhevstovskikh I.V. 128  
Zudov M. 102  
Zyt'kiewicz Z.R. 70

**А**

---

Аверкиев Н.С. 75  
Акимов А.Н. 156  
Алёшкин В.А. 86  
Алешкин В.Я. 74  
Алтухов И.В. 68  
Альперович В.Л. 104  
Арапов Ю.Г. 66  
Арташкин А.И. 158

**Б**

---

Бабушкин А.Н. 201  
Бакаров А. К. 59  
Бакшеев Д.Г. 92  
Бандурин Д.А. 61  
Банников М.И. 158  
Банникова Н.С. 176  
Баранов А.Н. 68  
Барышников К.А. 115  
Бельтюков Я.М. 88  
Березовец В.А. 75  
Бобин С.Б. 189  
Богданов Е.В. 117  
Боголюбский А.С. 191  
Богословский Н.А. 119  
Большаков А.П. 81  
Будкин Г.В. 106  
Булычев Б.М. 164  
Бурмистров И.С. 55  
Быков А.А. 107

**В**

---

Важенин В.А. 146  
Варавин В.С. 94  
Василик В.А. 181

Ведь М.В. 120  
Верхогляд А.Г. 124  
Вихрова О.В. 134  
Волков В.А. 96

**Г**

---

Гайдученко И.А. 61  
Галеева А.В. 158  
Ганичев С.Д. 72  
Говоркова Т.Е. 122  
Голеницкий К.Ю. 75  
Голуб Л.Е. 59  
Гольцман Г.Н. 61  
Голяшов В.А. 156  
Горбунов Е.А. 202  
Горный И.В. 113  
Груздев Н.Б. 146  
Гудина С.В. 66  
Гуткин А.А. 115

**Д**

---

Давыдов А.Б. 166  
Данилов С.Н. 158  
Данилов Ю.А. 120  
Дворецкий С.А. 69  
Двуреченский А.В. 88  
Деятов Э.В. 57  
Демина П.Б. 134  
Денисов Д.В. 197  
Дмитриев А.А. 59  
Дмитриев И.А. 162  
Доможирова А.Н. 155  
Дорохин М.В. 120, 134,  
136, 183  
Дричко И.Л. 59  
Дроздов К.А. 181

**Е**

---

---

Ёжиков Н.С. 164  
Елесин А.Г. 124  
Емельянов А.В. 117

**Ж**

---

---

Жданов Е.Ю. 83  
Жевстовских И.В. 126  
Журавлев А.Г. 185

**З**

---

---

Заболотных А.А. 96  
Зайцев-Зотов С.В. 100  
Звонков Б.Н. 66  
Здоровейщев А.В. 120, 183

**И**

---

---

Иванов А.А. 177  
Иконников А.В. 94, 158  
Икусов Д.Г. 124, 170  
Ильинская Н.Д. 68  
Ищенко Д.В. 156

**К**

---

---

Кавеев А.К. 156, 202  
Каган М.С. 68, 81  
Казаков А.С. 158  
Казанцев Д.М. 104  
Кандуссио С. 72  
Качоровский В.Ю. 113  
Квон З.Д. 69, 72, 85, 111  
Клепикова А.С. 191  
Климов А.Э. 156

Кнотько А.В. 117, 132, 144  
Ковалев Б.Б. 117, 132, 144  
Козлов Д.А. 69, 111, 162  
Козлов Д.В. 94  
Козуб В.И. 88  
Кон И.А. 68  
Константинов Н.С. 144  
Копасов А.А. 193  
Коробейников И.В. 161  
Котов А.Н. 195  
Крюков Р.Н. 183  
Кудрин А.В. 120, 134, 136  
Кузнецов Ю.М. 136, 183  
Кульбачинский В.А. 164  
Курилович В.Д. 55  
Курилович П.Д. 55

