

Министерство науки и высшего образования
Российской Федерации
Научный совет по физике полупроводников РАН
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева
Уральского отделения Российской академии наук
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего профессионального образования Уральский
федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н.Ельцина

**XXV Уральская международная
зимняя школа по физике
полупроводников**

Электронные свойства низкоразмерных систем

Структура и свойства объемных полупроводников

Новые электронные явления и материалы

12 – 17 февраля 2024 года

Екатеринбург

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Екатеринбург 2024

УДК 53
ББК 22.3

Электронные свойства низкоразмерных систем. Структура и свойства объемных полупроводников. Новые электронные явления и материалы [Текст]: Программа и Тезисы докладов XXV Уральской международной зимней школы по физике полупроводников (Екатеринбург, 12-17 февраля 2024 г.) / [отв. за вып. В.Н. Неверов]. - Екатеринбург, ИФМ УрО РАН, 2024. – с. 273

*Ответственный за выпуск
доктор физико-математических наук
В.Н. Неверов*

Издание осуществлено на основе MS Word файлов, представленных авторами докладов.

В процессе верстки исправлены только ошибки стилевого оформления

ISBN 978-5-6045774-9-3

Авторы, указанные в содержании, 2024
Институт физики металлов
им. М.Н. Михеева УрО РАН, 2024

**Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation
Scientific Council of the RAS on Physics of Semiconductors
M.N. Mikheev Institute of Metal Physics
of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences
Ural Federal University named after the first President of Russia
B.N. Yeltsin**

XXV Ural International Winter School on the Physics of Semiconductors

Electronic properties of low-dimensional systems

Structures and properties of bulk semiconductors

New electronic phenomena and materials

February 12 – 17, 2024

Yekaterinburg

ABSTRACT BOOK

Yekaterinburg 2024

Организационный комитет

Неверов В.Н., <i>председатель</i>	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Гудина С.В., <i>ученый секретарь</i> ,	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Бобин С.Б.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Боголюбский А.С.	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
Морозова Н.В.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Попов С.Д.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Савельев А.П.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Сандаков Н.С.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Туруткин К.В.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Усик А.Ю.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Чарикова Т.Б.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

Программный комитет

Парфеньев Р.В., <i>сопредседатель</i> ,	ФТИ РАН, Санкт-Петербург
Германенко А.В., <i>сопредседатель</i> ,	УрФУ, Екатеринбург
Чарикова Т.Б., <i>сопредседатель</i> ,	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Якунин М.В., <i>сопредседатель</i> ,	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Аверкиев Н.С.	ФТИ РАН, Санкт-Петербург
Аронзон Б.А.	ФИАН, Москва
Бурмистров И.С.	ИТФ РАН, Черногловка
Sapraga S.	Dipartimento di Fisica, Università di Roma Sapienza
Вальков В.В.	ИФ СО РАН, Красноярск
Волков В.А.	ИРЭ РАН, Москва
Горный И.В.	Karlsruhe Institute of Technology
Дворецкий С.А.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Девятков Э.В.	ИФТТ РАН, Черногловка
Дричко И.Л.	ФТИ РАН, Санкт-Петербург

Зайцев-Зотов С.В.	ИРЭ РАН, Москва
Ивченко Е.Л.	ФТИ РАН, Санкт-Петербург
Каган М.С.	ИРЭ РАН, Москва
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
Мельников А.С.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Миньков Г.М.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Окулов В.И.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Поляков Д.Г.	Karlsruhe Institute of Technology
Тарасенко С.А.	ФТИ РАН, Санкт-Петербург
Терещенко О.Е.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Хохлов Д.Р.	МГУ, Москва
Шелушина Н.Г.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

Organizing Committee

Neverov V.N., <i>chairman</i> ,	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Gudina S.V., <i>secretary</i> ,	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Bobin S.B.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Bogolyubskiy A.S.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Charikova T.B.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Korenistov P.S.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Korobeynikov I.V.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Morozova N.V.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Popov S.D.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Sandakov N.S.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Savelyev A.P.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Turutkin K.V.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Usik A.Yu.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Zhevstovskikh I.V.	IMP UB RAS, Yekaterinburg

Program Committee

Parfeniev R.V., <i>co-chairman</i> ,	Ioffe PTI RAS, St. Petersburg
Germanenko A.V., <i>co-chairman</i> ,	UrFU, Yekaterinburg
Charikova T.B., <i>co-chairman</i> ,	Mikheev IMP UB RAS, Yekaterinburg
Yakunin M.V., <i>co-chairman</i> ,	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Averkiev N.S.	Ioffe PTI RAS, St. Petersburg
Aronzon B.A.	Kotelnikov IRE RAS, Moscow
Burmistrov I.S.	Landau ITP RAS, Chernogolovka
Caprara S.	Department of Physics, Sapienza University of Rome
Deviatov E.V.	Osipyan ISSP RAS, Chernogolovka
Drichko I.L.	Ioffe PTI RAS, St. Petersburg
Dvoretzkii S.A.	Rzhanov IPS SD RAS, Novosibirsk
Gornyi I.V.	Karlsruhe Institute of Technology
Ivchenko E.L.	Ioffe PTI RAS, St. Petersburg
Kagan M.S.	Kotelnikov IRE RAS, Moscow
Khokhlov D.R.	Lomonosov MSU, Moscow

Krasilnik Z.F.	IMP RAS, Nizhnii Novgorod
Kulbachinskii V.A.	Lomonosov MSU, Moscow
Kvon Z.D.	Rzhanov IPS SD RAS, Novosibirsk
Lonchakov A.T.	Mikheev IMP UB RAS, Yekaterinburg
Marchenkov V.V.	Mikheev IMP UB RAS, Yekaterinburg
Melnikov A.S.	IMP RAS, Nizhnii Novgorod
Minkov G.M.	Mikheev IMP UB RAS, Yekaterinburg
Okulov V.I.	Mikheev IMP UB RAS, Yekaterinburg
Polyakov D.G.	Karlsruhe Institute of Technology
Shelushinina N.G.	Mikheev IMP UB RAS, Yekaterinburg
Tarassenko S.A.	Ioffe PTI RAS, St. Petersburg
Tereshchenko O.E.	Rzhanov IPS SD RAS, Novosibirsk
Val'kov V.V.	IP SB RAS, Krasnoyarsk
Volkov V.A.	Kotelnikov IRE RAS, Moscow
Zaitsev-Zotov S.V.	Kotelnikov IRE RAS, Moscow

Школа проводится при содействии

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



Уральский федеральный
университет имени первого
Президента России
Б.Н.Ельцина



ООО «Криотрейд
Инжиниринг»



Supported by

M.N. Mikheev Institute
of Metal Physics
of the Ural Branch
of the Russian Academy of Sciences



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

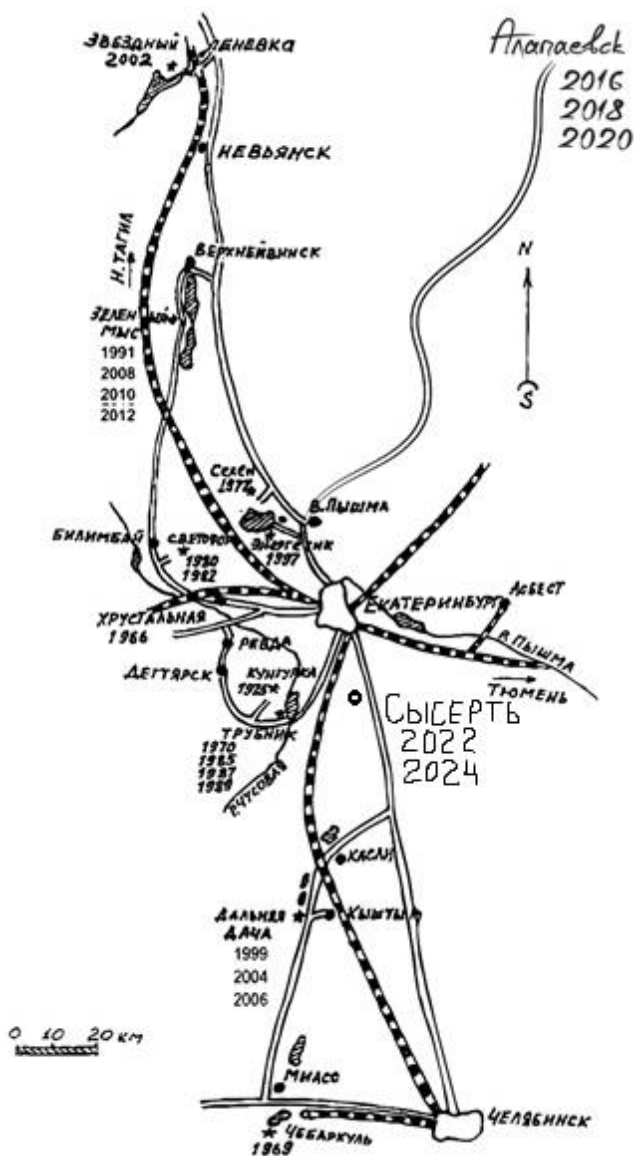


Cryotrade Engineering Ltd.



География проведения Уральской Зимней Школы по физике полупроводников

1. 1966 год, т.б. «Хрустальная», Первоуральск, Свердловская обл.
2. 1–6 марта 1969 г., сан. Урал ВО "Чебаркуль", Чебаркуль, Челябинская обл.
3. 15–21 марта 1970 г., б.о. "Трубник", Курганове, Свердловская обл.
4. 1975 год, б.о. «Кунгурка» Кунгурка, Свердловская обл.
5. 14–19 марта 1977 г., б.о. "Селен", Среднеуральск, Свердловская обл.
6. 1–7 марта 1980 г., б.о. "Светофор", Билимбай, Свердловская обл.
7. 28 февраля–5 марта 1982 г., б.о. "Светофор", Билимбай, Свердл. обл.
8. 28 февраля–3 марта 1985 г., б.о. "Трубник", Курганово, Свердл. обл.
9. 3–8 марта 1987 г., б.о. "Трубник", Курганово, Свердловская обл.
10. 27 февраля–3 марта 1989 г., б.о. "Трубник", Курганово, Свердл. обл.
11. 2–10 марта 1991 г., панс. "Зелёный мыс", Верх-Нейвинск, Свердл. 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), Свердл. обл.
15. 16–21 февраля 2004 г., сан. "Дальняя дача", Кыштым, Челябинская обл.
16. 27 февраля–4 марта 2006 г., сан. "Дальняя дача", Кыштым, Челяб. обл.
17. 18–23 февраля 2008 г., сан. "Зелёный мыс", Новоуральск, Свердл. обл.
18. 15–20 февраля 2010 г., сан. "Зелёный мыс", Новоуральск, Свердл. обл.
19. 20–25 февраля 2012 г., сан. "Зелёный мыс", Новоуральск, Свердл. обл.
20. 17–22 февраля 2014 г., сан. "Зелёный мыс", Новоуральск, Свердл. 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.
24. 14-19 февраля 2022 г., парк-отель «Иволга», Кадниково, Свердл. обл.
25. 12-17 февраля 2024 г., парк-отель «Иволга», Кадниково, Свердл. обл.



Расписание работы школы

Понедельник, 12 февраля 2024 года

13:00	<i>Отъезд от ИФМ УрО РАН в парк-отель «Иволга»</i>
14:00 – 15:40	<i>Регистрация и поселение</i>
15:40 – 16:00	<i>Открытие школы</i>
16:00 - 17:40	<i>Заседание I</i>
17:40 – 18:00	<i>Кофе-пауза</i>
18:00 - 20:20	<i>Заседание II</i>
20:20 – 22:30	<i>Приветственный ужин</i>

Вторник, 13 февраля 2024 года

09:00 – 09:40	<i>Завтрак</i>
09:40 – 11:30	<i>Заседание III</i>
11:30 – 11:50	<i>Кофе-пауза</i>
11:50 - 13:50	<i>Заседание IV</i>
13:50 – 14:00	<i>Общая фотография</i>
14:00 – 14:30	<i>Обед</i>
16:00 - 18:10	<i>Заседание V</i>
18:10 – 19:00	<i>Ужин</i>
19:00 – 20:30	<i>Круглый стол</i>

Среда, 14 февраля 2024 года

09:00 – 09:40	<i>Завтрак</i>
09:40 - 12:00	<i>Заседание VI</i>
12:00 – 12:20	<i>Кофе-пауза</i>
12:20 - 13:50	<i>Заседание VII</i>
13:50 – 14:30	<i>Обед</i>
15:00 – 18:00	<i>Экскурсия</i>
18:00 – 19:00	<i>Ужин</i>
19:00 - 21:10	<i>Заседание VIII</i>
21:10 – 21:30	<i>Кофе-пауза</i>
21:30 – 22:30	<i>Стендовая сессия</i>

Четверг, 15 февраля 2024 года

09:00 – 09:40	<i>Завтрак</i>
---------------	----------------

09:40 - 11:30	Заседание IX
11:30 – 11:50	Кофе-пауза
11:50 – 13:50	Заседание X
13:50 – 14:30	Обед
15:30 - 17:50	Заседание XI
17:50 – 18:10	Кофе-пауза
18:10 - 19:40	Заседание XII
20:00 – 23:00	Товарищеский ужин

Пятница, 16 февраля 2024 года

08:00 – 09:00	Завтрак
09:00 - 11:20	Заседание XIII
11:20 – 11:40	Кофе-пауза
11:40 - 13:40	Заседание XIV
13:40 – 14:30	Обед
16:00 - 18:10	Заседание XV
18:10 – 19:00	Ужин
19:00 - 20:50	Заседание XVI
20:50 – 21:10	Кофе-пауза
21:10- 21:30	Закрытие школы

Суббота, 17 февраля 2024 года

09:00 – 10:00	Завтрак
12:00	Отъезд из парк-отеля «Иволга»

Schedule

Monday, February 12, 2024

13:00	<i>Departure to hotel "Ivolga"</i>
14:00 – 15:40	<i>Registration and accommodation</i>
15:40 – 16:00	<i>School Opening</i>
16:00 - 17:40	<i>Section I</i>
17:40 – 18:00	<i>Coffee break</i>
18:00 - 20:20	<i>Section II</i>
20:20 – 22:30	<i>Welcome Dinner</i>

Tuesday, February 13, 2024

09:00 – 09:40	<i>Breakfast</i>
09:40 – 11:30	<i>Section III</i>
11:30 – 11:50	<i>Coffee break</i>
11:50 - 13:50	<i>Section IV</i>
13:50 - 14:00	<i>School Photo</i>
14:00 – 14:30	<i>Lunch</i>
16:00 - 18:10	<i>Section V</i>
18:10 – 19:00	<i>Supper</i>
19:00 – 20:30	<i>Round-table discussion</i>

Wednesday, February 14, 2024

09:00 – 09:40	<i>Breakfast</i>
09:40 - 12:00	<i>Section VI</i>
12:00 – 12:20	<i>Coffee break</i>
12:20 - 13:50	<i>Section VII</i>
13:50 – 14:30	<i>Lunch</i>
15:00 – 18:00	<i>Excursion</i>
18:00 – 19:00	<i>Supper</i>
19:00 - 21:10	<i>Section VIII</i>
21:10 – 21:30	<i>Coffee break</i>
21:30 – 22:30	<i>Poster session</i>

Thursday, February 15, 2024

09:00 – 09:40	<i>Breakfast</i>
09:40 - 11:30	<i>Section IX</i>

<i>11:30 – 11:50</i>	<i>Coffee break</i>
<i>11:50 – 13:50</i>	<i>Section X</i>
<i>13:50 – 14:30</i>	<i>Lunch</i>
<i>15:30 – 17:50</i>	<i>Section XI</i>
<i>17:50 – 18:10</i>	<i>Coffee break</i>
<i>18:10 – 19:40</i>	<i>Section XII</i>
<i>20:00 – 23:00</i>	<i>Friendly dinner</i>
<i>Friday, February 16, 2024</i>	
<i>08:00 – 09:00</i>	<i>Breakfast</i>
<i>09:00 – 11:20</i>	<i>Section XIII</i>
<i>11:20 – 11:40</i>	<i>Coffee break</i>
<i>11:40 – 13:40</i>	<i>Section XIV</i>
<i>13:40 – 14:30</i>	<i>Lunch</i>
<i>16:00 – 18:10</i>	<i>Section XV</i>
<i>18:10 – 19:00</i>	<i>Supper</i>
<i>19:00 – 20:50</i>	<i>Section XVI</i>
<i>20:50 – 21:10</i>	<i>Coffee break</i>
<i>21:10– 21:30</i>	<i>Final sitting</i>
<i>Saturday, February 17, 2024</i>	
<i>09:00 – 10:00</i>	<i>Breakfast</i>
<i>12:00</i>	<i>Departure from hotel «Ivolga»</i>

Понедельник, 12 февраля 2024 года



Открытие Школы

Заседание I
Председатель

Большой конференц-зал
Чарикова Татьяна Борисовна

15:40 - 17:40

Неверов В.Н.	Открытие Школы	15:40 - 16:00
Родина А.В. (Лекция)	L-33 Полупроводниковые нанокристаллы: влияние размерного квантования и поверхности на оптические и спиновые свойства	16:00 - 17:00
Козлов Д.А.	L-16 Квантовый эффект Холла и нулевое плато в объемном HgTe	17:00 - 17:20 (Online)
Заболотных А.А.	L-11 Плазменные солитоны в экранированной двумерной электронной системе	17:20 - 17:40



Кофе-пауза 20 мин

Заседание II
Председатель

Большой конференц-зал
Тарасенко Сергей Анатольевич

18:00 - 20:20

Розанов Н.Н. (приглашенный доклад)	NM-24 Предельно короткие электромагнитные импульсы. Нобелевская премия по физике 2023 года	18:00 - 18:40 (Online)
Зайцев-Зотов С.В. (приглашенный доклад)	L-12 Кинетика волны зарядовой плотности в магнитном поле	18:40 - 19:10

Понедельник, 12 февраля 2024 года

Тиходеев С.Г. (приглашенный доклад)	L-41 Метамембрана максимальной хиральностью	с	19:10 - 19:40
Sarapa S. (приглашенный доклад)	NM-33 A phenomenological model for the competition between superconductivity and charge order		19:40 – 20:10



Приветственный ужин 20:10 – 22:30

Вторник, 13 февраля 2024 года



Завтрак 9:00 – 9:40

Заседание III
Председатель

Большой конференц-зал
Качоровский Валентин
Юрьевич

9:40 - 11:50

Гиппиус Н.А. (приглашенный доклад)	NM-34 Оптические свойства фотонно-кристаллических слоёв в окрестности резонансов	09:40 - 10:10
Аверкиев Н.С. (приглашенный доклад)	S-8 Оптическая ориентация горячих экситонов в гибридных наноструктурах	10:10 - 10:40
Алексеев П.С.	L-52 Сдвиговые волны в 2D электронной жидкости	10:40 - 11:00
Дорожкин С.И. (приглашенный доклад)	L-7 Необычные состояния дробного квантового эффекта Холла в двухслойных электронных системах	11:00 - 11:30 (Online)



Кофе-пауза 20 мин

Заседание IV
Председатель

Большой конференц-зал
Caprara Sergio

11:50 - 13:50

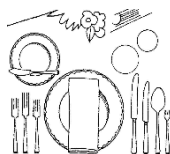
Мельников А.С. (приглашенный доклад)	NM-20 AC Hall effect and photon drag of superconducting condensate	11:50 - 12:20
Чарикова Т.Б. (приглашенный доклад)	NM-31 Внутренний эффект Джозефсона в электронно-легированном сверхпроводнике $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$	12:20 - 12:50

Вторник, 13 февраля 2024 года

Григорьев П.Д.	L-5 Развитие теории магнитосопротивления в слоистых квазидвумерных металлах	12:50 - 13:10 (Online)
Ляпилин И.И.	L-20 Эффекты увлечения в металлах, полупроводниках и магнитных диэлектриках	13:10 - 13:30 (Online)
Балясников Д.М.	S-4 Расчет ростовых параметров в методе ГФЭ МОС для фотодиодной структуры на 1,55 мкм	13:30 - 13:50



Общая фотография 13:50 – 14:00



Обед 13:50 – 14:30

**Заседание V
Председатель**

**Большой конференц-зал
Аверкиев Никита Сергеевич**

16:00 - 18:10

Дричко И.Л. (приглашенный доклад)	L-8 Гистерезис высокочастотной проводимости в магнитном поле в p-GaAs/AlGaAs при 20 мК	16:00 - 16:30
Савченко М.Л.	L-36 Оптические осцилляции Шубникова – де Гааза	16:30 - 16:50 (Online)
Погосов А.Г.	L-26 Вязкая двумерная электронная жидкость в наноструктурах на основе GaAs/AlGaAs	16:50 - 17:10

Вторник, 13 февраля 2024 года

Гудина С.В.	L-53 Магнитосопротивление в двойных квантовых ямах InGaAs/GaAs в параллельном магнитном поле: исследование механизмов рассеяния	17:10 - 17:30
Похабов Д.А.	L-30 Электронный транспорт в квантовых точечных контактах траншейного типа с многоямным ограничивающим потенциалом	17:30 - 17:50
Моисеев К.Д.	L-22 Наногетероструктуры в системе узкозонных твердых растворов InAs-InSb	17:50 - 18:10 (Online)



Ужин 18:10 – 19:00



Круглый стол

Председатель *Большой конференц-зал*
Бурмистров Игорь Сергеевич
Храпай Вадим Сергеевич

19:00 - 20:30

Круглый стол:	Гидродинамика электронов: откуда и куда мы плывем?	19:00 - 20:30
----------------------	--	---------------

Среда, 14 февраля 2024 года



Завтрак 9:00 – 9:40

**Заседание VI
Председатель**

**Большой конференц-зал
Дворецкий Сергей Алексеевич**

9:40 - 12:00

Бурков А.Т. (приглашенный доклад)	S-5 Термоэлектрическое преобразование энергии: история, современное состояние, перспективы	9:40 - 10:10 (Online)
Кульбачинский В.А. (приглашенный доклад)	NM-17 Термоэлектрические свойства топологических изоляторов висмут-мышьяк-теллур и нанокompозитов с графитом на их основе	10:10 - 10:40
Гамзатов А.Г. (приглашенный доклад)	NM-8 Технология магнитного охлаждения: деградация физических свойств магнитных материалов в циклических магнитных полях	10:40 - 11:10
Здоровейшев А.В.	NM-13 Применение тонких ферромагнитных пленок CoPt(Pd) в качестве функционального материала нанoeлектроники	11:10 - 11:30
Семкин М.А. (приглашенный доклад)	S-13 Структурные исследования перспективных материалов методом упругого когерентного рассеяния нейтронов	11:30 - 12:00



Кофе-пауза 20 мин

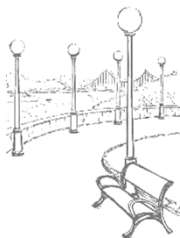
Среда, 14 февраля 2024 года

Заседание VII **Большой конференц-зал** **12:20 - 13:50**
Председатель **Девятов Эдуард Валентинович**

Михайлов Н.Н. (приглашенный доклад)	NM-21 Низкоразмерные структуры на основе HgCdTe для физических исследований и приборных применений	12:20 - 12:50
Квон З.Д. (приглашенный доклад)	L-15 Мезоскопические флуктуации кондактанса двумерного полуметалла в HgTe квантовой яме	12:50 - 13:20
Якунин М.В. (приглашенный доклад)	L-46 Магнитосопротивление двойной квантовой ямы HgTe/CdHgTe в параллельном магнитном поле	13:20 - 13:50



Обед 14:00 – 15:00



Экскурсия 15:00 – 18:00



Ужин 18:00 – 19:00

Среда, 14 февраля 2024 года

Заседание VIII **Большой конференц-зал** **19:00 - 21:10**

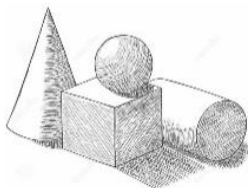
Председатель **Бурмистров Игорь Сергеевич**

Качоровский В.Ю. (приглашенный доклад)	L-14 Квантовая интерферометрия на основе геликоидальных состояний	19:00 - 19:30
Еремеев С.В. (приглашенный доклад)	L-10 Возникновение квазиодномерных спин-поляризованных состояний в ультратонких пленках Bi на $InAs(111)A$	19:30 - 20:00
Кунцевич А.Ю. (приглашенный доклад)	NM-32 Необычные свойства скрытого состояния в $1T-TaS_2$	20:00 - 20:30
Шустин М.С.	L-45 Флуктуационные топологические переходы в квантовых нитях с электронными корреляциями	20:30 - 20:50
Панов Ю.Д.	L-25 Анализ фазовых состояний одномерных спиновых систем с использованием марковских цепей	20:50 - 21:10



Кофе-пауза 20 мин

Среда, 14 февраля 2024 года



Стендовая сессия

Большой конференц-зал

21:10 -22:30

Председатель

Коробейников Игорь Витальевич

Ахатов М.В.	NM-5 Объемная и поверхностная рекомбинация носителей заряда в спектрах фотолюминесценции и катодолуминесценции монокристалла $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$
Вяткин Е.С.	L-3 Возникновение спинового и орбитального углового момента света в скрученных фотонных ван-дер-ваальсовых структурах
Гордеев К.М.	NM-10 Формирование молекулярных наноструктур при термовакuumном осаждении в магнитном поле
Груздев Н.Б.	S-7 Проявление внутрицентровых d5-состояний примесных ионов в люминесценции оксида цинка
Дворецкий С.А.	S-3 Критическая толщина и напряжения слоев $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{ZnTe}/\text{GaAs}$ на подложках (013)
Егоров Д.А.	L-9 Измерения длины электрон-электронного рассеяния в подвешенном ДЭГ методом магнитной фокусировки
Коренистов П.С.	NM-15 In situ исследование оптических свойств спинового бесщелевого полупроводника FeCrTiAl
Коробейников И.В.	S-9 Фазовая стабильность галогенидного перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ при циклическом сжатии под давлением
Крупанова Д.А.	S-1 Сенсибилизированные красителем фотоаноды для гибких солнечных элементов на основе нанотрубок TiO_2

Среда, 14 февраля 2024 года

Кузьмин Н.Б.	L-18 СВЧ-фотопроводимость CdHgTe/HgTe квантовых ям критической толщины
Кульбачинский В.А.	NM-18 Перенос тепла и заряда в поликристаллическом хромите меди (I), легированном магнием
Лендяшова В.В.	L-19 Квантовые точки InAs в кремнии: рост методом МПЭ и оптические свойства
Лукманова Р.М.	NM-19 Эффект близости в топологическом изоляторе TaSe ₃
Махмудиан М.М.	L-21 Теория перколяции классического неидеального двумерного электронного газа в пределе сильных магнитных полей
Микаева А.С.	NM-2 Электронная структура поверхности легированных In пленок Pb _{1-x} Sn _x Te/BaF ₂ (111)
Нужин С.В.	NM-22 Метод среднего поля для системы триплетных локальных композитных бозонов в ортоникелатах
Офицерова Н.Ю.	S-11 Конфигурационное время релаксации как индивидуальная характеристика ян-теллеровского комплекса в легированных кристаллах со структурой флюорита
Попов С.Д.	L-28 Изучение влияния параллельного магнитного поля на двойные квантовые ямы в гетеросистеме HgTe/CdHgTe
Рюмшин В.С.	L-35 Термодинамические свойства системы триплетных бозонов в приближении среднего поля
Сандаков Н.С.	L-44 Параметры электронного энергетического спектра в квантующих магнитных полях в метаморфных гетероструктурах InGaAs/InAlAs
Соловов Н.Ю.	NM-27 Эпитаксиальный рост и электронная структура тонких плёнок Bi/InAs(111)A

Среда, 14 февраля 2024 года

Столяров В.А.	L-50 Исследование поляритонного Бозе-конденсата в высокодобротных микрорезонаторах, выращенных в СПбГУ
Тихомирова Г.В.	NM-1 PHASE TRANSITIONS IN CARBON MATERIALS AT HIGH PRESSURES
Ткаченко В.А.	NM-30 Моделирование магнитоэлектрических явлений в полупроводниковом искусственном графене
Яковлев З.А.	L-48 Продольно-поперечное и анизотропное расщепления ферми-поляронов в двумерных полупроводниках

Четверг, 15 февраля 2024 года



Завтрак 9:00 – 9:40

Заседание IX
Председатель

Большой конференц-зал
Мельников Александр
Сергеевич

9:40 - 11:30

Бурмистров И.С. (приглашенный доклад)	NM-7 Затухание фоонов в двумерных изгибных материалах	09:40 - 10:10
Еналдиев В.В. (приглашенный доклад)	NM-11 Гибридные гамилтонианы для описания электронных свойств твистронных ван-дер-ваальсовых гетероструктур на основе графена	10:10 - 10:40
Курусь Н.Н. (приглашенный доклад)	L-42 Ближнеполюсная оптическая спектроскопия углеродных и графеноподобных материалов	10:40 - 11:10
Снегирев А.В.	L-37 Гальваномеханические эффекты в гексагональных дираковских 2D монослойных материалах	11:10 - 11:30



Кофе-пауза 20 мин

Заседание X
Председатель

Большой конференц-зал
Терешенко Олег Евгеньевич

11:50 - 13:50

Девятов Э.В. (приглашенный доклад)	L-6 Магнитный отклик топологических поверхностных состояний в вейлевских полуметаллах	11:50 - 12:20
---------------------------------------	--	---------------

Четверг, 15 февраля 2024 года

Крайнов И.В.	L-17 Сильный немагнитный механизм рассеяния назад в краевых состояниях 2D топологического изолятора	12:20 - 12:40
Степина Н.П.	NM-28 Магнетосопротивление и эффект Холла в пленках трехмерных топологических изоляторов $\text{Bi}_y\text{Sb}_{2-y}\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$	12:40 - 13:00
Голяшов В.А.	NM-9 Электронная структура вицинальных поверхностей трехмерного топологического изолятора Bi_2Te_3	13:00 - 13:20
Каган М.С. (Приглашенный доклад)	L-13 Отрицательная дифференциальная проводимость в полупроводниках и полупроводниковых структурах	13:20 - 13:50



Обед 13:50 – 14:30

Заседание XI
Председатель

Большой конференц-зал
Зайцев-Зотов
Владимирович

15:30 - 17:50
Сергей

Колобов А.В. (Приглашенный доклад)	NM-14 Халькогенидная наноэлектроника: от халькогенидных стекол до двумерных халькогенидов	15:30 - 16:00
Дворецкий С.А. (Приглашенный доклад)	S-2 Локальные измерения слабых напряжений на поверхности структур (013) $\text{HgCdTe}/\text{CdTe}/\text{ZnTe}/\text{GaAs}$ c	16:00 - 16:30

Четверг, 15 февраля 2024 года

	помощью генерации второй гармоники	
Терещенко О.Е.	NM-29 Топологическая инверсия зон в HgSe: поверхностные и объемные состояния из фотоэмиссии и расчетов из первых принципов	16:30 - 16:50
Бобин С.Б.	NM-6 Наблюдение гигантского планарного эффекта Холла в ультрачистом монокристаллическом образце селенида ртути	16:50 - 17:10
Орлова Н.Н.	L-24 Связь топологических свойств и ферроэлектрической поляризации в топологическом полуметалле GeTe	17:10 - 17:30
Перевалова А.Н.	NM-23 Особенности электронного транспорта и оптических свойств монокристаллов WTe ₂ и MoTe ₂	17:30 - 17:50



Кофе-пауза 20 мин

Заседание XII
Председатель

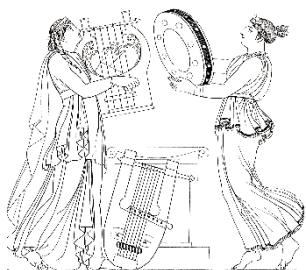
Большой конференц-зал
Якунин Михаил Викторович

18:10 - 19:40

Тарасенко С.А. (Приглашенный доклад)	L-43 Токи, индуцированные структурированным терагерцовым излучением в двумерных системах	18:10 - 18:40
Аксенов С.В. (Приглашенный доклад)	L-1 Поиск майорановских квазичастиц в гибридных	18:40 - 19:10

Четверг, 15 февраля 2024 года

	проводах полупроводник/сверхпроводник	
Германенко А.В. (Приглашенный доклад)	Развитие научной деятельности в Уральском федеральном университете	19:10 - 19:40



Товарищеский ужин 20:00 – 23:00

Пятница, 16 февраля 2024 года



Завтрак 8:00 – 9:00

**Заседание XIII
Председатель**

Большой конференц-зал

9:00 - 11:20

Еналдиев

Владимир

Викторович

Вальков В.В. (Приглашенный доклад)	L-2 Влияние магнитного порядка на топологический индекс антиферромагнитного изолятора $MnBi_2Te_4$	09:00 - 09:30 (Online)
Кудрин А.В.	NM-16 Ферромагнитные полупроводниковые структуры $A_3BV:Fe$, полученные импульсным лазерным осаждением	09:30 - 09:50
Кокурин И.А.	S-8 Модель косвенного обменного взаимодействия в разбавленных магнитных полупроводниках в диэлектрической фазе	09:50 - 10:10
Семянникова А.А.	NM-26 Электронные и магнитные свойства сплавов Гейслера на основе кобальта	10:10 - 10:30
Гладилин А.А.	S-6 Исследование состава и пространственного распределения примесно-дефектных центров в легированном железом CVD-ZnSe	10:30 - 10:50 (Online)
Родионов Д.	L-34 Магнитоплазмоны в анизотропных двумерных электронных системах в случае сильной экранировки металлом	10:50 - 11:20



Кофе-пауза 20 мин

Пятница, 16 февраля 2024 года

Заседание XIV **Большой конференц-зал** **11:40 - 13:40**
Председатель **Аксенов Сергей Владимирович**

Глазов М.М. (Приглашенный доклад)	L-4 Сдвиг Лэмба энергий двумерных экситонов	11:40 - 12:10 (Online)
Зюзин В.А. (приглашенный доклад)	S-14 Необычный эффект Холла и линейная магнитопроводимость в электронных системах со спин-импульсной связью	12:10 - 12:40
Поташин С.О.	L-29 Гидродинамический эффект "храповика" при оптическом возбуждении электронной жидкости	12:40 - 13:00
Ракицкий М.А.	L-31 Резонансная спиновая динамика двумерных электронов в условиях сильной спин-орбитальной связи	13:00 - 13:20
Сарыпов Д.И.	L-40 Электрически контролируемое переключение между пространственно разделенными проводящими каналами в квантовом точечном контакте	13:20 - 13:40



Обед 13:40 – 14:30

Заседание XV **Большой конференц-зал** **16:00 - 18:10**
Председатель **Квон Зе Дон**

Ткаченко В.А. (Приглашенный доклад)	L-49 Особенности в СВЧ-фотоотклике полевого	16:00 - 16:30
--	--	---------------

Пятница, 16 февраля 2024 года

	транзистора и квантового точечного контакта	
Шульман А.Я.	L-47 Пороговые эффекты в энергетическом спектре квазидвумерных электронов обогащённого слоя	16:30 - 16:50
Жевстовских И.В.	NM-12 Тонкая экситонная структура и рекомбинация дырочно-акцепторных пар в монокристаллах гибридных перовскитов	16:50 - 17:10
Поляк Б.А.	L-27 Разработка и применение криогенного шумового туннельного микроскопа	17:10 - 17:30
Неверов В.Н.	L-23 Контактная разность потенциалов в отсутствие тока через образец в режиме квантового эффекта Холла	17:30 - 17:50
Ревин А.А.	L-32 Электронная структура нанокристаллов Ga ₂ O ₃	17:50 - 18:10



Ужин 18:10 – 19:00

Заседание XVI **Большой конференц-зал** **19:00 - 20:50**
Председатель **Кульбачинский Владимир**
Анатольевич

Шайблер Г.Э. (Приглашенный доклад)	L-39 Преломление электронов при фотоэмиссии из p-GaAs(Cs,O)	19:00 - 19:30
Худайбердиев Д.А.	L-38 Поляризационная зависимость ЭПР в AlAs квантовых ямах	19:30 - 19:50 (Online)

Пятница, 16 февраля 2024 года

Литвяк В.М.	S-10 Вклад ядерных спин-спиновых взаимодействий в спектры поглощения в слабых магнитных полях	19:50 - 20:10
Москвин А.С.	NM-3 Конкуренция орбитальных, зарядовых и спиновых степеней свободы в ян-теллеровских магнетиках	20:10 - 20:30
Сарычев М.Н.	S-12 Магнитоупругость соединений II-VI:Cr	20:30 - 20:50



Кофе-пауза 20 мин



Закрытие Школы

Большой конференц-зал

21:10- 21:30

Председатель Чарикова Татьяна Борисовна

Неверов В.Н.	Закрытие школы	21:10- 21:30
--------------	-----------------------	---------------------

Суббота, 17 февраля 2024 года

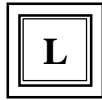


Завтрак 9:00 – 10:00

Отъезд 12:00

Тезисы докладов

Abstracts



Электронные
свойства низкоразмерных систем

Electron properties of Low-Dimensional systems

Поиск майорановских квазичастиц в гибридных проволоках полупроводник/сверхпроводник

Аксенов С.В.

Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КИЦ СО РАН, г. Красноярск, Россия

В прошедшее десятилетие наблюдался рост интереса к гибридным 1D системам, в которых полупроводниковая внутренняя часть покрыта сверхпроводником (т.н. core-shell структура) [1]. В качестве полупроводников выбираются материалы с большой величиной спин-орбитальной связи и g-фактором (InAs, InSb). Эффект близости позволяет рассматривать такие объекты как сверхпроводящие проволоки, в которых было предсказано существование майорановских состояний.

В докладе речь пойдет о современном состоянии экспериментальных исследований, нацеленных на детектирование майорановских квазичастичных возбуждений в сверхпроводящих проволоках. Кроме того, будут обсуждаться перспективы использования интерференционной геометрии устройств, содержащих такие проволоки. В частности, в недавних работах [2,3] были теоретически изучены особенности когерентного транспорта в пространственно неоднородной 1D системе нормальный металл/сверхпроводник/нормальный металл, где нормальные проволоки играют роль рукавов интерференционного устройства, взаимодействующих с нормальным контактом. Обнаружена возможность отличить отклик разных видов низкоэнергетических возбуждений устройства, а именно, майорановских от андреевских.

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант № 23-1-2-48-1).

[1] H. Zhang et al., *Nat. Commun.*, **10**, 5128 (2019),

[2] S.V. Aksenov, *J. Phys.: Cond. Mat.*, **34**, 255301 (2022),

[3] S.V. Aksenov, *Phys. Rev. B*, **107**, 085417 (2023).

Влияние магнитного порядка на топологический индекс антиферромагнитного изолятора MnBi_2Te_4

Вальков В.В. , Злотников А.О. , Гамов А.

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

Слоистый ван-дер-ваальсовский топологический изолятор MnBi_2Te_4 [1, 2] вызвал всплеск научного интереса, поскольку в нем при температурах, меньших 24К, реализуется антиферромагнитное упорядочение магнитных моментов ионов Mn^{2+} .

Природа нетривиальной топологии энергетической структуры MnBi_2Te_4 связывается с электронными состояниями ионов Bi^{3+} и Te^{2-} , входящих в повторяющуюся последовательность из семи слоев: Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te.

При возникновении дальнего магнитного порядка магнитные моменты ионов марганца, находящиеся в одном слое, упорядочиваются ферромагнитно, а моменты из ближайших слоев ионов Mn^{2+} – антиферромагнитно.

Важным свойством магнитного состояния MnBi_2Te_4 является сильная анизотропия, при которой магнитные моменты ориентированы перпендикулярно слоям, а поведение в магнитном поле соответствует поведению изингоподобного антиферромагнетика.

Существенными являются следующие факты:

наличие в MnBi_2Te_4 трехслоек Te-Mn-Te, составленных из ближайших слоев ионов теллура и марганца;

известно, что электронные состояния ионов теллура играют активную роль в формировании нетривиальной топологии энергетической структуры квантовой ямы HgTe [3].

Принимая во внимание сказанное, актуальными представляются следующие вопросы:

а) могут ли электронные состояния трехслоек Te-Mn-Te приводить

к дополнительным вкладам в топологический индекс для энергетической структуры MnBi_2Te_4 ?

б) как влияет магнитный порядок на топологический индекс?

в) каким образом электронные состояния ионов Te^{2-} и Mn^{2+} , формируя энергетическую структуру трехслойки, обеспечивают природу ферромагнитного упорядочения в слоях Mn и антиферромагнитную связь между слоями?

Результаты, полученные при анализе этих вопросов, составляют предмет данной работы.

Показано, что совместное влияние кристаллического поля, процессов p-d ковалентного смешивания спин-орбитальных электронных состояний ионов Mn^{2+} и Te^{2-} в трехслойках Te-Mn-Te действительно может приводить к дополнительному вкладу в топологический индекс энергетической структуры рассматриваемого изолятора.

Внутриатомное кулоновское отталкивание электронов в ионах марганца индуцирует режим сильных электронных корреляций. В этом случае квазичастицами являются фермионы Хаббарда, между которыми имеет место кинематическое взаимодействие. Именно оно выступает в роли механизма ферромагнитного упорядочения магнитных моментов ионов марганца, находящихся в одном слое.

Показано, что изменение магнитного состояния MnBi_2Te_4 сопровождается изменением топологического индекса.

Часть результатов опубликована в [4].

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда #23-22-10021, <https://rscf.ru/project/23-22-10021/> и Красноярского краевого фонда науки.

[1] M. M. Otrokov et al., *Nature*, **576**, 416 (2019).

[2] J. Li et. al., *Sci. Adv.*, **5**, eaaw5685 (2019).

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

[4] В.В. Вальков и др., *Письма в ЖЭТФ*, **118**, 330 (2023).

Возникновение спинового и орбитального углового момента света в скрученных фотонных ван - дер - ваальсовых структурах

Вяткин Е.С., Пошакинский А.В., Тарасенко С.А.

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

Оптическими аналогами полупроводниковых ван-дер-ваальсовых структур являются фотонные структуры, состоящие из двух или нескольких слоев с латеральной модуляцией диэлектрической проницаемости, которые взаимодействуют через ближние поля. Особый интерес представляют скрученные структуры, обладающие киральностью [1] и позволяющие управлять поляризационным состоянием фотонов [2,3].

В данной работе представлены результаты теоретического исследования оптического отклика киральной структуры, состоящей из двух повернутых друг относительно друга слоев, диэлектрическая проницаемость которых модулирована в форме квадратной решетки, см. рис. 1. Каждый изолированный слой обладает изотропным оптическим откликом: при прохождении через него поляризация плоской электромагнитной волны не меняется. При сближении слоев возникает взаимодействие через ближние поля, что приводит к появлению оптической анизотропии.