**Л**

---

---

Лесников В.П. 120, 134,  
136, 183  
Лончаков А.Т. 189, 195  
Лунин Р.А. 164  
Ляпилин И.И. 138

**М**

---

---

Макаров С.Н. 124  
Максимов В.И. 140  
Максимова Е.Н. 140  
Маликов И.В. 176  
Маренкин С.Ф. 166  
Марченков В.В. 155, 176,  
199  
Махнев А.А. 155  
Мельников А.С. 168, 193  
Мельникова Н.В. 201  
Меньшенин В.В. 146

Мехия А.Б. 166  
Миляев М.А. 176  
Минакова В.Е. 100  
Миньков Г.М. 74, 86  
Мирлин А.Д. 113  
Михайлин Н.Ю. 197  
Михайлов Н.Н. 69, 72, 86,  
94, 111, 124, 158, 162, 170  
Михеев В.М. 109  
Моисеев К.Д. 75  
Морозова Н.В. 161  
Москвин А.С. 172

---

**Н**

---

Назипов Д.В. 142  
Наумов С.В. 155  
Наумова Л.И. 176  
Неверов В.Н. 66, 77, 191  
Нестоклон М.О. 59  
Никитина А.М. 100  
Никифоров А.Е. 142  
Новокшенов С.Г. 174

---

**О**

---

Овешников Л.Н. 166  
Овсянников С.В. 161  
Окулов В.И. 122, 126  
Окулова К.А. 122  
Орлов Л.К. 79  
Орлов М.Л. 79  
Отаев А.А. 201

---

**П**

---

Павлов Д.А. 134  
Панов Ю.Д. 172

Папроцкий С.К. 172  
Парфеньев Р. В. 197  
Патраков Е.И. 155, 176  
Перевозчикова Ю.А. 176,  
199  
Петров П.В. 119  
Петросян Т.К. 179  
Петухова О.Е. 177  
Пименов А. 85  
Погосов А.Г. 83  
Подгорных С.М. 66, 98  
Похабов Д.А. 83  
Пушкарев Р.В. 88

---

**Р**

---

Ральченко В.Г. 81  
Риль А.И. 166  
Ринкевич А.Б. 191  
Родионов Н.Б. 81  
Румянцев В.В. 94  
Рут О.Э. 74, 86  
Рыжков М.С. 111  
Рябова Л.И. 158

---

**С**

---

Савельев А.П. 66  
Савченко М.Л. 69, 72, 85,  
111  
Сайпулаева Л.А. 201  
Сарычев М.Н. 126  
Свинцов Д.Ф. 61  
Семянникова А.А. 176  
Скипетров Е.П. 117, 132, 144  
Скипетрова Л.А. 117  
Слынько В.Е. 117, 132, 144  
Смирнов И.Ю. 59  
Соколов В.И. 146

Старостин А.А. 195  
Степина Н.П. 88  
Ступак М.Ф. 124  
Супрун С.П. 156  
Суриков В.Т. 126  
Суркова Т.П. 140  
Суслов А.В. 59  
Суханова Г.В. 179  
Сушков О.П. 90

---

**Т**

---

Талденков А.Н. 117  
Тарасенко С.А. 106  
Тарасов А.С. 156  
Тебеньков А.В. 179, 201  
Терещенко О.Е. 156, 202  
Тихомирова Г.В. 179  
Тихонов К.С. 113  
Ткаченко В.А. 90, 92  
Туруткин К.В. 77

---

**У**

---

Уаман Светикова Т.А. 94  
Ужаков И.Н. 170  
Усикова А.А. 68

---

**Ф**

---

Файнер Н.И. 88  
Федоров Г.Е. 61  
Фокин А.В. 146  
Фомин Л.А. 176

---

**Х**

---

Хвальковский Н.А. 68  
Хворостин А.В. 132  
Хмельницкий Р.А. 81  
Ходос И.И. 183  
Хорошилов В.С. 185  
Хохлов Д.Р. 158  
Худайбердиев Д.А. 69