Анализ показывает, что неполяризованный луч света при отражении от такой структуры приобретает орбитальный угловой момент. В прошедшем же луче возникает спиновый угловой момент (циркулярная поляризация). Интересно, что возникновение циркулярной поляризации в прошедшей волне не связано с циркулярным дихроизмом – различным поглощением фотонов σ^+ и σ^- поляризации – известным явлением в объемных киральных средах. В данной системе эффект возникает и в отсутствие поглощения и обусловлен зависимостью интенсивности дифракции от знака циркулярной поляризации падающего света.

Дифракция происходит на муаре, возникающем в закрученной структуре при наложении пространственной модуляции диэлектрической проницаемости двух слоев. Выполненные исследования показывают, что дифрагированные лучи также обладают частичной циркулярной поляризацией и орбитальным угловым моментом. Описываемые эффекты наиболее выражены на частотах собственных волноводных мод системы.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 23-12-00142.

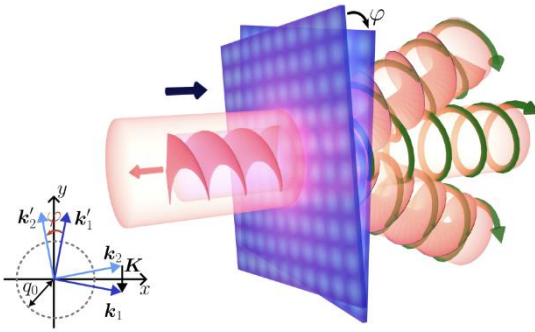


Рис. 1 – Скрученная фотонная структура, состоящая из двух слоев с латеральной модуляцией диэлектрической проницаемости. Прошедший и отраженный лучи света приобретают спиновый и орбитальный угловые моменты. Лучи, дифрагированные на муаре, приобретают как спиновый, так и орбитальный угловой момент.

- [1] S.V. Lobanov, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius et al., *Phys. Rev. B* **92**, 205309 (2015),
 [2] A.V. Poshakinskiy, D.R. Kazanov, T.V. Shubina, S.A. Tarasenko, *Nanophotonics* **7**, 753 (2018),
 [3] B. Lou, N. Zhao, M. Minkov et al, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 136101 (2021).

Сдвиг Лэмба энергий двумерных экситонов

Глазов М.М., Семина М.А.

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

Сдвиг энергетических уровней квантовых систем за счет взаимодействия с вакуумными флуктуациями электромагнитного поля – сдвиг Лэмба – является одним из фундаментальных явлений квантовой электродинамики. Обнаруженный в конце 1940х годов [1] он инициировал широкие экспериментальные и теоретические исследования и дал импульс к развитию прецизионной спектроскопии [2].

В данной работе представлены результаты расчетов лэмбовского сдвига основного состояния экситона в вандерваальсовой гетероструктуре на основе атомарно-тонкого кристалла и экспериментальные данные, полученные коллегами из Университета Тулузы (Франция), где этот сдвиг был обнаружен [3].

Расчет квантовоэлектродинамических поправок к энергии экситона выполнялся двумя методами: (i) в рамках полуклассического подхода, основанного на функции Грина уравнений Максвелла, и (ii) путем прямого расчета, основанного на вторичном квантовании электромагнитного поля, при этом расходящиеся вклады удается свести к известным перенормировкам. Показана эквивалентность этих подходов для данной задачи.

Эксперимент [3] выполнен на монослое WSe₂, помещенным в гетероструктуру на основе нитрида бора и SiO₂ (см. вставку к рис. 1). Измерялось расщепление между разрешенным 1S состоянием оптически активного А-экситона и 1S состоянием спин-запрещенного экситона, который обладает малой, но не нулевой силой осциллятора в поляризации, перпендикулярной монослою. В зависимости от толщины слоя

нитрида бора d расщепление $\Delta = \Delta_0 + \delta E$ между разрешенным и запрещенным экситонными состояниями изменялось, причем периодическим образом, рис. 1. Это связано с перестройкой спектра фотонных мод структуры и, соответственно, вакуумных флуктуаций электромагнитного поля, определяющих лэмбовский сдвиг δE . В экспериментах было также обнаружено значительное изменение ширины линии излучения светлых экситонов вследствие эффекта Парселла, наблюдавшегося в подобных системах ранее [4].

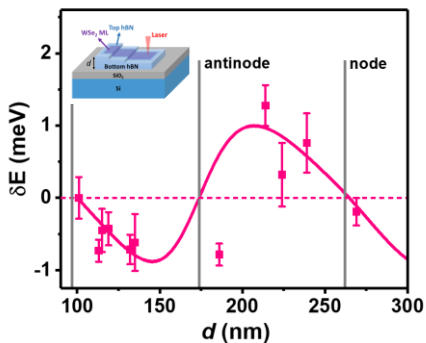


Рис.1 – Измеренное (розовые символы) и расчетное (розовая сплошная линия) изменение δE светлотемного экситонного расщепления в зависимости от толщины hBN d . На вставке представлена схема образца.

Экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с нашей теорией, единственным подгоночным параметром которой является радиационное затухание экситона. Его величина также неплохо согласуется с расчетной.

Работа поддержана грантом РФФ 23-12-00142.

[1] W. E. Lamb and R. C. Retherford, *Phys. Rev.* **72**, 241 (1947).

[2] G. Jordan Maclay, *Physics* **2**, 105 (2020).

[3] L. Ren, C. Robert, M. Glazov, M. Semina, T. Amand, L. Lombez, D. Lagarde, T. Taniguchi, K. Watanabe, and X. Marie, *Phys. Rev. Lett.* **131**, 116901 (2023).

[4] H.H. Fang, B. Han, C. Robert, M.A. Semina, D. Lagarde, E. Courtade, T. Taniguchi, K. Watanabe, T. Amand, B. Urbaszek, M.M. Glazov, and X. Marie, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 067401 (2019).

Развитие теории магнитосопротивления в слоистых квазидвумерных металлах

Григорьев П.Д.^{1,2}, Могилюк Т.И.³, Гудин С.А.⁴

¹ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, 142432, Черноголовка, пр. Академика Семенова, 1а

²НИТУ «МИСиС», 119049, Москва, Ленинский пр-кт, 4

³НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова, 1

⁴ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Развита теория [1] поперечного магнитосопротивления в слоистых квазидвумерных металлах. По формуле Кубо-Стреды в одноэлектронном приближении рассчитана холловская внутрислоевая проводимость в магнитном поле, перпендикулярном проводящим

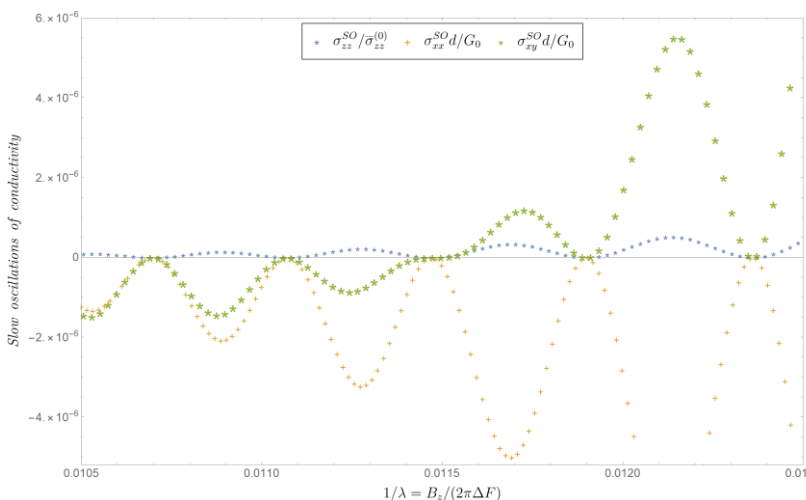


Рис.1 – Сравнение медленных (разностных) осцилляций разных компонент тензора проводимости в магнитном поле.

слоям. Получены аналитические выражения [1] для амплитуд и фаз магнитных квантовых осцилляций (МКО) и разностных (медленных) осцилляций (РО) и применены для анализа их поведения в зависимости от нескольких параметров: напряженности магнитного поля, интеграла межслоевого переноса и ширины уровней Ландау. Также вычислен тензор магнитосопротивления вдоль слоев [1], поскольку именно магнитосопротивление чаще всего измеряется в экспериментах.

Также исследуется [2] поведение межслоевого магнитосопротивления

R_{zz} в слоистых квазидвумерных металлах в углах Ямаджи, то есть углах наклона магнитного поля, при которых наблюдается минимум межслоевой проводимости.

Рассматриваются случаи лоренцевой формы уровней Ландау и формы, соответствующей самосогласованному борновскому

приближению. Теоретически предсказана [2] зависимость $R_{zz} \propto B^{3/2}$ в сильном поле, которая согласуется с экспериментальными данными в полупроводниковых гетероструктурах [3].

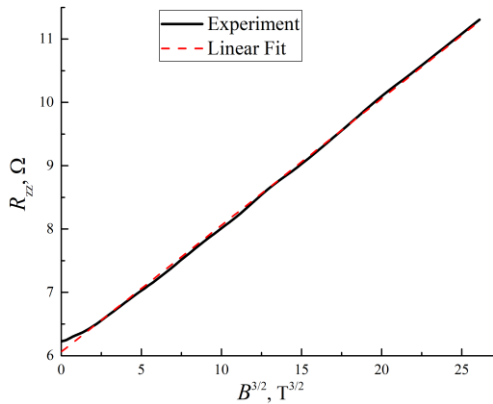


Рис.2 – Сравнение теоретического предсказания [2] о полевой зависимости $R_{zz} \propto B^{3/2}$ межслоевого магнитосопротивления с экспериментом [3] в полупроводниковых гетероструктурах.

[1] P.D. Grigoriev & T.I. Mogilyuk, arXiv:2312.07496.

[2] Т.И. Могилук и др., Письма в ЖЭТФ, **118**, 877 (2023).

[3] R. Yagi et al., J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 3784 (1991).

Магнитный отклик топологических поверхностных состояний в вейлевских полуметаллах

Девятов Э.В.

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, поверхностные состояния в вейлевских полуметаллах являются киральными, как в черновском изоляторе (режим квантового эффекта Холла) [1]. Наличие Ферми-арок было экспериментально продемонстрировано как в ARPES измерениях, так и транспортными методами. Следует отметить, что в силу связи между импульсом и спином (spin-momentum locking) в ферми-арке, вейлевские полуметаллы представляют собой интересный объект для исследования спин-зависимых явлений.

В данной работе мы продемонстрировали наличие вклада поверхностных состояний в магнитном отклике при температурах, много ниже температуры Кюри в топологических полуметаллах $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ и Fe_3GeTe_2 . Мы исследовали как обычные кривые перемагничивания, так и кривые перемагничивания первого порядка (FORC). Для кривых перемагничивания, показано возникновение инвертированного гистерезиса выше некоторой, характерной для материала, температуры. Инвертированный гистерезис обычно рассматривается как свидетельство сосуществования нескольких магнитных фаз. С помощью кривых перемагничивания первого порядка показано, что это вторая фаза суще-

ствуется и при самых низких температурах, при этом продемонстрирована высокая температурная стабильность этой фазы в отличие от обычного объёмного ферромагнетизма в этих материалах. Такое поведение, а также независимость наличия двух фаз для разных топологических полуметаллов, позволяет связать вторую фазу с откликом топологических поверхностных состояний.

Вторая часть работы посвящена аналогичным экспериментам на номинально диамагнитных монокристаллах CoSi. Данный материал является реализацией кирального полуметалла, где одновременно нарушены симметрия по отношению к инверсии (как в обычных вейлевских полуметаллах) и зеркальная симметрия. В добавление к вызванному симметрией спин-орбитальному взаимодействию, он демонстрирует поверхностный ферромагнетизм неясного происхождения, при номинально диамагнитном объёме.

Мы экспериментально сравнили кривые перемагничивания для исходно оксидированных кристаллов CoSi и расколотых образцов с чистой, свободной от оксида поверхностью. В то время как оксидированные образцы CoSi не проявили значительного ферромагнетизма, свежая поверхность CoSi продемонстрировала сильный ферромагнитный отклик, сопровождающийся ярко выраженной модуляцией на угловой зависимости намагниченности. Такое поведение, в добавление к анализу кривых перемагничивания первого порядка, позволило связать поверхностный ферромагнетизм с предсказанным теоретически усилением поверхностными состояниями РККИ взаимодействия оборванных связей у поверхности CoSi кристалла.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-22-00060, <https://rscf.ru/project/24-22-00060/>

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

Необычные состояния дробного квантового эффекта Холла в двухслойных электронных системах

Дорожкин С.И., Капустин А.А., Федоров И.Б.

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2

В электронной системе с двумя слоями двумерных электронов, расположенными около противоположных стенок одиночной квантовой ямы GaAs шириной 60 нм обнаружен эффект исчезновения состояний целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ) на полных факторах заполнения единица и двойка и возникновения состояний дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) на промежуточных факторах заполнения $10/7$, $4/3$, $6/5$ с нечетными знаменателями и факторе заполнения $5/4$. Эффект появляется в результате отклонения магнитного поля от нормали к плоскости квантовой ямы (наклона поля) и наблюдается при углах наклона, больших 30 градусов (см. рис. 1). Эффект обнаружен на образцах полевых транзисторов специальной архитектуры, в которых двухслойный проводящий канал возникал в квантовой яме GaAs, по обе стороны которой создавались затворы, управляющие плотностью электронов в слоях. Нами была реализована

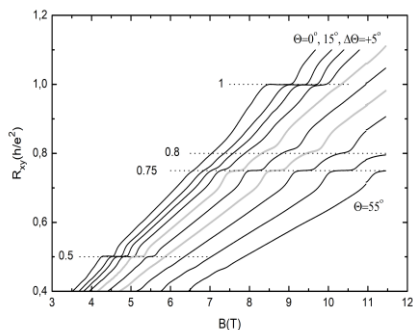


Рис. 1 – Холловское сопротивление канала транзистора в функции полного магнитного поля B при различных углах Q наклона поля: 0° , 15° и далее (слева направо) через 5° . Светлыми линиями показаны кривые, на которых исчезают целочисленные плато КЭХ.

оригинальная экспериментальная методика, позволяющая одновременно измерять магнетосопротивление, холловское сопротивление и две емкости между электронной системой и обоими затворами. В результате таких измерений было установлено, что состояния ДКЭХ наблюдаются при условии большого различия между плотностями электронов в разных слоях и при реализации несжимаемого состояния на факторе заполнения единица в слое большей плотности. Обычно при одном сканировании магнитного поля наблюдались два разных дробных состояния (см. рис. 1), что являлось результатом небольшого перераспределения электронов между слоями при изменении поля, обеспечивавшем существование несжимаемого состояния в слое большей плотности в достаточно широкой области магнитных полей.

Таким образом, в работе наблюдаются необычные комбинированные состояния ДКЭХ. Нам представляется, что наблюдение таких состояний (особенно на факторе заполнения $5/4$) является проявлением до сих пор неизученной особенности электрон-электронных корреляций, реализующейся в условиях, когда ближайшими соседями электронов слоя меньшей плотности являются электроны другого слоя, как это имело место в наших экспериментах [1]. Исчезновение состояний целочисленного квантового эффекта Холла на факторах заполнения единица и двойка в наклонном магнитном поле мы связываем с подавлением туннелирования между слоями параллельной компонентой поля. Такое объяснение предполагает значительную роль туннелирования в формировании энергетических щелей на обсуждаемых факторах заполнения.

[1] С.И. Дорожкин и др., Письма в ЖЭТФ 117, 72 (2023).

Гистерезис высокочастотной проводимости в магнитном поле в p -GaAs/AlGaAs при 20 мК

Дричко И.Л.¹, Смирнов И.Ю.¹, Суслов А.В.², Baldwin K.W.³, Pfeiffer L.N.³, West K.W.³, Гальперин Ю.М.^{1,4}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия

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

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

⁴*Department of Physics, University of Oslo, PO Box 1048 Blindern, 0316 Oslo, Norway*

Ранее, используя акустические методы [1], мы исследовали механизмы высокочастотной (ВЧ) проводимости в структурах p -GaAs/AlGaAs с подвижностью $(1.46-1.76) \times 10^6$ см²/Вс и концентрацией $p=1.2 \times 10^{11}$ см⁻² при изменении магнитного поля в температурном интервале 40-300 мК. Было показано, что вблизи фактора заполнения $\nu=1$, а именно при $\nu=0.76$ и 1.2, что соответствует полям 4.4 Тл и 7 Тл, наблюдается сосуществование двух фаз делокализованных носителей и островков вигнеровского кристалла, запиннингованных на беспорядке (вигнеровского стекла).

В настоящей работе аналогичные измерения проводились при $T=20$ мК в частотном диапазоне $f=28.5-306$ МГц. При этом оказалось, что ситуация при этой температуре требует специального рассмотрения. На рис 1 представлены зависимости реальной σ компоненты ВЧ проводимости от магнитного поля при его развертке вверх (увеличении: кривая I; up) и обратной развертке (уменьшении: кривая II; down) для $T=20$ мК. Из рисунка видно, что величины ВЧ-проводимостей не совпадают при разных направлениях разверток, что особенно хорошо видно вблизи магнитного поля 7 Тл. Аналогичная картина наблюдается для ВЧ-проводимости, измеренной на разных частотах. Надо отметить, что несмотря на то, что в области магнитных полей, соответствующих

$\nu=1/3$ (16 Тл), также было обнаружено образование вигнеровского стекла, гистерезиса там не наблюдалось. Для понимания природы гистерезиса было произведено много дополнительных экспериментов: это и изменение скорости развертки магнитного поля, и изучение влияния остановок в развертке в разных магнитных полях, и сравнение проводимостей при $T=20$ мК и 40 мК. Поскольку во многих измерениях величина $\sigma_1(\text{up})$ при $T=20$ мК близка (совпадает) с $\sigma_1(\text{down})$ при $T=40$ мК, что можно видеть на рис. 1, то также можно предположить, что гистерезис наблюдается из-за разогрева неизвестного происхождения криосистемы при увеличении магнитного поля и с последующим охлаждением системы при уменьшении поля. Почувствовать этот эффект нам оказалось возможным лишь при измерениях ВЧ-проводимости в области сосуществования двух фаз, исследованных подробно в [1].

Анализ экспериментальных данных, полученных в этой же криогенной системе на структурах $n\text{-GaAs/AlGaAs}$ с концентрациями $n=5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ при 20 мК, где наблюдалось вигнеровское стекло, показал отсутствие гистерезиса. В структурах $n\text{-GaAs/Al/GaAs}$, с большей концентрацией $n=3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, в которых возникали небольшие капли вигнеровского стекла, также наблюдался слабый гистерезис.

Возможно, причина возникновения гистерезиса кроется в образовании случайных конфигураций капель, запинингованных на беспорядке, при развертке магнитного поля в разных направлениях.

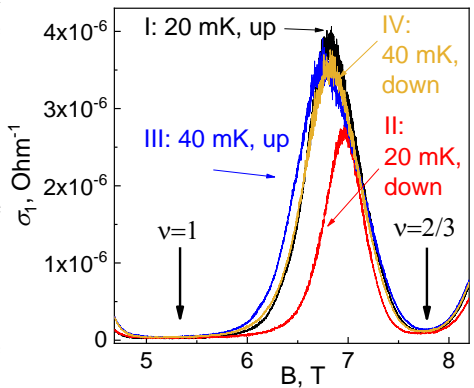


Рис.1 – Зависимость σ_1 от B : I - 20 мК, up; II - 20 мК, down; III - 40 мК, up; IV- 40 мК, down. $f=30$ МГц.

[1] I.L.Drichko et al., *Physical Review B*, **107**, 085301 (2023).

Измерения длины электрон-электронного рассеяния в подвешенном ДЭГ методом магнитной фокусировки

Егоров Д.А.^{1,2}, Похабов Д.А.^{1,2}, Погосов А.Г.^{1,2}, Жданов Е.Ю.^{1,2},
Сарыпов Д.И.^{1,2}, Бакаров А.К.^{1,2}

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

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

Большое влияние на электронный транспорт в полупроводниковых микро- и наноструктурах оказывает электрон-электронное (e-e) взаимодействие. Однако обычные измерения сопротивления почти нечувствительны к e-e взаимодействию, поскольку оно сохраняет полный импульс электронной системы. Но вклад отдельных баллистических траекторий в кондактанс оказывается чувствительным к нему. Измерения нелокального магнетосопротивления являются удобным способом изучения этого вклада. Когда длина e-e рассеяния (обратно пропорциональная вероятности e-e рассеяния) становится сравнимой или меньшей длины резонансной баллистической траектории, последняя разрушается, уменьшая свой вклад в нелокальное магнетосопротивление. Длина e-e взаимодействия обратно пропорциональна квадрату температуры [1]. Меняя температуру образца, можно управлять длиной e-e рассеяния. Таким образом, изучение температурного подавления баллистических пиков нелокального магнетосопротивления позволяет определить длину e-e рассеяния.

Интерес к подвешенным микроструктурам (то есть структурам, отделенным от подложки) обусловлен, в частности, усилением e-e взаимодействия. Это усиление было предсказано теоретически [2], однако прямых экспериментальных свидетельств данного усиления до сих пор получено не было. Непосредственное экспериментальное измерение

длины е-е рассеяния в подвешенных структурах, а также сравнение результатов измерений с неподвешенными структурами, представляется актуальной научной задачей.

Было экспериментально изучено нелокальное магнетосопротивление как в неподвешенных, так и в подвешенных микроструктурах, представляющих собой холловские мосты с двумерным электронным газом, созданные на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs. Нелокальное магнетосопротивление демонстрирует серию баллистических пиков. Пик с наибольшей амплитудой наблюдается в магнитном поле, соответствующем резонансной траектории, соединяющей центры соседних контактов, и соответствует условию магнитной фокусировки. Было изучено температурное подавление фокусируемых пиков в широком диапазоне значений температуры. Из анализа температурных зависимостей амплитуд пиков (Рис. 1) были определены длины е-е рассеяния, а также критические температуры, при которых длина е-е рассеяния становится равной длине резонансной траектории. Критическая температура, а, следовательно, и длина е-е взаимодействия, в подвешенных структурах оказалась ниже, чем в неподвешенных, что свидетельствует об ожидаемом усилении е-е взаимодействия в результате подвешивания. Также было изучено нелокальное магнетосопротивление в микроструктурах с различными расстояниями между контактами и получена зависимость критической температуры от длины резонансной траектории.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 22-12-00343).

[1] Gupta A. et al., *Nature Communications*, **12**, 5048 (2021).

[2] Pogosov A. G. et al., *J. of Phys.: Cond. Matter*, **34**, 263001 (2022).

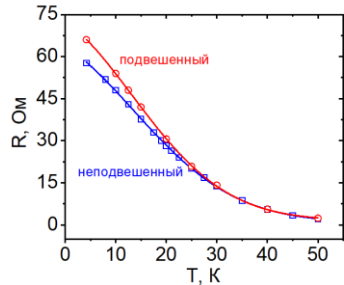


Рис. 1 – Амплитуды баллистических пиков в зависимости от температуры для подвешенного и неподвешенного образцов.

Возникновение квазиодномерных спин-поляризованных состояний в ультратонких пленках Bi на InAs(111)A

Еремеев С.В.¹, Михалюк А.Н.^{2,3}, Бондаренко Л.В.³, Тупчая А.Ю.³, Грузнев Д.В.³, Соловова Н.Ю.⁴, Голяшов В.А.^{4,5}, Терещенко О.Е.^{4,5}, Окуда Т.⁶, Кимура А.^{6,7,8}, Зотов А.В.³, Саранин А.А.³

¹*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск*

²*Институт высоких технологий и перспективных материалов ДВФУ, Владивосток*

³*Институт автоматизики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток*

⁴*Новосибирский государственный университет, Новосибирск*

⁵*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск*

⁶*Hiroshima Synchrotron Radiation Center, Hiroshima, Japan*

⁷*International Institute for Sustainability with Knotted Chiral Meta Matter, Hiroshima, Japan*

⁸*Graduate School of Advanced Science and Engineering, Hiroshima University, Hiroshima, Japan*

Электронные свойства низкоразмерных материалов представляют особый интерес для наноэлектроники из-за ряда интересных эффектов, где значительную роль играет спин-орбитальное взаимодействие (СОВ). Среди тяжелых элементов висмут имеет наибольшую атомную величину СОВ, что делает его очень многообещающим материалом. Так сотовый монослой висмута представляет собой двумерный топологический изолятор, где на краях формируются одномерные геликоидальные спин-поляризованные состояния обеспечивающие квантовый-спиновый эффект Холла [1,2]. Практически любой 2D-материал, кроме графена, требует соответствующей подложки, которая в свою очередь либо обеспечивает перенос заряда, приводящий к легированию адсорбционного слоя электронами или дырками в случае слабосвязанного интерфейса, либо модулирует структуру адслоя в случае

сильно связанного интерфейса.

В данной работе с помощью экспериментальных и теоретических методов было показано, что синтез ультратонких пленок Bi на поверхности $\text{InAs}(111)\text{A}$ приводит к образованию квазиодномерных спин-поляризованных состояний, обеспечивая платформу для реализации уникального режима спинового транспорта. С помощью сканирующей туннельной микроскопии (STM) и дифракции медленных электронов установлено, что на подложке $\text{InAs}(111)\text{A}$ при субмонослойном (≈ 0.8 ML) осаждении Bi формируется фаза с периодичностью $2\sqrt{3}\times 3$. В рамках DFT расчётов с использованием метода поиска случайных структур (ab initio random structure searching — AIRSS [3]) была найдена структурная модель, в которой пара димеров висмута адсорбируется над индием. Электронный спектр димерной $2\sqrt{3}\times 3$ фазы демонстрирует сильный анизотропный характер и характеризуется одномерным спин-поляризованным дырочным каналом в диапазоне энергий 30 мэВ на уровне Ферми. Рассчитанный спектр лишь частично согласуется с данными ARPES из-за присутствия сопутствующей фазы, наблюдаемой в STM. Островки этой фазы представляют собой бислои висмута. Образование этой фазы ответственно за появление высокодисперсных металлических спин-расщепленных зон в электронном спектре.

[1] F. Reis, et al., *Science*, **357**, 287–290 (2017).

[2] I. K. Drozdov, et al., *Nature Physics*, **10**, 664–669 (2014).

[3] C. J. Pickard, R. J. Needs, *J. Phys. Cond. Matt.*, **23**, 053201 (2011).

Плазменные солитоны в экранированной двумерной электронной системе

Заболотных А.А.¹, Рубан В.П.²

¹*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп.7*

²*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 142432, Черногловка, просп. Академика Семенова, 1А*

Солитоны — это уединенные нелинейные волны, сохраняющие свой профиль при распространении. Качественно, сохранение профиля можно объяснить тем, что нелинейности уравнений движения, описывающих динамику волны, «компенсируются» нелинейной дисперсией волны.

Плазменные солитоны в бесконечной двумерной (2D) электронной системе (ЭС), вблизи которой расположены идеально проводящие металлические электроды (затворы), т.е. в экранированной 2D ЭС, впервые были аналитически изучены в статье [1]. В этой статье для описания плазменных волн уравнение Пуассона, связывающее потенциал и плотность заряда плазменной волны, разлагалось в Фурье-пространстве по параметру qd , где d — расстояние между 2D ЭС и затворами, а q — пространственная Фурье-гармоника, параметр qd считался малым. Данное разложение в конечном итоге приводило к уравнению Кортевега – де Вриза для плотности заряда плазменной волны, имеющего известные солитонные решения. Недостатком данного подхода является то, что из-за использования разложения по малому параметру qd он применим только для описания солитонов с масштабом неоднородности много большим d и амплитудой (по концентрации) много меньшей n_0 — равновесной электронной концентрации в 2D ЭС.

В данной работе для описания плазменных солитонов используется несколько другой подход, заключающийся в замене ядра в интеграль-

ной форме уравнения Пуассона на два варианта более простых модельных ядер, допускающих аналитическое решение задачи. Причем эти два модельных ядра выбираются таким образом, чтобы значения точного ядра и, соответственно, точной дисперсии лежали между значениями модельных ядер и дисперсий. В итоге, точная дисперсия плазменных волн оказывается «запертой» между двух модельных дисперсий. Поэтому решив задачи в модельных подходах и сравнив результаты между собой, можно сделать, по крайней мере качественные, выводы о поведении солитонов в реальных 2D системах без сильных ограничений на величину пространственной неоднородности и амплитуды.

В первом модельном подходе получено [2], что скорость солитонов в экранированной 2D ЭС лежит в интервале от v_p до $2v_p$, где v_p — скорость линейных плазмонов в длинноволновом пределе $qd \ll 1$, при этом амплитуда солитонов формально может принимать любые значения. Во втором модельном подходе найдено, что скорость солитонов принимает значения от v_p до примерно $1.3v_p$, при этом их амплитуда конечна и лежит в интервале от нуля до $1.14n_0$.

Было выполнено численное моделирование динамики плазменных солитонов 2D ЭС, которое показало, что наибольшая скорость солитонов примерно равна значению $1.45v_p$ (амплитуда около $3.2n_0$), которое действительно лежит между значениями $1.3v_p$ и $2v_p$, найденными в модельных подходах, как и предполагалось из качественных рассуждений. Также в работе проведен численный анализ поведения солитонов в 2D ЭС с конечным значением времени релаксации электронов и вязкости.

А.А. Заболотных благодарит за финансовую поддержку Фонд развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (грант № 23-1-3-42-1).

[1] А. О. Говоров, В. М. Ковалев, А. В. Чаплик, *Письма в ЖЭТФ* **70**, 479 (1999).

[2] А. А. Zabolotnykh, *Phys. Rev. B* **105**, L201403 (2022).

Кинетика волны зарядовой плотности в магнитном поле

Зайцев-Зотов С.В.^{1,2}, Кон И.А.^{1,2}

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

²НИУ ВШЭ, 101000, Москва, Мясницкая 20

Обнаружение в вейлевском полуметалле с волной зарядовой плотности $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ сильного отрицательного магнетосопротивления [1] не было подтверждено в последующих измерениях [2,3], и, по-видимому, оказалось результатом джоулева разогрева [4], однако послужило поводом к детальному изучению магнетосопротивления в квазиодномерных проводниках с волнами зарядовой плотности (ВЗП). Тематика, связанная с поведением квазиодномерных проводников в магнитном поле, не нова. Ожидается, что магнитное поле будет подавлять пайерсловскую щель в силу зеэмановского расщепления, что в материалах с малой величиной энергетической щели может приводить к подавлению пайерсловского перехода. В материалах со сравнительно большой величиной пайерсловской щели эффект является малым и исследованию их поведения в магнитном поле не уделялось должного внимания. Проведенные нами детальные исследования магнетосопротивления в ромбическом TaS_3 в области нелинейной проводимости при электрических полях E , не превышающих порогового поля начала скольжения ВЗП [5] (т. е. в области крипа ВЗП), показали, что влияние магнитного поля на кинетику ВЗП совершенно не совпадает со сложившимися представлениями. В частности, было обнаружено, что при $T \geq 10$ К температурные зависимости магнетосопротивления в области крипа ВЗП следуют закону $\Delta R/R \propto f(E)T^{-2}$, который противоречит имеющимся представлениям о преодолении барьеров пиннинга ВЗП при зеэмановском расщеплении ($f(E) = \text{const}$) или подавлении пайерсловской щели магнитным полем ($\Delta R/R \propto f(E)T^{-1}$). С формальной точки

зрения, обнаруженная зависимость соответствует наличию в ВЗП подсистем с различной спиновой ориентацией.

Не менее интересен оказался переход от термически активированного к квантовому крипу ВЗП, наблюдающемуся при температурах ниже 10 К. В режиме квантового крипа параболическая зависимость $\Delta R/R \propto -B^2$ изменяется на линейную $\Delta R/R \propto -|B|$. С формальной точки зрения наблюдающееся низкотемпературное поведение соответствует возникновению интерференционного вклада для ВЗП, приходящей в заданную точку по различным траекториям, однако детали перехода от термически активированного к квантовому крипу остаются неясными.

В настоящем докладе будет дан обзор основных результатов исследования магнетосопротивления при движении ВЗП и проблем их объяснения.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 21-72-20114).

[1] J. Gooth, et al., *Nature* **575**, 315 (2019).

[2] I. A. Cohn, et al., *JETP Letters* **112**, 88 (2020).

[3] A.A. Sinchenko et al., *Appl. Phys. Lett.* **120**, 063102 (2022).

[4] I.A. Cohn, et al., *Proceedings of ECRYS 2023*, <http://www.lptms.universite-paris-saclay.fr/ecrys2022/files/2022/08/zaitsev-zotov.pdf>

[5] I.A. Cohn, S.V. Zaitsev-Zotov, *Phys. Rev. B* **108**, 115124 (2023).

Отрицательная дифференциальная проводимость в полупроводниках и полупроводниковых структурах

Каган М.С.

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
РАН 125009, Москва, Моховая, д. 11, корп. 7*

В докладе планируется дать краткий обзор способов реализации и физических механизмов отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) N- и S-типа в полупроводниках, которая необходима для генерации электрических колебаний различных диапазонов частот. Будут рассмотрены механизмы как распределенной, так и сосредоточенной ОДП. Из теоретических предсказаний будут обсуждаться только те варианты ОДП, которые реализованы на опыте, или же обнаруженные экспериментально и получившие теоретическое обоснование. Изложение предполагается в исторической последовательности, начиная с первоначальных идей конца 50-х - начала 60-х годов прошлого столетия (W. Shockley, H. Kroemer, W. Read, B. Ridley - T. Watkins и C. Hilsum) и их экспериментального подтверждения. Кроме статической ОДП будут рассмотрены некоторые механизмы динамической ОДП, когда статическая проводимость положительна, но отрицательна действительная часть импеданса.

Предполагается также обсуждение условий, когда отрицательны не только дифференциальная, но и полная проводимость (так называемая абсолютная отрицательная проводимость, когда ток направлен против приложенного поля), включая результаты исследований последних лет.

Работа поддержана грантами РФФИ 20-02-00624 и 20-52-16304.

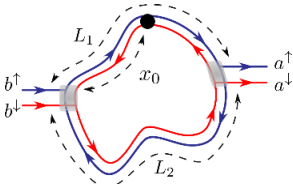
Квантовая интерферометрия на основе геликоидальных состояний

Ниязов Р.А.^{1,2}, Крайнов И.В.¹, Аристов Д.Н.^{1,2}, Качоровский В.Ю.¹

¹ ФТИ РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

² Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” ПИЯФ, 188300, Гатчина, Россия

Интерферометры на основе систем с малым количеством квантовых каналов находятся в фокусе исследования в последние десятилетия, в первую очередь, из-за возросшего интереса к квантовым вычислениям. Многообещающая возможность для дальнейшего развития в этом направлении связана с открытием 2D топологических изоляторов (ТИ), которые не проводят в объёме, но содержат 1D проводящие геликоидальные краевые состояния (ГКС). Электроны, распространяющиеся в ГКС в противоположных направлениях, имеют также и противоположные спины. Транспорт через ГКС топологически защищён, поскольку рассеяние назад на обычных немагнитных примесях запрещено. ТИ с двумя контактами (туннельными или металлическими) представляет собой простейшую реализацию квантового электронного интерферометра на основе ГКС (Рис.1).



$$\begin{pmatrix} a^\uparrow \\ a^\downarrow \end{pmatrix} = \hat{t} \begin{pmatrix} b^\uparrow \\ b^\downarrow \end{pmatrix}$$

Рис.1 – Интерферометр на основе ГКС с магнитным дефектом (черная точка).

Транспорт через ГКС топологически защищён, поскольку рассеяние назад на обычных немагнитных примесях запрещено. ТИ с двумя контактами (туннельными или металлическими) представляет собой простейшую реализацию квантового электронного интерферометра на основе ГКС (Рис.1).

Принципиальное отличие от интерферометра на основе обычных (не геликоидальных) 1D каналов состоит в том, что интерференция в крае ТИ возникает только при наличии спин-флип процессов. Эти процессы появляются при наличии в системе динамического или статического магнитного дефекта (МД) (Рис.1), либо за счёт туннельной связи ГКС с заряжен-

ным островком, существующим в окрестности ГКС, а также в искусственно созданных периодических массивах ГКС, которые реализованы в недавних экспериментах. Наблюдение интерференционных эффектов позволяет извлечь информацию о возможных процессах разрушения топологической защиты.

В докладе обсуждается спин-зависимый транспорт и дробовый шум в геометрии Рис.1 и в более сложных геометриях. Показано, что зависимость нормализованного кондактанса τ и фактора Фано F от магнит-

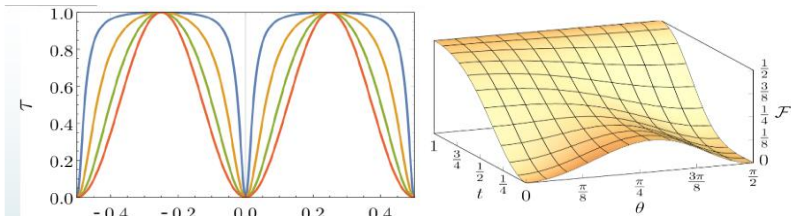


Рис.2 – Зависимость τ от ϕ (при разной силе МД) (слева) и фактора Фано от силы туннельной связи и силы МД (справа) для геометрии Рис.1.

ного потока ϕ , возникающая за счёт эффекта Ааронова-Бома, существенно более универсальна, чем в обычных интерферометрах (Рис.2). Предложено описание системы на языке ансамбля управляемых кубитов, которые можно использовать для квантовых вычислений.

Также показано, что в периодических массивах ГКС интерференция приводит к возникновению зонной структуры, которой можно управлять с помощью магнитного поля, например, создавать одиночные или двойные дираковские точки. Дефекты в такой периодической структуре также могут приводить к возникновению локализованных кубитов. При учёте ее-взаимодействия в системе может возникнуть нескольких фаз и наблюдаться мультикритическое поведение.

Работа выполнена при поддержке РФФ № 20-12-00147-П.

Мезоскопические флуктуации кондактанса двумерного полуметалла в квантовой яме HgTe

Квон З.Д.^{1,2}, Худайбердиев Д.А.^{1,2}, Энтин М.В.¹, Михайлов Н.Н.¹

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

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул.Пирогова, 2

Универсальные флуктуации кондактанса (УФК) являются одними из самых ярких и фундаментальных явлений, отражающих квантовую природу электрона при его движении в поле случайного потенциала. Именно с их открытием связано рождение мезоскопии [1-3]. Одно из самых замечательных свойств этих флуктуаций - близость их средней амплитуды в режиме слабой локализации к кванту проводимости ($\langle \Delta G^2 \rangle^{1/2} \approx e^2/h$) для образца с характерной длиной $L < L_T$. При конечной температуре $\langle \Delta G^2 \rangle^{1/2} \approx (e^2/h) L_T/L$, где $L_T = (D\hbar/T)^{1/2}$ - длина температурной когерентности (D - коэффициент диффузии). В подавляющем большинстве ситуаций $L_T = (0.1 - 1)$ мкм при $T \leq 1$ К, и соответствующим образом они всегда наблюдаются в проводниках с металлической проводимостью субмикронного размера.

В данной работе сообщается о наблюдении в сильно разупорядоченном двумерном полуметалле мезоскопических флуктуаций кондактанса, возникающих в образцах макроскопического размера ($L \geq 100$ мкм), чьи свойства радикальным образом отличаются от свойств УФК.

Экспериментальные образцы представляли собой полевые холловские транзисторы, изготовленные на основе HgTe квантовых ям толщиной 14 нм с ориентацией (013) и снабженные металлическими TiAu затворами. Отметим, что двумерный полуметалл (ДП) в этих ямах характеризуются в два раза меньшим перекрытием зон, чем в широко исследованных ДП в ямах толщиной 18-22 нм, а также имеет значительно (на порядок) меньшую подвижность и электронов и дырок. Наиболее важные свойства обнаруженных в описанных образцах мезоскопиче-

ских флуктуаций кондактанса (МФК) можно сформулировать следующим образом.

1. МФК наблюдаются в образцах, характерный размер которых достигает 250 мкм, что на два порядка превышает размер проводников, в которых обычно исследуются УФК.

2. При приложении магнитного поля амплитуда МФК растет почти на порядок, достигая аномально высоких значений средней величины ($\langle \Delta G^2 \rangle^{1/2} \approx 10 e^2/h$) флуктуаций в магнитном поле около 0.5 Т, а при дальнейшем увеличении поля начинает резко падать, и в поле выше 1Т МФК исчезают.

3. В диапазоне температур 1 К - 0.25 К наблюдается аномальный экспоненциально сильный рост амплитуды МФК, который только при $T < 0.2$ К сменяется слабым степенным ростом, характерным для обычных УФК.

4. Обнаружено, что существование найденных МФК критическим образом зависит от степени беспорядка в исследуемой системе.

5. Показано, что в двумерном электронном металле, имеющем такую же величину проводимости, как и двумерный полуметалл, какие-либо флуктуации кондактанса полностью отсутствуют.

Предположено, что возникновение обнаруженных флуктуаций вызвано формированием в сильно разбалансированном двумерном полуметалле (отношение концентрации дырок к концентрации электронов $P_s/N_s \geq 10^2$) коллективного состояния, в котором интерференционный транспорт осуществляется возникающей в результате флуктуаций примесного потенциала квадратной сеткой электронов внутри проводящего слоя двумерных дырок, имеющих на порядок большую эффективную массу.

[1]. Б. Л. Альтшулер, *Письма в ЖЭТФ*, **41**, 530 (1985).

[2]. P.A. Lee, A.D. Stone, *Phys. Rev. Let.*, **55**, 1622 (1985).

[3]. Б. Л. Альтшулер, Д.Е. Хмельницкий, *Письма в ЖЭТФ*, **41**, 530 (1985).

Квантовый эффект Холла и нулевое плато в объемном HgTe

Козлов Д.А.^{1,2}, Савченко М.Л.³, Михайлов Н.Н.², Квон З.Д.² и Пименов А.³

¹ *Institute of Experimental and Applied Physics, University of Regensburg, 93053, Regensburg, Germany.*

² *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*

³ *Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology, 1040 Vienna, Austria*

Квантовый эффект Холла (КЭХ) является одним из наиболее ярких явлений физики двумерных систем. Основным требованием, кроме достаточно низкого уровня беспорядка, до недавних пор являлась двумерность системы. Относительно недавно было продемонстрировано квантование сопротивления в трехмерном бесщелевом полуметалле ZrTe₅ [1]. В данной работе исследован транспортный отклик пленки теллурида ртути толщиной 1000 нм, оснащенной затвором, в квантованных магнитных полях. Такие пленки представляют собой объемный полуметалл с инвертированной зонной структурой и топологическими электронами вблизи поверхности. Вблизи затвора формируется слой обогащения, заполненный двумерными электронами или дырками. Обнаружено, что в магнитном поле 10 Тесла система демонстрирует отчетливый КЭХ, управляемый затвором, с глубокими минимумами в ρ_{xx} и квантованными плато в ρ_{xy} . На первый взгляд наблюдаемое поведение похоже на поведение других электронно-дырочных систем, однако исследуемая система обладает некоторыми уникальными особенностями. Во-первых, обнаружено, что 2D-носители в слое обогащения гибридизуются и формируют КЭХ, а объемные носители при этом локализованы и служат зарядовым резервуаром. По мере увеличения магнитного поля происходит переход заряда от объемных носителей к двумерным с одновременным сдвигом точки зарядовой нейтральности.