---

**Ч**

---

Чарикова Т.Б. 177  
Чистяков В.В. 155  
Чурманов В.Н. 146

---

**Ш**

---

Шамшур Д.В. 197  
Шангин В.В. 195  
Швец В.А. 170  
Шелушинина Н.Г. 66, 77,  
177  
Шерстобитов А.А. 74, 86  
Шкляев А.А. 83  
Шредер Е.И. 155  
Шуваев А.М. 85  
Шумилин А.В. 88

---

**Я**

---

Якунин М.В. 66, 77, 98



**Электронные адреса участников школы**

Abramova Galina	agm@iph.krasn.ru
Arapov Yurii Grigor'evich	arapov@imp.uran.ru
Babushkin Alexey Nicplaevitch	alexey.babushkin@urfu.ru
Bogdanov Evgeny	bev@mig.phys.msu.ru
Bogoslovskiy Nikita	hubba@yandex.ru
Burmistrov Igor	burmi@itp.ac.ru
Charikova Tatiana	charikova@imp.uran.ru
Deviatov Eduard	dev@issp.ac.ru
Domozhirova Alexandra Nikolaevna	domozhirova@imp.uran.ru
Drichko Irina L'vovna	irina.l.drichko@mail.ioffe.ru
Dvoretzky Sergey	dvor@isp.nsc.ru
Fedorov Georgy	gefedorov@mail.ru
Godlewski Marek	godlew@ifpan.edu.pl
Golyashov Vladimir	vladimirgolyashov@gmail.com
Gornyi Igor	gornyi@gmail.com
Govorkova Tatyana Evgenjevna	govorkova@imp.uran.ru
Gudina Svetlana Viktorovna	svpopova@imp.uran.ru
Hosseney Wessam	wessam.hosseney@fsc.bu.edu.eg
Kachorovskii Valentin Yurievich	kachor.valentin@gmail.com
Kagan Miron Solomonovich	kagan@cplire.ru
Katsnelson Mikhail Iosifovich	M.Katsnelson@science.ru.nl
Khokhlov Dmitry	khokhlov@mig.phys.msu.ru
Khudaiberdiev Daniar Azamatovich	danikyar@gmail.com
Korobeynikov Igor	i_korobeynikov@mail.ru
Koubisy Mohamed S. I.	M.S.I.Koubisy@gmail.com
Kovalev Boris Borisovich	kovalev@mig.phys.msu.ru
Kowalski Bogdan	kowab@ifpan.edu.pl
Kozlov Dmitriy	dimko@isp.nsc.ru
Kudrin Alexey Vladimirovich	alex2983@yandex.ru
Kulbachinskii Vladimir Anatolievich	kulb@mig.phys.msu.ru

---

Kuntsevich Aleksandr	alexkun@lebedev.ru
Kuznetsov Iurii Mikhailovich	yurakz94@list.ru
Kvon Ze Don	kvon@isp.nsc.ru
Marchenkov Vyacheslav	march@imp.uran.ru
Mejia Albert	A_mehia@mail.ru
Melnikov Alexander Sergeevich	melnikov@ipm.sci-nnov.ru
Mikhailov Nikolai Nikolaevich	mikhailov@isp.nsc.ru
Minkov Grigory	grigori.minkov@imp.uran.ru
Moiseev Konstantin	mkd@iropt2.ioffe.ru
Moskvin Alexander	alexander.moskvin@urfu.ru
Nazipov Dmitrii	qwear0@gmail.com
Neverov Vladimir Nikolaevich	neverov@imp.uran.ru
Novokshonov Sergey	nov@imp.uran.ru
Orlov Lev Konstantinovich	orlov@ipm.sci-nnov.ru
Paprotskiy Stanislav	s.paprotskiy@gmail.com
Perevozchikova Yulia Aleksandrovna	yu.perevozchikova@imp.uran.ru
Petukhova Olga Evgenievna	oep@yandex.ru
Pokhabov Dmitriy Aleksandrovich	pokhabov@isp.nsc.ru
Romanova Oksana Borisovna	rob@iph.krasn.ru
Savchenko Maxim	SavchenkoMaximL@gmail.com
Sherstobitov Andrey	andrey.sherstobitov@urfu.ru
Skipetrov Evgeny Pavlovich	skip@mig.phys.msu.ru
Sokolov Viktor	visokolov@imp.uran.ru
Stepina Natalia	nstepina@mail.ru
Suchocki Andrzej Bogdan	suchy@ifpan.edu.pl
Tikhomirova Galina Vladimirovna	galina.tikhomirova@urfu.ru
Tkachenko Vitaly	vtkach@isp.nsc.ru
Turutkin Konstantin	12546@bk.ru
Uaman Svetikova Tatiana Aurelia	aurelia8002@gmail.com
Udod Lubov Victorovna	luba@iph.krasn.ru
Vasilik Valerian Antonovich	valvasant1997@gmail.com
Ved Mikhail	turok.89rus@rambler.ru