Это, в свою очередь, приводит к необычному масштабированию КЭХ вокруг первого электронного плато. Во-вторых, в точке зарядовой нейтральной наблюдается максимум ρ_{xx} сравнительно небольшой величины (порядка h/e^2), сопровождаемый нулевым плато ρ_{xy} . Исследование нелокального транспортного ответа в этих условиях выявляет краевой характер транспорта. Феноменологически обнаруженное поведение напоминает квантовый спиновый эффект Холла, но сохраняет квазибаллистический режим на макроскопических (сотни мкм) расстояниях. Такой транспорт может быть образован краевыми каналами электронов и дырок, распространяющимися в противоположных направлениях, в которых взаимное рассеяние подавлено.

[1] F. Tang, Y. Rem et al., Nature 569, 537 (2019).

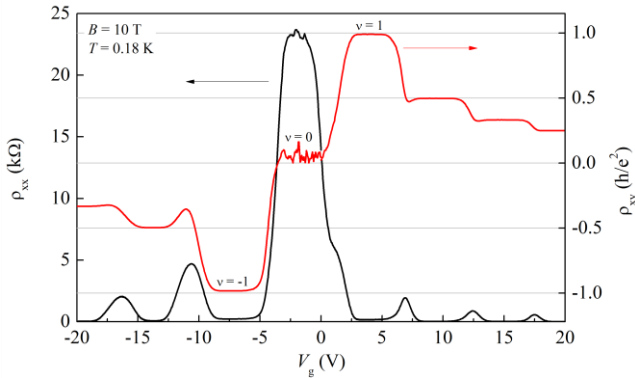


Рис.1 – Затворные зависимости продольной ρ_{xx} (черное, ось слева) и холловской ρ_{xy} (красное, ось справа), измеренных в магнитном поле $B = 10$ Тл и при температуре $T = 0.2$ К.

Сильный немагнитный механизм рассеяния назад в краевых состояниях 2D топологического изолятора

Крайнов И.В., Ниязов Р.А., Аристов Д.Н., Качоровский В.Ю.

ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург

Хорошо известно, что на краю 2D топологического изолятора (ТИ) существуют киральные 1D состояния, причем электроны в этих состояниях двигаются в противоположных направлениях и имеют противоположные направления спина. Транспорт через такие состояния хорошо исследован экспериментально. Экспериментально установлено (см. [1] и ссылки там), что в коротких образцах, с длиной до 3-х мкм, состояния хорошо защищены топологически. В то же время, в образцах длиной более 3 мкм наблюдается рассеяние назад, вплоть до низких температур, порядка сотен мили кельвин, причём темп этого рассеяния слабо зависит от температуры. Принципиально важно, что разрушение топологической защиты, наблюдается в нулевом магнитном поле и в отсутствие магнитных примесей. Известные теоретические механизмы немагнитного рассеяния назад в краевом состоянии предполагают обязательное наличие неупругих процессов либо в заряженном островке рядом с краевым состоянием [2], в который электрон может выскочить и через некоторое время вернуться обратно, либо непосредственно в топологическом 1D канале [3]. Однако, темп неупругого рассеяния и, как следствие, темп рассеяния назад по механизмам [2,3], должен быстро падать с уменьшением температуры, что противоречит экспериментальным данным.

В настоящей работе мы предлагаем новый механизм рассеяния назад между двумя киральными состояниями, связанный с наличием островков, которые могут захватывать электрон. Так же как в механизме [2], опирающемся на наличие таких островков, принципиальную роль играет электрон-электронное взаимодействие. Однако, в отличие

от [2], неупругие процессы не вовлекаются и, соответственно, нет сильного подавления эффекта при уменьшении температуры. Ключевую роль в предлагаемом нами механизме играет наличие циркулярных токов в островке. Важность таких токов можно пояснить на базе самой простой модели островка в виде отверстия в объёме 2D ТИ. В таком островке также существуют «правые» (R) и «левые» (L) краевые состояния, отвечающие, соответственно, за движение по и против часовой стрелки. За счёт туннельной связи электрон из края ТИ может перескочить в R или L состояние островка, а потом вернуться обратно в край ТИ, причём в отсутствие взаимодействия, R и L вклады в амплитуду рассеяния назад точно сокращают друг друга. При наличии взаимодействия, характеризующегося малой константой g ($g \ll 1$), в островке возникает флуктуирующий циркулярный ток, $J = g(NR - NL)$, где NR (NL) - число правых (левых) электронов в температурной полоске. Эффекты, связанные с флуктуациями J , обсуждались ранее в работе [4] в контексте токовой блокады квантовых интерферометров. Ток J приводит к тому, что при обходе островка R и L электроны набирают разную фазу. Как следствие, вклады этих процессов в амплитуду рассеяния назад перестают сокращать друг друга и возникает вероятность рассеяния назад, пропорциональная $(\sin J)^2$. Хотя тепловое среднее от флуктуационного тока J равно нулю, среднее от $(\sin J)^2$ не равно нулю и возникает конечный темп рассеяния назад, обусловленный «выпрямлением» флуктуаций J . В работе показано, что если константа взаимодействия g становится больше безразмерной константы туннельной связи с островком, то темп рассеяния назад слабо зависит от температуры и магнитного поля в хорошем согласии с экспериментальными результатами [1]. В работе также рассмотрены другие модели островка.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 20-12-00147 (продление).

- [1] E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, et. al., *PhysicaE*, 147, 115605 (2023)
- [2] Väyrynen J.I., Goldstein M, et. al., *Phys. Rev. Lett.* 110, 216402 (2013)
- [3] Schmidt T.L., Rachel S, et. al., *Phys. Rev. Lett.* 108, 156402 (2012)
- [4] A.P. Dmitriev, et. al., *Phys. Rev. Lett.* 105, 036402 (2010)

СВЧ-фотопроводимость CdHgTe/HgTe квантовых ям критической толщины

Кузьмин Н.С.^{1,2}, Ярошевич А.С.¹, Квон З.Д.^{1,2}, Михайлов Н.Н.^{1,2}

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

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

В данной работе была исследована СВЧ-фотопроводимость CdHgTe/HgTe квантовых ям с критической толщиной примерно 6.5 нм. Предполагается, что в данных структурах из-за флуктуаций толщины слоя HgTe существует сеть топологических каналов [1].

В рамках экспериментального исследования были проведены низкотемпературные измерения зависимостей СВЧ-фотопроводимости от затворного напряжения при освещении исследуемого образца с холловскими мостиками размеров 4x12 мкм и 50x100 мкм излучением в диапазоне от 1.8 ГГц до 2.56 ГГц. Было получено, что в исследуемых квантовых ямах критической толщины наблюдаются знакопеременные осцилляции зависимостей СВЧ-фотосопротивления от затворного напряжения. Максимумы осцилляций имеют величину порядка 1-5% от полного сопротивления образца. СВЧ-фотосопротивление, измеренное на малом и большом холловском мостике, имеет близкую характерную величину

Предполагается, что наблюдаемый эффект обусловлен разогретыми эффектами и нерегулярностями толщины изучаемых квантовых ям.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-30003, <https://rscf.ru/project/23-72-30003/>.

[1] M. M. Mahmoodian et al., *Phys. Rev. B*, **101**, 125415, (2020)

Квантовые точки InAs в кремнии: рост методом МПЭ и оптические свойства

Лендяшова В.В.¹, Илькив И.В.¹, Шугабаев Т.¹ Бородин Б.Р.²,
Талалаев В.Г.³

¹Санкт-Петербургский государственный университет, 198504,
Санкт-Петербург, ул. Ульяновская, 3

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, ул.
Политехническая, 26

³Университет Галле-Виттенберг имени Мартина Лютера, 06108,
Германия, Галле

В настоящее время разработка новых оптических интегральных схем (ИС) является одним из важнейших направлений развития технологии, поскольку использование таких ИС позволяет существенно повысить производительность вычислительных систем и снизить их энергопотребление [1,2]. Наиболее перспективным подходом к их созданию является интеграция традиционных микросхем с активными приборами фотоники на основе материалов A^3B^5 . Одним из актуальных с технологической точки зрения методов интеграции является монокристаллическая интеграция путем прямого синтеза наноструктур A^3B^5 . Хорошо известно, что прямой рост планарных структур обычно сопровождается образованием дислокаций из-за несоответствия параметров кристаллических решеток и разных коэффициентов теплового расширения материалов. В свою очередь, квантовые точки, как известно, более устойчивы к дислокациям [3]. Поэтому прямой рост квантовых точек A^3B^5 на кремнии представляет значительный научный интерес. Настоящая работа посвящена синтезу квантовых точек InAs в кремниевой матрице методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и исследованию оптических свойств таких гетероструктур.

Образцы были синтезированы методом МПЭ на установке МПЭ Riber 21EB200, оснащенной твердотельными эффузионными ячейками

As, In и электронно-лучевым испарителем для осаждения Si. Перед ростом образцов подложки Si(100)^{4°} подготавливались с помощью химической обработки с последующим отжигом при 950°C в установке МПЭ. После этого температуру подложки понижали до 600 °C для выращивания буферного слоя Si толщиной 50 нм. После этого температуру подложки повторно понижали до 400 °C и осуществлялся рост островков InAs с эквивалентной толщиной осажденного материала от 0.7 до 3 МС. Морфологические свойства образцов исследовались методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Была установлена нелинейная зависимость размера островков InAs от продолжительности роста. Например, осаждение 0.3 МС InAs привело к образованию островков InAs диаметром около 20-30 нм, высотой 2-4 нм и поверхностной плотностью 5×10 мкм⁻². В свою очередь, осаждение InAs толщиной более 0.7 МС приводило к образованию более крупных островков, имеющих бимодальное распределение по размерам. Кроме того, исследование низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) КТ InAs, покрытых слоем Si толщиной 30 нм, выявило излучение на длине волны 1.6 мкм. Здесь следует отметить, что интенсивность ФЛ от образцов с маленькими КТ была в 2-3 раза выше, чем у образцов с КТ InAs большего размера.

Таким образом, была показана возможность синтеза квантовых точек InAs, внедренных в Si, методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Оптическое исследование таких гетероструктур выявило эмиссию на длине волны 1.6 мкм, что открывает возможности для создания оптоэлектронных устройств нового типа на основе кремния.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда в рамках проекта № 23-79-01117.

[1] D. Thomson et al., *J. Opt.*, **18**(7), 073003 (2016),

[2] X. Chen et al., *Proceeding of the IEEE*, **106**(12), 2101-2116 (2018),

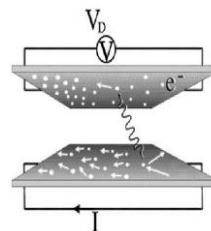
[3] P. Dhingra et al., *Appl. Phys. Lett.*, **117**(18), 181102 (2020).

Эффекты увлечения в металлах, полупроводниках и магнитных диэлектриках

Ляпилин И.И.

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

1. В металлах и полупроводниках при низких температурах электрон-электронные (e-e) взаимодействия играют ведущую роль в различных явлениях, начиная от высокотемпературной сверхпроводимости, дробного квантового эффекта Холла, вигнеровской кристаллизации, моттовского перехода и др. Как величину, так и влияние e-e взаимодействия на кинетические свойства кристаллов трудно измерить. Метод, который доказал свою эффективность при измерении скоростей рассеяния непосредственно за счет кулоновского взаимодействия, это эффект кулоновского увлечения носителей заряда: возникновение отклика в виде создаваемого напряжения (или тока) в проводящей системе при пропускании тока через другую проводящую пленку, отделенную от первой диэлектрическим слоем (см. рис.). В основе эффекта увлечения лежит межслойное кулоновское взаимодействие электронов проводимости, разделенных диэлектриком [1,2]. Содержание тезисов составляет описание эффекта увлечения в металлах полупроводниках и магнитных диэлектриках.



2. Спинтроника. Эффект спинового кулоновского увлечения. Пространственно-временное изменение намагниченности $\vec{M}(\vec{r}, t)$ (в металлах и полупроводниках) индуцирует дополнительные спин-зависящие электромагнитные поля $\vec{E}(\vec{r}, t)$, $\vec{H}(\vec{r}, t)$). Эти поля генерируют спин-движущую силу $\vec{F}(\vec{r}, t)_s$, ($s = \uparrow, \downarrow$) (1986г), действующую на си-

стему проводящих электронов. Спиновые поля - реальные поля, которые связаны со спиновой поляризацией электронов проводимости. Явные выражения для индуцированных спиновых электромагнитных полей позволяют рассмотреть влияние спиновых полей на транспортные явления. Рассмотрено влияние "сопутствующего" спин-зависимого электрического поля и силы, индуцируемых динамикой намагниченности проводящих неоднородных магнитных структур, на транспортные явления. Показано, что явления переноса, связанные с проявлением спин-зависимого электрического поля, приводят к новому эффекту: спиновому кулоновскому увлечению носителей заряда [3], который реализуется в системе спин-поляризованных электронов проводимости.

3. Магноника. Эффект увлечения в структурах металл/магнитный диэлектрик. В условиях реализации спинового эффекта Зеебека, в структурах металл/ферромагнитный диэлектрик/металл, изучено взаимодействие инжектированных ("когерентных") и "термически" возбужденных, энергетически различимых магнонных подсистем и подсистемы фононов, и влияние их на спин-волновой ток и эффект увлечения. Рассмотрено приближение эффективных параметров, когда носители каждой из подсистем характеризуются своими дрейфовыми скоростями и эффективной температурой. Анализ макроскопических уравнений, баланса импульсов для каждой из рассматриваемых подсистем, проведенный для различных соотношений между дрейфовыми скоростями магнонных и фононного потоков, показал, что возможна ситуация, когда основным каналом рассеяния "когерентных" магнонов на системе фононов и "термических" магнонов является магнон-магнонное взаимодействие, определяющее температурно-полевые зависимости спин-волнового тока в условиях спинового эффекта Зеебека [4].

[1] N. Narozhny, A. Levchenko. *Rev. Mod. Phys.*, **88**, 025003 (2016).

[2] I. I. Lyapilin, H. M. Bikkin., *ФТТ*, **45** 339 (2003).

[3] I. I. Lyapilin. *FMM*, **124**, 795 (2023).

[4] I. I. Lyapilin, M. S. Okorokov, V. V. Ustinov. *Phys. Rev. B*, **91**, 195309 (2015); *FMM* **119**, 1031 (2018).

Теория перколяции классического неидеального двумерного электронного газа в пределе сильных магнитных полей

Махмудиан М.М.^{1,2}, Энтин М.В.²

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

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

Объяснение целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ) основано на одноэлектронном подходе. У КЭХ есть классический аналог, хотя является квантовым явлением. На основе теории перколяции был исследован идеальный двумерный электронный газ, взаимодействующий с примесями, в сильных магнитных полях [1]. В особенности, рассмотрены некоторые классические модели, например, короткодействующие примеси и адиабатический случайный гладкий потенциал. Отметим, что адиабатическая модель применялась для объяснения целочисленного КЭХ [2].

В данной работе рассмотрена система классических взаимодействующих двумерных электронов, как между собой, так и с примесями, в сильных магнитных полях. Рассмотрены адиабатическое и короткодействующее взаимодействия. Показано, что в случае короткодействующего взаимодействия электроны, не встречающиеся с другими электронами или примесями, неоднократно возвращаются к точкам столкновения. В результате, в зависимости от концентрации электронов и примесей, электроны будут составлять систему локализованных или диффузионно перемещающихся по образцу частиц.

Также эта система рассмотрена в пределе, где характерный размер межэлектронного и примесного потенциала превышает циклотронный радиус. Сформулированы адиабатические уравнения движения для центров орбит, результаты которых подтверждаются компьютерной симуляцией.

Задачи исследуются как аналитически, так и с помощью компьютерного моделирования. Показано существование порога перколяции в обеих моделях.

[1] *E.M. Baskin, L.I. Magarill, and M.V. Entin. Two-dimensional electron-impurity system in a strong magnetic field. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 75, 723 (1978) [Sov. Phys. JETP 48, 365 (1978)],*

[2] *S.V. Iordansky. On the conductivity of two dimensional electrons in a strong magnetic field. Solid State Communications 43.1 (1982): 1-3.*

Наногетероструктуры в системе узкозонных твердых растворов InAs-InSb

Моисеев К.Д., Романов В.В.

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

Создание наногетероструктур на основе полупроводниковых соединений в системе твердых растворов In-As-Sb открывает широкие возможности для разработки различных оптоэлектронных устройств, работающих в длинноволновой части инфракрасного (ИК) спектра и предназначенных для использования в окне атмосферной прозрачности 4-6 μm [1], что представляет большой интерес с точки зрения промышленного и экологического мониторинга, медицинских приложений и газоанализа взрывоопасных веществ. Для формирования активной области ИК-светодиода могут быть использованы эпитаксиальные слои $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y$, где ширина запрещенной зоны твердого раствора при комнатной температуре может меняться в интервале энергий 0.1-0.35 eV [2]. Известно, что при малых величинах несоответствия параметра кристаллической решетки $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y$ относительно подложки InAs эпитаксиальные слои растут псевдоморфно, испытывая упругую деформацию, однако при достижении определенной критической величины рассогласования возникает пластическая деформация сжатия, приводящая к образованию сетки дислокаций несоответствия на границах раздела релаксированных эпитаксиальных слоев [3]. Для минимизации внутреннего напряжения используются наноразмерные слои с большим содержанием антимонида индия, например, структурная конструкция "сверхрешетка" на основе квантовых ям (КЯ) или массивов квантовых точек (КТ) InSb.

Узкозонные гетероструктуры $\text{InAs}/\text{InAsSbP}/\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{InAsSbP}$ с КЯ на основе тройного твердого раствора различной толщины ($d = 5-$

20 nm) в интервале составов $y = 0.05-0.13$ были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках InAs. Как было показано в [4], тип гетероперехода InAsSb/InAsSbP может меняться с первого на второй в зависимости от состава эпитаксиальных слоев, формирующих гетероструктуру. Тогда, вертикальные излучательные переходы в квантовой яме I типа могут трансформироваться в диагональные переходы в квантовой яме II типа. При этом эффективная ширина энергетического зазора в гетеропереходе II типа меньше, чем в гетеропереходе I типа. Гетероструктуры, содержащие одиночный слой КТ InSb, помещенный в матрицу InAs, были получены с помощью комбинированной технологии эпитаксиального наращивания. Особенности спектров электролюминесценции в зависимости от поверхностной плотности КТ на разъединенной гетерогранице II типа InAs/InSb были изучены как при прямом, так и при обратном внешнем смещении.

Спектры фотолюминесценции и электролюминесценции гетероструктур были получены в интервале температур $T = 4-300$ К. Излучение вблизи энергий фотона $h\nu = 0.29$ eV, которое отвечало рекомбинационным переходам с участием локализованных состояний квантовых точек InSb, было зарегистрировано при низкой температуре, тогда как гетероструктуры с КЯ демонстрировали интенсивное излучение при комнатной температуре. Использование гетеропереходов II типа в узкозонных наногетероструктурах позволяет продвинуться в область больших длин волн [5]. Управление составом $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y$ позволяет также управлять Оже-процессами в активной области оптоэлектронного прибора [6].

[1] В.Е. Зуев, "Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере" М., Советское Радио, 1970, с. 325.

[2] В.В. Романов и др., ФТТ, 61, 1746 (2019).

[3] J.H. van der Merwe, Phys. Rev. B, 37, 2892 (1988).

[4] К.Д. Мусеев и др., ФТТ, 63, 475 (2021).

[5] В.В. Романов и др., ФТП 54 (2), 202-206 (2020).

[6] T. Smolka et al., Materials, 15, 1419 (2022).

Контактная разность потенциалов в отсутствие тока через образец в режиме квантового эффекта Холла

Неверов В.Н.¹, Гудина С.В.¹, Туруткин К.В.¹, Васильевский И.С.²,
Виниченко А.Н.²

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

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

Целочисленный квантовый эффект Холла (КЭХ) может быть интерпретирован на основе модели краевых состояний [1]. Экспериментальный образец с двумерным электронным газом (ДЭГ) имеет границу, задаваемую литографическим краем или краем области под затвором.

Исследовалась полупроводниковая гетероструктура с квантовой ямой InAlAs/InGaAs/InAlAs и метаморфным буфером In_xAl_{1-x}As, выращенная методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке RIBER Compact 21 (МИФИ).

Образцы имели форму двойного холловского мостика, изготовленные контакты несколько отличались друг от друга. Измерения сопротивления проводились в магнитных полях, перпендикулярных плоскости ДЭГ, $B = (0 - 13)$ Тл, при температурах 4.2К и 1.8К (ИФМ УрО РАН).