---

Volkov Vladimir Aleksandrovich	volkov.v.a@gmail.com
Yakunin Mikhail	yakunin@imp.uran.ru
Zaitsev-Zotov Sergei	serzz@cplire.ru
Zdoroveyshchev Anton Vladimirovich	zdorovei@gmail.com
Zhdanov Evgeny	zhdanov@isp.nsc.ru
Zhevstovskikh Irina	zhevstovskikh@imp.uran.ru
Zhuravlev Andrey	zh@ngs.ru
Zudov Michael	zudov001@umn.edu
Аверкиев Никита Сергеевич	averkiev@les.ioffe.ru
Альперович Виталий Львович	alper_v@mail.ru
Аронзон Борис Аронович	aronzon@mail.ru
Байдусь Николай Владимирович	bnv@nifti.unn.ru
Бобин Семен Борисович	bobin@imp.uran.ru
Боголюбский Андрей Сергеевич	bogolubskiy@imp.uran.ru
Будкин Григорий Владимирович	gbudkin@gmail.com
Быков Алексей Александрович	bykov@isp.nsc.ru
Копасов Александр Андреевич	kopasov@ipmras.ru
Лончаков Александр Трофимович	lonchakov@imp.uran.ru
Ляпилин Игорь Иванович	Lyapilin@imp.uran.ru
Максимов Вениамин Игоревич	kokailo@rambler.ru
Михеев Виктор Михайлович	mikheev@imp.uran.ru
Окулов Всеволод Игоревич	okulov@imp.uran.ru
Парфеньев Роберт Васильевич	R.Parfeniev@mail.ioffe.ru
Подгорных Сергей Михайлович	sp@imp.uran.ru
Поляков Дмитрий	polyakov@kit.edu
Рыжков Максим Сергеевич	m.ryzhkov@g.nsu.ru
Семянникова Алена	semiannikova@imp.uran.ru
Терещенко Олег Евгеньевич	teresh@isp.nsc.ru

*Научное издание*

**ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ  
СИСТЕМ СТРУКТУРА И СВОЙСТВА  
ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ПРИМЕСЯМИ ПЕРЕХОДНЫХ  
ЭЛЕМЕНТОВ**

Программа тезисов докладов XXIII Уральской международной  
зимней школы по физике полупроводников  
(Екатеринбург, 17-22 февраля 2020 г.)

Печатается в авторской редакции и без издательской корректуры

Авторы отвечают за предоставленные материалы

Отпечатано с готового оригинал-макета

Компьютерная верстка *Е.В. Карновой*

Подписано в печать \_\_. \_\_.2020 г. Формат 60×84 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>  
Печать \_\_\_\_\_. Усл. печ. \_\_, \_\_ л. Уч.-изд. \_\_, \_\_ л.  
Тираж \_\_ экз. Заказ \_\_.