Обнаруженный эффект состоит в том, что в магнитных полях, близких к центру плато КЭХ, в отсутствие внешнего тока через образец экспериментально наблюдались пики напряжения на потенциальных контактах в образце с геометрией холловского мостика (Рис.1). Возникновение таких напряжений в двумерных системах в районе плато КЭХ наблюдалось ранее другими исследователями, но данные не были опубликованы [2].

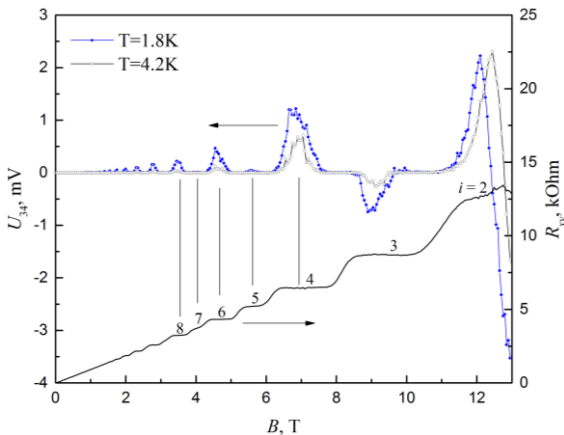


Рис. 1 – Зависимости напряжения на потенциальных контактах 3-4 от магнитного поля (в отсутствие внешнего тока) при $T=4.2\text{K}$ и 1.8K . Внизу приведено холловское сопротивление R_{xy} при $T=4.2\text{K}$ (измерительный ток 1мкА). Цифрами указаны номера плато КЭХ.

Мы считаем, что наличие пиков в области плато КЭХ связано с различной геометрией протекания краевых токов в области потенциальных контактов. Предложена классическая модель возникновения напряжения, при этом величина электрических потенциалов будет изменяться пропорционально квадрату равновесного краевого тока (аналог силы Ампера для проводников с током).

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Электрон», № 122021000039-4).

[1] R. J. Haug, *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 131 (1993).

[2] В.А. Кульбачинский, неопубликованные данные.

В двумерной системе в магнитном поле в области плато КЭХ возникает равновесный (иногда его называют диамагнитный) краевой ток, который охватывает область двумерного электронного газа [1] и существует как в присутствии внешнего тока через образец, так и без него.

Связь топологических свойств и ферроэлектрической поляризации в топологическом полуметалле GeTe

Орлова Н.Н., Колесников Н.Н., Тимонина А.В., Девятков Э.В.

ИФТТ РАН, 142432, Черногловка, ул. Академика Осипьяна, 2

Среди новых топологических материалов с наличием спин-поляризованных поверхностных состояний топологический полуметалл GeTe отличается наличием одновременно гигантского (рекордно большого) спин-орбитального взаимодействия и заметной ферроэлектрической поляризации в объёме образца, что позволяет рассматривать GeTe как представителя нового класса топологических материалов – топологического Рашба-ферроэлектрика. Основной теоретический и экспериментальный интерес к таким системам связан со взаимным влиянием ферроэлектрической поляризации и топологических свойств.

В данной работе мы впервые применили методику емкостной спектроскопии к изучению отклика поверхности GeTe на внешнее электрическое поле. Мы показали, что концентрация носителей не зависит от затворного напряжения в толстом флейке трёхмерного полуметалла. В то же время, мы обнаружили заметное падение емкостного отклика при приложении постоянного электрического поля затвора, симметричное по знаку приложенного поля. Кроме того, в области малых затворных напряжений наблюдался заметный гистерезис в емкостном отклике в зависимости от знака развертки затворного напряжения.

Анализ емкостного отклика позволяет исключить эффекты перезарядки и связать поведение емкости образца с изменением плотности состояний в силу теоретически предсказанной зависимости константы Рашбы от знака и величины ферроэлектрической поляризации в GeTe, что подтверждается численными оценками. Эффект переключения ферроэлектрической поляризации при смене полярности затворного

напряжения дал нам возможность экспериментально реализовать режим динамической отрицательной емкости.

Другой экспериментальной демонстрацией связи топологических свойств и ферроэлектрической поляризации в GeTe является зависимость сигнала нелинейного эффекта Холла от затворного напряжения. В нулевом магнитном поле мы наблюдали характерную квадратичную зависимость поперечного холловского напряжения на второй гармонике. При этом была показана возможность управления величиной сигнала нелинейного эффекта Холла в образце приложением затворного напряжения в условиях постоянства концентрации носителей в толстом флейке трёхмерного полуметалла. Поскольку сигнал нелинейного эффекта Холла напрямую отражает наличие кривизны Берри в образце, мы продемонстрировали возможность управления кривизной Берри при изменении ферроэлектрической поляризации.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00142, <https://rscf.ru/project/23-22-00142/>

Анализ фазовых состояний одномерных спиновых систем с использованием марковских цепей

Панов Ю.Д.

*Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург,
ул. Мира, 19*

Точные решения одномерных спиновых моделей занимают важное место в изучении фазовых переходов в статистической физике [1]. Декорированные цепочки, такие как «алмазная» цепочка из тетраэдров, спиновые лестницы и трубки, демонстрируют множество интересных явлений и воспроизводят особенности реальных материалов – купратов, ванадатов, гетерометаллических и полимерных координационных соединений. Одномерные псевдоспиновые модели, такие как модель Поттса [2], служат эффективным представлением для феноменологических теорий биополимеров.

Модель Поттса на алмазной цепочке [3] демонстрирует сложную диаграмму основного состояния, содержащую несколько фрустрированных фаз. Несмотря на наличие точного решения, получение явных выражений для термодинамических функций и анализ фазовых состояний системы в рамках стандартного формализма представляет собой нетривиальную задачу, особенно для состояний на границах между различными фазами. Альтернативным подходом в этом случае может служить построение отображения одномерной модели на марковскую цепь, которое ранее было использовано для детального анализа фрустрированных фазовых состояний разбавленной цепочки Изинга в магнитном поле [4,5]. Для построения этого отображения в качестве элементов переходной матрицы π_{ab} марковской цепи можно взять условные вероятности $P(b|a)$ реализации состояния b на $(i+1)$ -м узле при условии, что i -й узел находится в состоянии a . Если статистическая сумма рассматриваемой системы допускает представление через

трансфер-матрицу W_{ab} , то матрица перехода соответствующей марковской цепи имеет вид

$$\pi_{ab} = \frac{W_{ab}v_b}{\lambda v_a}, \quad (1)$$

где λ – максимальное собственное значение трансфер-матрицы, v_a – компоненты ее максимального собственного вектора.

В работе получены выражения для парных функций распределения и различных термодинамических параметров спиновой системы через матрицу перехода. Предложенный метод позволяет также исследовать локальные распределения состояний спиновой системы по узлам цепочки [6]. В качестве примеров рассмотрены отклик фрустрированных фазовых состояний разбавленной изинговской цепочки на включение внешнего магнитного поля и анализ фазового расслоения в модели Поттса с $q = 3$ на алмазной цепочке.

[1] R. J. Baxter, *Exactly Solved Models in Statistical Mechanics* (Academic, London, 1982).

[2] Y. Panov and O. Rojas, *Physical Review E* **103**, 062107 (2021).

[3] Y. Panov and O. Rojas, *Physical Review E* **108**, 044144 (2023).

[4] Y. Panov, *Phys. Rev. E* **106**, 054111 (2022).

[5] Ю. Д. Панов, *Физика Твердого Тела* **65**, 1201 (2023).

[6] Y. D. Panov, *J. Magn. Magn. Mater.* **514**, 167224 (2020).

Вязкая двумерная электронная жидкость в наноструктурах на основе GaAs/AlGaAs

Погосов А.Г.^{1,2}, Похабов Д.А.^{1,2}, Сарыпов Д.И.^{1,2}, Жданов Е.Ю.^{1,2},
Бакаров А.К.^{1,2}

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

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

Электрон-электронное (e-e) взаимодействие существенно влияет на электронный транспорт в микро- и наноструктурах. При этом связанные с ним эффекты, в силу их многочастичности, сложны для описания. Гидродинамический подход позволяет упростить описание, рассматривая электроны как вязкую жидкость [1]. В традиционных транспортных измерениях e-e взаимодействие не проявляет себя, так как не изменяет общий импульс электронной подсистемы. Однако, оно становится заметным, например, в баллистических проводниках, ширина которых сравнима или больше длины e-e рассеяния l_{ee} . В этом случае e-e взаимодействие уменьшает скорость передачи импульса от электронной подсистемы к шероховатым стенкам канала, что приводит к необычному уменьшению сопротивления образца [2].

Настоящая работа нацелена на изучение эффектов вязкого течения электронов в баллистических наноструктурах на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs при контролируемом изменении длины l_{ee} . Последняя изменяется за счет изменения температуры образцов ($l_{ee} \propto T^{-2}$ [3]), а также за счет их подвешивания, то есть отрыва от подложки. В подвешенных структурах e-e взаимодействие усилено за счёт удаления части поляризующейся среды [4].

В работе экспериментально изучены особенности температурной зависимости сопротивления подвешенных точечных контактов и узких

проволок с гофрированными краями, возникающие при изменении отношения длины е-е рассеяния к ширине проводящего канала. Точечные контакты представляют собой сужения длиной около 600 нм с шириной в диапазоне от 0,7 до 1,4 мкм, а проволоки с гофрированными краями — проводящие каналы длиной 3 – 6 мкм и шириной, периодически изменяющейся в диапазоне 2 – 4 мкм. В температурной зависимости сопротивления изученных баллистических наноструктур наблюдается минимум (см. рис. 1). Кондактанс в точке минимума превышает баллистический предел.

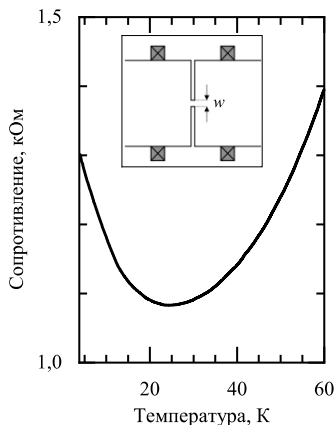


Рис.1 – Температурная зависимость сопротивления сужения.

Полученные экспериментальные результаты анализируются в рамках модели [5], предсказывающей повышенный кондактанс точечного сужения за счёт эффекта смазки. Проведенное исследование позволило получить и интерпретировать температурную зависимость длины е-е рассеяния, а также вязкого вклада в сопротивление исследуемых структур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №22-12-00343).

- [1] R. N. Gurzhi, *Sov. Phys. Usp.* **11**, 255 (1968).
- [2] R. N. Gurzhi, *Sov. Phys. JETP.* **44**, 771–772 (1962).
- [3] A. V. Chaplik, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **60**, 1845 (1971).
- [4] A. G. Pogosov et al., *J. of Phys.: Cond. Matter*, **34**, 263001 (2022).
- [5] H. Guo et al., *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **114**, 3068–3073 (2017).

Разработка и применение криогенного шумового туннельного микроскопа

Поляк Б.А.^{1,2}, Храпай В.С.²

¹ МФТИ, Долгопрудный, Россия

² ИФТТ РАН, Черноголовка, Россия

Сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) и спектроскопия (СТС) — это уникальные инструменты получения информации о топографии и электронной структуре проводящих поверхностей с высоким пространственным разрешением. Данные методы в рамках одной установки можно дополнить измерением дробового шума туннельного тока, что позволяет охарактеризовать статистику протекания заряда в туннельном контакте, измерить локальную функцию распределения электронов по энергии и определить эффективный заряд носителей [1,2]. Данная работа посвящена разработке и применению установки, совмещающей в себе функционал вышеописанных методов [3,4].

Прибор спроектирован с нуля как по механической, так и по электронной и алгоритмической составляющей: сделана установка для химического травления игл, создан быстрый конвертер ток-напряжение, усовершенствованы алгоритмы обратной связи, написано быстродействующее ПО, скорректирована схема шумового низкотемпературного предусилителя для совмещения с измерениями СТМ. Благодаря разделению ВЧ и НЧ компонентов тока, был реализован метод ёмкостного сканирования поверхности на большой площади (2×2 мм²). Данная методика обладает достаточным для грубого позиционирования пространственным разрешением (вплоть до 2 мкм и выше [5,6]), позволяет исследовать не только проводящие образцы, но и находить различные структуры на диэлектрической подложке для дальнейших исследований при помощи СТМ, СТС и локальных шумовых измерений. Работа установки проверена на образцах пиролитического графита, калибровочной золотой плёнки с паттерном из выступающих маркеров и

структуре из плёнки NbN и золота на подложке Si₃N₄. При 4.2 К воспроизводимо получены емкостные сканы (Рис. 1 b.1), сканы поверхности (Рис. 1 a.1), вольт-амперные характеристики на различных туннельных сопротивлениях, и значения спектральной плотности дробового шума, близкие к теоретически предсказанным (Рис. 1 с.1-с.4).

Данная работа поддержана проектом РФФ 22-12-00342.

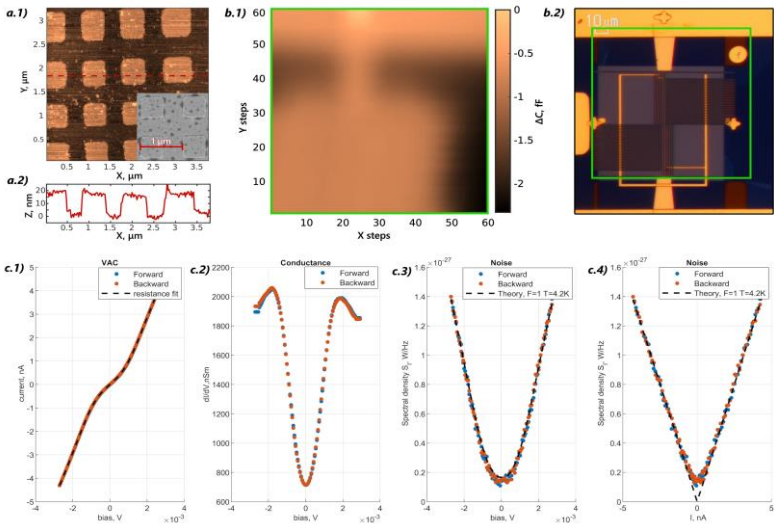


Рис.1 – Спектры, ВАХ и спектральная плотность дробового шума.

[1] M. Buttiker, Ya. M. Blanter, *Phys. Rep.* **336**, 1 (2000).
 [2] E. S. Tikhonov, et al., *Phys. Rev. B* **102**, 085417 (2020).
 [3] D. Chatzopoulos, et al., *Nature Communications* **14**, 3341 (2023).
 [4] K. Bastiaans et al, *Science* **374**, 608 (2021).
 [5] M. Hruskovic, S. Lanyi, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, 598 (2003).
 [6] C. C. Williams, *Annual Review of Materials Science* **29**, 471 (1999).

Изучение влияния параллельного магнитного поля на двойные квантовые ямы в гетеросистеме HgTe/CdHgTe

Попов С.Д.¹, Якунин М.В.¹, Алешкин В.Я.², Неверов В.Н.¹,
Попов М.Р.¹, Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³

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

²ИФМ РАН, 603087, Нижегородская обл., д. Афонино

³ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

Современные квантовые полупроводниковые фотоприборы делают многослойными в нескольких случаях: исходя из их принципа работы или для повышения эффективности. Для разработки таких устройств или работы с ними необходимо знать их энергетический спектр, в котором нужно учесть межслойные взаимодействия. Изучение таких взаимодействий удобно провести на двойных квантовых ямах (ДКЯ).

В работе представлены результаты исследования магнитосопротивления (МС) ДКЯ HgTe/Cd_{0.64}Hg_{0.36}Te с квантовыми ямами HgTe шириной меньше критической (4.5 нм) в магнитном поле, параллельном слоям. Образцы нелегированные с дырочной проводимостью. Расчет

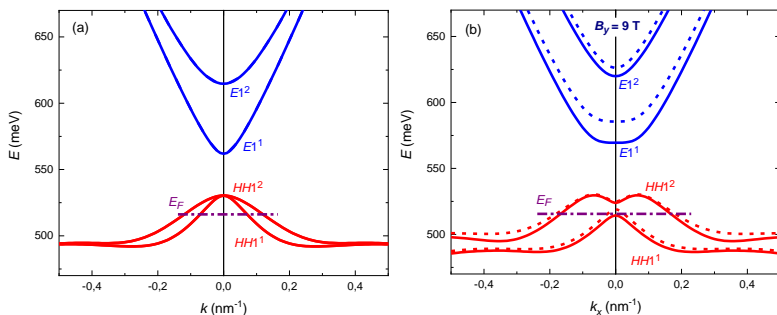


Рис.1 – Рассчитанный энергетический спектр образца: а) при $B=0$ Тл, б) при $B=9$ Тл.

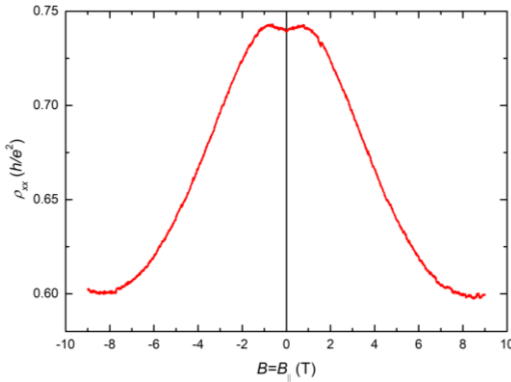


Рис. 2 – Магнитосопротивление образца.

Энергетического спектра проведен 8-зонным $k\rho$ -методом с добавлением вектор-потенциала параллельного магнитного поля (рис. 1) [1]. Измерения МС производились при температуре 1.8 К в полях до 9 Тл.

Аналогичные исследования ДКЯ в данной гетеросистеме со слоями шириной, равной и более критической, были выполнены в работе [2], где были обнаружены яркие нетрадиционные особенности МС, которые, в рамках проведенных расчетов, объяснены особенностями инвертированного зонного спектра и его эволюции с параллельным магнитным полем. Естественен интерес к исследованиям аналогичных эффектов в похожих объектах, но с неинвертированным спектром, который мы и пытаемся удовлетворить в данной работе. Как следует из расчетов (рис. 1), состояния тяжелых дырок $HH1$ в ДКЯ исходно не расщеплено. Однако в параллельном поле оно расщепляется за счет примешивания электронных состояний уровня $E1$. На рис. 1 представлено оцененное положение уровня Ферми E_F и видно, что в поле $B_{||} = 9$ Тл через E_F проходит нижний край образовавшейся щели. С дальнейшим повышением поля E_F по расчетам выходит из нижней подзоны $HH1^1$, с чем мы и связываем наблюдающееся падение МС (рис.2).

[1] O. E. Raichev, *Phys. Rev. B* 85, 045310 (2012).

[2] М. В. Якунин и др., *Письма в ЖЭТФ*, 118, 896 (2023).

Гидродинамический эффект "храповика" при оптическом возбуждении электронной жидкости

Поташин С.О., Голуб Л.Е., Качоровский В.Ю.

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

Электронная гидродинамика (ГД) – одна из чрезвычайно активно развивающихся областей физики конденсированного состояния. Хотя пионерские работы по ГД транспорту электронов и фононов были сделаны очень давно, повышенный интерес к изучению электронных ГД эффектов возник недавно, благодаря изготовлению сверхчистых баллистических электронных структур. Наиболее активно изучается стационарный поток вязкой электронной жидкости в системах конечного размера. Сложность анализа такого потока состоит в существенной роли граничных условий, определяющих трение жидкости о границы образца, которые существенно зависят от свойств границы и, по сути, не очень хорошо известны. Поэтому представляет интерес поиск объёмных эффектов, позволяющих проследить переход в ГД режим.

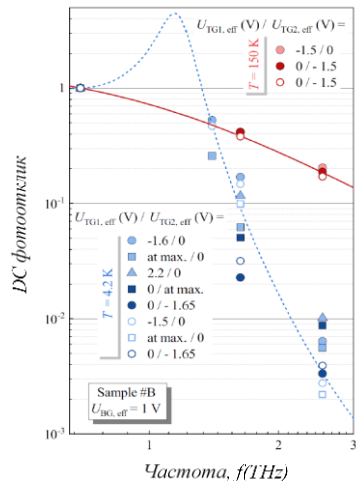


Рис.1 – Зависимость фототока от частоты в двойном логарифмическом масштабе. Кривые – теоретические результаты, точки – экспериментальные данные. HD режим хорошо виден при $T=4.2$ K, а DD режим – при $T=150$ K.

Ранее мы показали [1], что такой переход может наблюдаться в объёмных оптических экспериментах по конверсии переменного электрического поля в dc-ток в пространственно-модулированных системах – так называемый эффект «храповика» (ratchet effect). Ключевое отличие ГД режима конверсии от более изученного режима дрейф-диффузия (ДД) состоит в существенно различной высокочастотной зависимости генерируемого dc-тока: медленная зависимость, $J_{dc,x} \propto 1/\omega^2$ в ДД режиме и гораздо более резкая зависимость, $J_{dc,x} \propto 1/\omega^6$, в ГД режиме. Оба режима были идентифицированы в эксперименте в хорошем согласии с теорией [1] (Рис.1). В настоящей работе мы изучаем роль термоэлектрических эффектов, которые были отброшены в [1] в предположении, что фонный разогрев слабый: $\Gamma = E_F \tau / T \tau_{ph} \gg 1$ (τ_{ph} и τ – времена электрон-фононных и электрон-примесных столкновений). Если же $\Gamma \ll 1$, то разогрев становится существенным и приводит к квадратичной высокочастотной асимптотике,

$J_{dc,x} \propto 1/\Gamma \omega^2$, даже в ГД режиме (Рис.2). Кроме того, при малых Γ зависимость отклика от частоты становится знакопеременной и возникают асимметричные резонансы Фано.

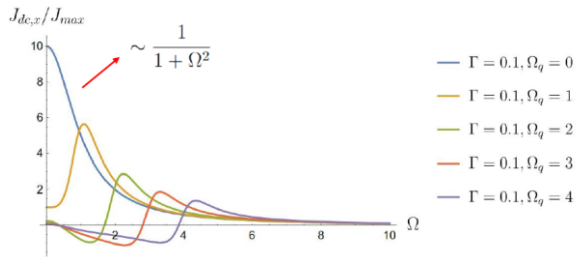


Рис.2 – Зависимости фототока от безразмерной частоты $\Omega = \omega\tau$ построенные при малых Γ , и разных значениях безразмерной плазменной частоты $\Omega_q = \omega_q\tau$, где ω_q - плазменная частота.

Проект был выполнен при поддержке РФФ № 20-12-00147-П.

[1] E. Mönch, et al., Phys.Rev.B **105**, 045404 (2022)

Электронный транспорт в квантовых точечных контактах траншейного типа с многоямным ограничивающим потенциалом

Похабов Д.А.^{1,2}, Погосов А.Г.^{1,2}, Сарыпов Д.И.^{1,2},
Жданов Е.Ю.^{1,2}, Шевырин А.А.^{1,2}, Бакаров А.К.^{1,2}

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

²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Электронный транспорт в квантовых точечных контактах (КТК) с боковыми затворами, отделенными от сужения КТК литографическими траншеями, демонстрирует необычный многоканальный режим. Такие траншейные структуры обладают широкими возможностями по модификации ограничивающего потенциала. В отличие от КТК с металлическими затворами, КТК траншейного типа позволяют подавать на затворы как отрицательные, так и положительные потенциалы, в том числе прикладывать большие асимметричные напряжения между затворами. Возможность приложения заметных напряжений позволила выявить образование нескольких параллельных проводящих каналов с квантующимся контактансом в одиночном сужении КТК [1].

В настоящей работе был экспериментально изучен контактанс КТК траншейного типа с боковыми затворами, изготовленных на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs, в широком диапазоне затворных напряжений. Проведенные измерения, в которых асимметричное смещение боковых затворов модифицирует ограничивающий потенциал, а сумма затворных напряжений заселяет его электронами, позволили просканировать электронные состояния в квантовом точечном контакте. Анализ экспериментальных данных выявил необычный многоямный ограничивающий потенциал в одиночном КТК. Полученную сложную зависимость трансконтактанса от суммы и разности затворных напряжений

удается разделить на составные части — вклады отдельных проводящих каналов. Различным электронным состояниям, наблюдаемым в эксперименте, было сопоставлено определенное количество заполненных одномерных подзон, принадлежащих разным каналам. Обнаружена целая сеть событий вырождения одномерных подзон в параллельных каналах. Почти все такие события проявляются в эксперименте в виде антикроссингов, наблюдаемых как для малого, так и для большого числа заполненных одномерных подзон [2].

Рассматривается физический механизм, объясняющий возникновение многоканального режима электронного транспорта в квантовых точечных контактах траншейного типа. Показано, что перераспределение электронов в двумерном электронном газе, обусловленное их кулоновским взаимодействием между собой, а также с заряженными донорами и X-долинными электронами, приводит к появлению многоканальности, наблюдаемой экспериментально. Результаты численного моделирования перераспределения электронов и их сравнение с экспериментальными измерениями кондактанса КТК траншейного типа демонстрируют формирование многоямного ограничивающего потенциала [3]. Моделирование кондактанса суммой квантующихся кондактансов позволило воспроизвести полученную сложную экспериментальную картину зависимости кондактанса от суммы и разности напряжений на затворах в этом режиме.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 22-12-00343).

[1] D. A. Pokhobov, et al., *Appl. Phys. Lett.* **118**, 012104 (2021).

[2] D. A. Pokhobov, et al., *JETP Lett.* **117**, 299-305 (2023).

[3] D. I. Sarypov, et al., *JETP Lett.*, **116**, 360-366 (2022).

Резонансная спиновая динамика двумерных электронов в условиях сильной спин-орбитальной связи

Ракицкий М.А., Денисов К.С., Рожанский И.В.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 18194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Эффекты спин-зарядовой конверсии на протяжении долгого времени являются одним из ключевых аспектов физики конденсированных сред, представляя значительный интерес как для фундаментальной науки, так и для практического применения. Широкий теоретический анализ этих явлений был проведен во множестве работ, начиная с классических [1, 2]. В настоящее время эффекты спин-зарядовой конверсии активно исследуются в двумерных материалах, таких как гетероструктуры на основе графена и дихалькогенидов переходных металлов [3] и двумерные магнитные гетероструктуры. Такие материалы как правило характеризуются большими значениями спин-орбитального взаимодействия. Основной тренд в исследованиях заключается в повышении эффективности спин-зарядовой конверсии, при этом одним из ключевых параметров системы является динамический спиновый отклик на возбуждение переменной частоты.

В нашей работе было разработано теоретическое описание спиновой динамики электронов в двумерных системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием Рашбы [4] и эффективным статическим магнитным полем, обусловленным эффектом близости с магнитным барьером. Мы проанализировали решения кинетического уравнения Больцмана для спиновой функции распределения и получили аналитические выражения для полюсов спиновой функции распределения. Исследование структуры собственных мод в зависимости от величины спин-орбитального взаимодействия и внешнего магнитного поля показало, что в частном случае малого спин-орбитального взаимодействия

разработанная теория воспроизводит известные результаты для времени спиновой релаксации и частоты прецессии [5, 6].

Результаты для общего случая могут быть использованы при произвольном соотношении величин статического магнитного поля и спин-орбитального взаимодействия. Они демонстрируют, что частотная зависимость нулевых гармоник неравновесной спиновой функции распределения, отвечающих проекциям полного спина, и первых гармоник в k пространстве, отвечающих спиновому току, имеет резонансные особенности, которые нетривиальным образом зависят от величины спин-орбитального взаимодействия и внешнего магнитного поля. Описана перенормировка частоты спиновой прецессии и параметров затухания спина и спинового тока, а также подавление спиновой релаксации магнитным полем. Разработанная теория позволяет описать высокочастотную резонансную спиновую динамику в широком классе систем, где спин-орбитальное взаимодействие не является параметрически малым.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №22-12-00211, <https://rscf.ru/project/22-12-00211/> .

[1] E. L. Ivchenko, G. E. Pikus, *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, **27**, 604 (1978),

[2] A. Silov, et. al., *Applied Physics Letters*, **85**, 5929 (2004),

[3] T. S. Ghiasi, et al., *Nano Letters*, **19**, 5959 (2019),

[4] E. I. Rashba, *Soviet Physics, Solid State*, **2**, 1109 (1960),

[5] E. L. Ivchenko, *Sov. Phys. Solid State*, **15**, 1048 (1973),

[6] A. V. Poshakinskiy, S. A. Tarasenko, *Phys. Rev. B*, **101**, 075403 (2020).

Электронная структура нанокристаллов Ga_2O_3

Ревин А.А., Конаков А.А, Королев Д.С.

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр-т Гагарина, 23

Последнее десятилетие интерес к исследованиям оксида галлия растет в связи с перспективой построения детекторов УФ-излучения, приборов силовой электроники, газовых датчиков. Рост объемного материала сопряжен со многими трудностями [1]. Одним из решений этой проблемы является формирование нановключений оксида галлия, например, методом ионной имплантации [2].

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию электронной структуры нановключений оксида галлия в матрицах широкозонных диэлектриков: в первую очередь диоксида кремния.

В приближении огибающей рассчитывают энергии и волновые функции электронов и дырок в зависимости от размеров нанокристалла. Обсуждается причина красного сдвига пика фотолюминесценции. Эта причина связывается с миграцией кислородных вакансий к границе нанокристалла.

Так же рассчитываются электронная структура нанокристалла оксида галлия, легированного мелким донором. Эта задача может быть важной не только из-за возможного намеренного легирования нанокристаллов, но и из-за неизбежного формирования примесей, приходящих из матрицы, что может делать, например, кремний.

Показано, что как эффекты размерного квантования в чистых нанокристаллах, так и водородоподобные доноры слабо влияют на ширину оптической щели, что делает массивы нановключений оксида галлия перспективными для построения детекторов УФ излучения.

Работа поддержана грантом РФФ №21-79-10233.

[1] C. Wang et al, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **54**, 243001 (2021),

[2] D.S Korolev et al., *Nanomaterials*, **.12**, 1840 (2022).

Полупроводниковые нанокристаллы: влияние размерного квантования и поверхности на оптические и спиновые свойства

Родина А.В.

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

Полупроводниковые квантовые точки или нанокристаллы – наноразмерные полупроводники – обладают дискретным, зависящим от размера спектром электронных состояний. Такой спектр формируется благодаря квантово-размерному эффекту, обусловленному пространственным ограничением движения носителей заряда во всех трех направлениях, и определяет оптические свойства нанокристаллов.

Методы изготовления полупроводниковых квантовых точек могут быть обобщенно разделены на две группы [1]: эпитаксиальные (формирование квантовых точек в низкоразмерных полупроводниковых гетероструктурах) и химические (коллоидный синтез нанокристаллов в диэлектрическом окружении). Исторически первыми были именно «химические» квантовые точки. Более 40 лет назад исследования оптических свойств полупроводниковых нанокристаллов в стеклянной матрице А.И. Екимовым и сотрудниками в ГОИ им. С.И. Вавилова в Ленинграде, и в водном растворе Л. Брюсом и сотрудниками в лаборатории Белла, положили начало новой области – физики полупроводниковых нульмерных (0D) структур [2]. Современная технология химического синтеза, основы которой были заложены в работах М. Бавенди, позволяет получать полупроводниковые квантовые точки из разных полупроводников с заданным «цветом» и другими оптическими свойствами. В 2023 году А. Екимов, Л. Брюс и М. Бавенди удостоены нобелевской премии по химии за «открытие и синтез квантовых точек».

В пленарной лекции я представлю обзор и сравнительный анализ

оптических и магнито-оптических свойств полупроводниковых нанокристаллов в разных режимах размерного квантования и взаимодействия носителей заряда с поверхностью, включая результаты наших последних исследований [3,4,5].

Случаи сильного, промежуточного и слабого размерного квантования реализуются в сферических нанокристаллах в зависимости от соотношения радиуса нанокристалла и боровского радиуса экситона в объемном полупроводнике [2]. В самых первых квантовых точках - нанокристаллах CuCl – экситоны квантуются как целое. Их спиновые и магнито-оптические свойства изучены в настоящий момент мало. Наши текущие исследования посвящены спиновой физике нанокристаллов CuCl в стеклянной матрице, синтезированных А.И. Екимовым. Для наиболее изученных нанокристаллов, таких как CdSe, характерно сильное пространственное квантование, которое приводит и к усилению всех взаимодействий, в том числе спин-зависимых. Усиление обменных взаимодействий, а также понижение симметрии нанокристаллов, обусловленных их формой или кристаллической структурой полупроводника, приводят к большим энергетическим расщеплением тонкой структуры экситонных состояний в нулевом и внешнем магнитном поле. Наряду с эффектами сильного размерного квантования, оптические и магнитооптические свойства нанокристаллов определяются также взаимодействием носителей с поверхностью.

Представленные в лекции оригинальные исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00300, <https://rscf.ru/project/23-12-00300/>.

[1] M. Bayer, *Ann. Phys.* **531**, 1900039 (2019).

[2] Al. L. Efros, L. E. Brus, *ACS Nano* **15**, 6192 (2021).

[3] M. A Semina, A. A Golovatenko, A. V Rodina, *Phys. Rev. B.* **104**, 205423 (2021).

[4] M. A Semina, A. A Golovatenko, A. V Rodina, *Phys. Rev. B.* **108**, 235310 (2023).

[5] К.И. Русских, А.В. Родина, *ФТТ* **66**, 110 (2024).

Магнитоплазмы в анизотропных двумерных электронных системах в случае сильной экранировки металлом

Родионов Д.А.^{1,2}, Загороднев И.В.¹

¹ИРЭ РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, стр.7

²МФТИ, 141701, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., 9.

Плазмы – коллективные колебания носителей заряда – в двумерной электронной системе представляют фундаментальный и прикладной интерес за счёт возможности значительно менять характеристики этих возбуждений параметрами системы. Одним из способов влияния на свойства плазменных колебаний может быть анизотропия электронного газа. Среди множества таких систем очень выгодно выделяется электронный газ в квантовых ямах AlAs/GaAs, где он обладает сравнимо высокой подвижностью при «гелиевых» температурах [1]. При определённых деформациях этих квантовых ям поверхность Ферми электронного газа является эллипсом, что соответствует анизотропии эффективной массы в электронном спектре. В нашей работе [2] теоретически изучены плазмы в полосе именно с таким двумерным электронным газом.

Пусть бесконечная полоса с двумерным электронным газом помещена во внешнее однородное постоянное магнитное поле. Вблизи плоскопараллельно расположен бесконечный идеально проводящий металлический затвор. Анализ проводился в пределе локального взаимодействия, который реализуется, когда расстояние между полосой и затвором много меньше всех характерных длин в системе, таких как ширина полосы, длина волны плазмона и т.д. Проводимость двумерного электронного газа описывается в рамках модели Друде, учитывающей анизотропию эффективной массы, при этом время релаксации электронов мы считаем не зависящим от их направления импульса и энергии.

Оказалось, что фундаментальной модой является краевой магнито-плазмон. В полосе, его частота не зависит от величины магнитного поля. Это объясняется тем, что в дисперсионное уравнение этой моды входит только диагональный элемент тензора удельного сопротивления, который не зависит от величины магнитного поля даже в анизотропном случае. Кроме этого установлено, что длина локализации токов и зарядов у края обратно пропорциональна магнитному полю. Кроме этого локализация так же, как и затухание плазмона, уменьшается при увеличении роли электромагнитного запаздывания.

Частоту остальных мод больше нельзя описывать модулем волнового вектора, поперечная компонента которого квантуется шириной полосы, как это было в изотропном случае [3]. Квадрат частоты магнито-плазмона складывается из квадрата частоты плазмона в отсутствие магнитного поля и члена пропорционального квадрату циклотронной частоты, причём коэффициент не зависит от ориентации осей тензора эффективных масс, меньше единицы и уменьшается с ростом влияния электромагнитного запаздывания. В квазистатическом пределе в изотропном случае затухание в сильном магнитном поле вдвое больше затухания в отсутствие магнитного поля. Это соотношение нарушается для плазмонов в анизотропном двумерном электронном газе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» #21-1-5-133-1.

[1] M. Shayegan, E.P. De Poortere, O. Gunawan, Y.P. Shkolnikov, E. Tutuc, K. Vakili, *phys. stat. sol. (b)* **243**, 3629 (2006),

[2] D. A. Rodionov, I. V. Zagorodnev, *JETP Lett.* **118**, 100 (2023),

[3] I. V. Zagorodnev, A. A. Zabolotnykh, D. A. Rodionov, V. A. Volkov, *Nanomaterials* **13**, 975 (2023).

Термодинамические свойства системы триплетных бозонов в приближении среднего поля

Рюмшин В.С., Нужин С.В., Панов Ю.Д., Москвин А.С.

УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Ортоникелаты $RNiO_3$ (R – редкоземельный элемент) многие годы являются объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований [1]. Эти системы демонстрируют различные особенности физических свойств, включая переходы металл-изолятор, необычное поведение проводимости и неколлинеарные магнитные структуры. Формально ион Ni^{3+} в низкоспиновой конфигурации $t_{2g}^6 e_g^1$ октаэдра NiO_6 образует ян-теллеровский центр с основным орбитальным дублетом 2E . В то же время ортоникелаты являются системами, неустойчивыми к реакции диспропорционирования [2-5] за счет переноса заряда между соседними центрами NiO_6 , что представляет собой альтернативный механизм снятия орбитального вырождения. В результате этого электронную структуру ортоникелата можно представить [5] как систему локальных композитных триплетных бозонов с конфигурацией $e_g^{2,3} A_{2g}$, движущихся в решетке немагнитных центров с конфигурацией t_{2g}^6 .

Эффективный гамильтониан системы можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & -t \sum_{\langle ij \rangle \sigma} (\hat{B}_i^{\sigma\dagger} \hat{B}_j^\sigma + \hat{B}_j^{\sigma\dagger} \hat{B}_i^\sigma) + V \sum_{\langle ij \rangle} \hat{n}_i \hat{n}_j - \mu \sum_i n_i + \hat{H}_s, \\ \hat{H}_s = & J \sum_{\langle ij \rangle} (\hat{s}_i, \hat{s}_j) + D \sum_i \hat{s}_z^2 - \sum_i (\mathbf{h}, \hat{s}_i) \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое учитывает перенос бозона по ближайшим узлам простой кубической решетки с сохранением проекции спина σ (где $\sigma = +1, 0, -1$), второе – нелокальные заряд-зарядовые корреляции, третье слагаемое введено для явного учета сохранения заряда системы.

$\hat{\mathcal{H}}_S$ учитывает обменное взаимодействие, одноионную анизотропию и взаимодействие с магнитным полем. Данная модель описывает конкуренцию различных типов упорядочения и характеризуются богатым набором фазовых состояний, включающих фазовое расслоение.

В работе в рамках приближения среднего поля получены уравнения для параметров порядка и критических температур переходов для различных типов упорядоченных фаз. Рассмотрены фазовые диаграммы системы для основного состояния и при конечных температурах.

Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2023-0017 Министерства Образования и Науки Российской Федерации.

[1] M. L. Medarde, *J. Phys. Condens. Matter* **9**, 1679 (1997),

[2] A. S. Moskvina, *J. Phys. Condens. Matter* **25**, 085601 (2013),

[3] I. I. Mazin et al. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 176406 (2007),

[4] А. С. Москвин, Ю. Д. Панов, *Физика Твёрдого Тела* **65**, 1129 (2023),

[5] A. Moskvina, *Magnetochemistry* **9**, 224 (2023).

Оптические осцилляции Шубникова – де Гааза

Савченко М.Л.¹, Госпорадич Я.¹, Шуваев А.¹, Дмитриев И.А.²,
Дзиом В.³, Добрецова А.А.⁴, Михайлов Н.Н.⁴, Квон З.Д.⁴, Пименов А.¹

¹Технический университет Вены, 1040, Вена, Австрия

²Регенсбургский университет, 93040, Регенсбург, Германия

³Институт науки и технологии Австрии, 3400, Клостенойбург

⁴Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск

Мы сообщаем об оптических осцилляциях Шубникова – де Гааза, измеренных в субтерагерцевом пропускании, которые демонстрируют два типа узлов: "универсальные" узлы при целочисленном соотношении между частотой излучения и циклотронной частотой, и "настраиваемые" узлы, положение которых чувствительно ко всем параметрам структуры. Узлы как в действительной, так и в мнимой частях измеренного комплексного пропускания анализируются с использованием высокочастотного аналога формулы Лифшица-Косевича.

В докладе также будет обсуждаться возможность оптического детектирования других квантовых осцилляций и поправок к проводимости.

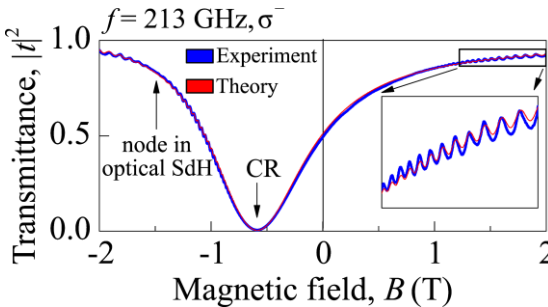


Рис. 1 – Оптические осцилляции Шубникова – де Гааза, измеренные в сигнале пропускания.

Гальваномеханические эффекты в гексагональных дираковских 2D монослойных материалах

Снегирев А.В.^{1,2}, Ковалев В.М.^{1,3} Энтин М.В.¹

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

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

³ Новосибирский государственный технический университет, 630072, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) – относительно новый класс соединений, который привлёк большое внимание исследователей во многом благодаря своим уникальным оптическим и транспортным свойствам. Эти свойства обусловлены их необычной зонной структурой содержащей пары электронных и дырочных долин. В результате, у носителей заряда появляется дополнительная, долинная степень свободы. Оптическое возбуждение циркулярно-поляризованным светом может приводить к неравновесному заселению долин.

Данная работа посвящена теоретическому описанию транспортных свойств монослоёв ДПМ, подвергнутых слабой однородной деформации и облучению циркулярно-поляризованным светом. Деформация нарушает тригональную симметрию решетки, вследствие чего может возникать фотогальванический ток (ФГЭ). В работе показано, что в первом порядке малости по деформации, электрический ток возникает благодаря междолинному рассеянию электронов.

В первой части работы рассматривается образец ДПМ р-типа (случай n-типа рассматривается аналогичным образом) при нулевой температуре, с уровнем Ферми, находящимся внутри валентной зоны. В этом случае количество равновесных свободных дырок намного превышает число фотогенерированных электронов, в результате теория ФГЭ может быть построена итерационным образом по амплитуде процесса между-

линого рассеяния в поле однородной деформации, и в рамках линейной теории рекомбинации, когда рекомбинационное время определяется плотностью равновесных дырок. Показано, что ФГЭ ток линейно зависит от частоты облучающего света.

Во второй части работы рассмотрен образец ДПМ с уровнем Ферми, лежащем внутри запрещенной зоны. В этом случае при межзонном фотовозбуждении неравновесных носителей, концентрации неравновесных электронов и дырок сравнимы и теория ФГЭ тока строится в рамках нелинейной теории рекомбинации и итерационным образом по анизотропной части вероятности междолинного рассеяния, обусловленной однородной деформацией образца. Для упрощения вычислений было сделано предположение о быстрой энергетической и импульсной релаксации фотогенерированных носителей заряда, благодаря чему изотропные части функций распределения носителей заряда были заменены на квазиравновесные функции распределения Больцмана. Характер зависимости тока от частоты в этом случае зависит от соотношения скоростей генерации и междолинного рассеяния.

Полученные эффекты имеют долинный характер и чувствительны к поляризации облучающего излучения. Результаты данной работы будут полезны для лучшего понимания физики деформируемых двумерных материалов, а также для проектирования оптоэлектронных приборов.

Данная работа была поддержана РФФИ (грант № 24-22-00174).

Поляризационная зависимость ЭПР в AIAs квантовых ямах

Худайбердиев Д.А.¹, Джикирба К.Р.², Савченко М.С.¹,
Щепетильников А.В.², Шуваев А.¹, Муравьев В.М.²

¹Институт физики твёрдого тела, Венский технологический университет, 1040, Вена, Австрия

²Институт физики твёрдого тела РАН, 142432, Черноголовка, Россия

Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) наблюдается в двумерных электронных системах еще с 1983 года [1] и до сих пор активно используется как метод определения g -фактора в различных системах [2]. Тем не менее, вопрос о механизме возбуждения этого резонанса оставался открытым: является ли данный переход магнитодипольным или же электродипольным.

В данной работе мы исследуем квазиоптический терагерцовый отклик квантовых ям AIAs с различными поляризациями падающего излучения и направлениями постоянного магнитного поля (Рис. 1.). Наблюдаемая нами поляризационная зависимость не соответствует ни магнитодипольному переходу, ни электродипольному переходу на основе эффекта Рашбы, а электродипольному переходу на основе эффекта Дрессельхауза.

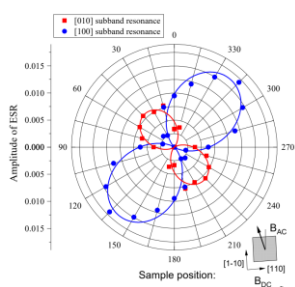


Рис.1 – Пример поляризационной зависимости амплитуды электронного парамагнитного резонанса в геометрии Фойгта.

[1] D. Stein et al., *Physical Review L*, **51**(2), 130-133 (1983),

[2] A.V. Shchepetilnikov et al., *Physical Review B*, **92**(16), 3-6 (2015).

Преломление электронов при фотоэмиссии из p-GaAs(Cs,O)

Шайблер Г.Э.^{1,2}, Бакин В.В.¹, Косолюбов С.Н.¹,
Рожков С.А.^{1,2}, Терехов А.С.¹

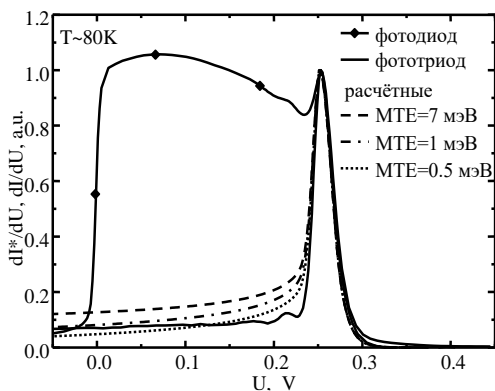
¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

Сохранение у электронов компоненты импульса параллельной поверхности $\hbar k_{\parallel}$ является основой методик HREELS и ARPES. В работах, посвящённых фотоэмиссии из полупроводников с эффективным отрицательным электронным средством (ОЭС), напротив, вопрос о том, возможен ли выход фотоэлектронов в вакуум с сохранением $\hbar k_{\parallel}$, является предметом многолетних дискуссий. Если $\hbar k_{\parallel}$ сохраняется, то угловое распределение фотоэлектронов, эмитированных из фотокатода с ОЭС, формируется под влиянием «эффекта преломления» - оно должно быть вытянуто вдоль нормали к эмитирующей поверхности, а средняя поперечная энергия фотоэлектронов в вакууме (МТЕ) должна быть меньше kT : $MTE = kT \times m^* / m_0$ [1], здесь m^* / m_0 - это отношение эффективной массы электрона в полупроводнике к его массе в вакууме.

В данной работе для исследования «эффекта преломления» был изготовлен вакуумный фототриод, состоящий из полупрозрачного p-GaAs(Cs,O)-фотокатода на стекле, металлического анода с отверстием в центре диаметром ~ 200 мкм, расположенного на расстоянии ~ 2 мм от фотокатода, и коллектора в виде цилиндра Фарадея, расположенного за анодом и собирающего фотоэлектроны пролетевшие через диафрагму. Герметичный металлокерамический корпус фототриода обеспечивал внутри прибора сверхвысокий вакуум. В эксперименте световой поток фокусировался на фотокатоде в пятно диаметром ~ 15 мкм,

расположенное точно напротив центра диафрагмы. С помощью фототриода, при $T \sim 80\text{K}$, была измерена зависимость dI^*/dU – производная тока коллектора по запирающему напряжению между катодом и анодом. В вакуумных фотодиодах форма аналогичной зависимости dI/dU – производной тока фотокатода по запирающему напряжению, определяется



распределением эмитированных фотоэлектронов по продольной энергии. В фототриоде, в запирающих полях ($U > 0$), форма dI^*/dU определяется угловым и энергетическим распределением группы электронов, летящих в небольшом телесном угле относительно нормали к

поверхности фотокатода. На рисунке показаны экспериментальный график dI^*/dU для фототриода и аналогичная зависимость dI/dU для фотодиода. Из рисунка видно, что электроны, летящие в пределах малого телесного угла относительно нормали, имеют узкое распределение по продольной энергии. Амплитуда «хвоста» функции dI^*/dU , в области малых значений U , зависит от МТЕ эмитированных фотоэлектронов. Расчёты показали, что экспериментальная dI^*/dU лучше всего описывается в модели, в которой в угловом распределении есть группа электронов с МТЕ $\sim 0.5 \div 1$ мэВ. Это существенно меньше, чем значение kT при $T = 80\text{K}$. Полученный результат является ещё одним экспериментальным доказательством того, что на угловое распределение электронов, выходящих в вакуум из p-GaAs ОЭС-фотокатода оказывает влияние «эффект преломления».

[1] R.L. Bell, *Negative Electron Affinity Devices*, Clarendon Press, Oxford(1973).

Электрически контролируемое переключение между пространственно разделенными проводящими каналами в квантовом точечном контакте

**Сарыпов Д.И.^{1,2}, Похабов Д.А.^{1,2}, Погосов А.Г.^{1,2}, Жданов Е.Ю.^{1,2},
Бакаров А.К.^{1,2}**

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

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

В недавних работах показано, что в квантовом точечном контакте (КТК) траншейного типа, созданном с помощью литографических траншей, отделяющих проводящую область от двух боковых затворов, проявляется необычный эффект многоканальности [1-2]. Эффект состоит в формировании нескольких каналов в КТК, чьи кондактансы независимо квантуются и складываются. Наблюдению этого эффекта способствует особенность КТК траншейного типа, позволяющая прикладывать как положительные, так и отрицательные напряжения на затворы, а также — большую разность напряжений между затворами [2] и исследовать кондактанс КТК в широком диапазоне суммы и разности затворных напряжений. Физический механизм многоканальности связан, вероятно, с коррелированным перераспределением зарядов в гетероструктуре (электроны двумерного электронного газа и заряженные доноры), обусловленным их кулоновским взаимодействием и приводящим к формированию многоямного ограничивающего потенциала. Самосогласованный расчёт, представленный в работе [3], описывает условия формирования многоямного ограничивающего потенциала.

В настоящей работе представлено исследование многоканального электронного транспорта в КТК траншейного типа с помощью техники магнитной фокусировки. Для этой цели были созданы устройства, состоящие из двух КТК траншейного типа (инжектор и детектор). Каждый из КТК снабжён двумя симметричными боковыми затворами. В

зависимости напряжения на детекторе от магнитного поля появляются фокусирующиеся пики, соответствующие регистрации инжектированных электронов. Показано, что циклотронный диаметр, равный 4 мкм, соответствующий магнитному полю 70 мТл в вершине пика, совпадает с расстоянием между инжектором и детектором. Было обнаружено, что приложение разности напряжений ΔV_G между затворами инжектора приводит к смещению фокусирующего пика (рис. 1). Пик был смещён

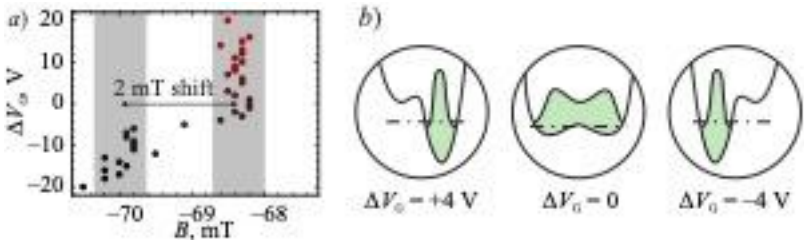


Рис. 1 – (a) Положение пика, как функция ΔV_G . (b) Иллюстрация смещения электронной плотности в инжекторе при приложении ΔV_G . Энергия Ферми показана штрих-пунктиром.

на 2 мТл, что свидетельствует о сдвиге проводящего канала в КТК-инжекторе на ~ 100 нм. Это значение сравнимо с характерным расстоянием между каналами [2]. Примечательно, что сдвиг появляется резко, что может быть интерпретировано, как переключение между проводящими каналами в КТК-инжекторе, ограничивающий потенциал которого является многоямным [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант №22-12-00343).

- [1] Masuda T. et al., *Applied Physics Letters* **112**, 192103 (2018).
- [2] Pokhabov D. A. et al., *Applied Physics Letters* **118**, 012104 (2021).
- [3] Sarypov D. I. et al., *Jetp Lett.* **116**, 360–366 (2022).
- [4] Sarypov, D. I. et al., *St. Petersburg. State Polytech. Univ. J.: Phys. Math.* **65**, 117–123 (2023).

Метамембрана с максимальной хиральностью

Валенко Н.В.¹, Дмитриева О.А.^{1,2}, Тиходеев С.Г.^{1,2}

¹ *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы 1 с. 2*

² *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова 38*

В последнее время большой интерес исследователей привлекают оптические свойства хиральных фотонных структур – метаповерхностей, которые при небольших (субволновых) толщинах позволяют контролировать и преобразовывать электромагнитные волны в широких пределах. Например, метаповерхности (метамембраны) с максимальной хиральностью полностью пропускают излучение одного знака циркулярной поляризации и полностью отражают или поглощают излучение другого знака [1-3].

В докладе будет приведен обзор исследований оптических свойств хиральных метаповерхностей для различных диапазонов электромагнитных волн. В качестве иллюстрации будет рассмотрен оптический отклик (спектры отражения, пропускания и поглощения) метамембраны с квадратной решеткой хиральных отверстий с осью вращения C_2 на циркулярно-поляризованный свет. Схематическое изображение элементарной ячейки метамембраны показано на Рис. 1. Предполагается, что метамембрана изготовлена из тонкой (толщины 4 мкм) пленки нанокристаллического алмаза. Геометрические параметры структуры подобраны для достижения максимально

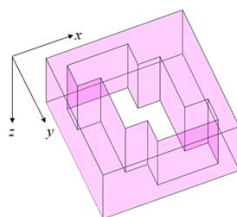


Рис.1 – Схематическое изображение элементарной ячейки метамембраны.

возможного циркулярного дихроизма отражения и пропускания в диапазоне длин волн 10-12 мкм при условии полного отсутствия

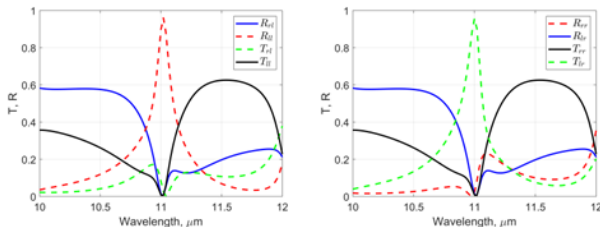


Рис.2 – Спектры отражения и пропускания хиральной метамембраны на Рис. 1, рассчитанные для падения по нормали лево (левая панель) и право (правая панель) циркулярно поляризованной электромагнитной волны.

оптических потерь в системе – рассчитанные методом Фурье-модального разложения оптические спектры структуры показаны на Рис. 2. Будет, в частности, показано, что добавление потерь в тонких приповерхностных слоях структуры, например, вследствие рассеяние на неоднородностях поверхности или поглощения из-за металлизации приповерхностных слоев, приводят к быстрой деградации степени хиральности оптического отклика с ростом величины поглощения.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 22–22–00961).

[1] I. Fernandez-Corbaton et al., *Physical Review X*, **6**, 031013 (2016).

[2] B. Semnani et al., *Light-Sci. Appl.*, **9**, 23 (2020).

[3] K. Voronin et al., *ACS Photonics*, **9**, 2652 (2022).

Ближнепольная оптическая спектроскопия углеродных и графеноподобных материалов

Курусь Н.Н.¹, Небогатикова Н.А.¹, Милёхин И.А.^{1,2}, Басалаева Л.С.¹, Антонова И.В.^{1,2}, Родякина Е.Е.^{1,2}, Милёхин А.Г.¹, Латышев А.В.^{1,2}

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

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

Спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС) является быстрым, неразрушающим оптическим методом, применяемым в различных областях науки для исследования газов, жидкостей и твердых тел. Благодаря высокой чувствительности к особенностям структуры и химическому составу материалов, КРС является эффективным инструментом для оценки кристаллического совершенства твердых тел, оценки механических деформаций, уровня легирования и плотности дефектов в кристалле. При этом минимальные размеры исследуемой области образца, и, как следствие, информация о физических свойствах материала, ограничена дифракционным пределом, который составляет ~0.5 мкм. В то же время, непрерывное уменьшение размеров устройств и электронных компонентов приводит к необходимости изучения структурных и оптических свойств полупроводниковых материалов на нанометровом масштабе. Кроме того, малый тестируемый объем материала приводит к чрезвычайно слабому оптическому отклику системы, что обуславливает необходимость разработки методов его усиления. Комбинация зондовых и оптических методов привела к созданию усиленных зондом КРС и фотолюминесценции (нано-КРС и нано-ФЛ), при котором увеличение оптического отклика обеспечивается полем плазмона, локализованного в небольшой (~10 нм) области вблизи металлизированного острия зонда атомно-силового микроскопа (АСМ), называемой горячей точкой. При этом уже размер горячей точки определяет пространственное разрешение в эксперименте. Таким образом,

сохраняя все достоинства метода КРС, nano-КРС позволяет записывать пространственные карты распределения интенсивности колебательных спектров с шагом ~ 10 нм, усиливая оптический отклик от образца в каждой точке до 10^{11} раз. Еще большего усиления эмиссии света (КРС и/или ФЛ) можно достичь при исследовании спектров материала, помещенного в зазор между острием металлизированного зонда и металлическим элементом плазмонной подложки, за счёт реализации режима щелевого плазмона. [1]. Описанные выше преимущества метода ближнепольной оптической спектроскопии обуславливают активное её применение в исследовании двумерных наноматериалов, таких как графен и графеноподобные двумерные кристаллы дихалькогенидов переходных металлов WS_2 и MoS_2 . Вышеперечисленные материалы широко применяются при создании электронных, фотонных и плазмонных структур, в связи с чем исследование их оптических свойств и кристаллического совершенства становится актуальной задачей.

В данной работе исследовано nano-КРС в режиме щелевого плазмона оптическими колебаниями пленок графена и мультиграфена, расположенных на подложке в виде периодического массива золотых нанодисков. Достигнуто существенное усиление спектров nano-КРС графеном и мультиграфеном ($KU=130$). Выполнена оценка величин механической деформации в плёнках, возникающих при переносе на подложку с золотыми нанодисками.

Обсуждаются результаты микро- и nano-КРС и nano-ФЛ нанокристаллов двумерных островков дихалькогенидов переходных металлов (WS_2 и MoS_2) [2,3].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-52-04009).

[1] N. N. Kurus et al. *The Journal of Physical Chemistry C*, **127**, 10.

[2] Krivonogova A. Y. et al. *2023 IEEE 24th International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials (EDM)*. – IEEE, 2023.

[3] Милёхин А. Г. *Автометрия*, **57,5** (2021).

Токи, индуцированные структурированным терагерцовым излучением в двумерных системах

Гуныга А.А., Дурнев М.В., Тарасенко С.А.

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

Исследуются электрические токи, возникающие в двумерном электронном газе под действием структурированного излучения – излучения с пространственно неоднородными параметрами. Показано, что во втором порядке по амплитуде поля (первом порядке по интенсивности излучения) возникают постоянные токи и токи на удвоенной частоте. В отличие от традиционных фотогальванических эффектов и эффектов генерации второй гармоники, изучаемые токи обусловлены не отсутствием центра инверсии в среде, а пространственной неоднородностью электромагнитного поля. Токи могут быть вызваны как градиентом интенсивности излучения, так и градиентами поляризационных параметров Стокса или градиентом фазы электромагнитного поля в плоскости двумерного электронного газа [1].

В докладе обсуждается физика таких эффектов, механизмы генерации фототоков структурированным излучением терагерцового спектрального диапазона. В рамках кинетического подхода Больцмана разработана микроскопическая теория нелинейного нелокального транспорта электронов, получены аналитические выражения для различных вкладов в фототок. Разработанная теория применяется для изучения фототоков, индуцированных пучками закрученного света.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 22-12-00211.

[1] A.A. Gunyaga, M.V. Durnev, and S.A. Tarasenko, *Photocurrents induced by structured light*, *Phys. Rev. B*, **108**, 115402 (2023).

Параметры электронного энергетического спектра в квантовых магнитных полях в метаморфных гетероструктурах InGaAs/InAlAs

Сандаков Н.С.¹, Гудина С.В.¹, Неверов В.Н.¹, Боголюбовский А.С.¹, Турткин К.В.¹, Якунин М.В.¹, Васильевский И.С.², Виниченко А.Н.²

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

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

Исследованы квантовые гальваномагнитные явления в метаморфных гетероструктурах InGaAs/InAlAs с высоким содержанием In в квантовой яме шириной 14 нм. Проведена серия измерений продольного ρ_{xx} и холловского ρ_{xy} удельных в температурном интервале $T = (1.8-35)$ К в перпендикулярном плоскости образца магнитном поле до 13 Тл, постоянный ток через образец составил 1 мкА. Также была проведена серия измерений при различных углах наклона магнитного поля по отношению к нормали к плоскости двумерного газа. Концентрация и холловская подвижность электронов составили соответственно $n_s = 6.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu_H = 2 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Циклотронная эффективная масса определена из отношения амплитуд осцилляций ρ_{xx} при различных T , амплитуда осцилляций при этом не превышает 10% от ρ_0 . Согласно формуле Лифшица-Косевича [1], полученная эффективная масса составила $m^* = 0.037m_0$, где m_0 -масса свободного электрона.

Поведение продольного сопротивления в минимумах оШдГ при изменении температуры T может быть описано активационным уравнением Аррениуса [2]. Когда уровень Ферми находится между уровнями Ландау (УЛ) то активация электронов в полосу делокализованных состояний шириной Γ определяется энергией активации. Обнаружено, что для циклотронных щелей температурная зависимость сопротивления демонстрирует увеличение энергии активации с ростом T . Так, для

спин-расщепленных УЛ (с номером N) наблюдается активация электронов не только в соседний вышележащий УЛ со спином “вниз” ($N+1\downarrow$) ($T < 5$ К), но и в следующий за ним со спином “вверх” ($N+1\uparrow$) ($T > 17$ К). Для спин-вырожденных УЛ также наблюдается активация в два вышележащих уровня: с номером $N+1$ ($T < 5$ К) и в следующий за ним $N+2$ ($T > 17$ К). Значения g^* -фактора, полученные для различных спиновых щелей $|g^*| = 10.3\text{--}16.3$, много больше, чем таковые, определенные из орбитальных $|g^*| = 6.6\text{--}9.5$, что связано с обменным взаимодействием нескомпенсированных по спину электронов.

Измерения в наклонных магнитных полях позволяют оценить анизотропию, например из анализа начала наблюдения спинового расщепления, а также из отношения амплитуд осцилляций ρ_{xx} при различных θ согласно формуле ЛК. Определенное из двух вышеописанных методов значение анизотропии составило $|g_{||}^*/g_{\perp}^*| = 0.46$ при $|g_{\perp}^*| = 10.5$. Анизотропия g^* -фактора изотропной зоны проводимости связана с расщеплением состояний легких и тяжелых дырок валентной зоны в результате размерного квантования [3].

В методе совпадений [4] с помощью наклонного магнитного поля можно управлять соотношением циклотронной энергии E_c и энергии спинового расщепления E_z . Наблюдение выполнения условий $E_c = E_z$ и $E_c = 2E_z$ дает возможность определить g^* -фактор. Полученные таким образом значения g^* -фактора составили $|g^*| = 7.5; 10.5$ для спиновой и орбитальной щели соответственно, усиление в этом случае наблюдается для орбитальной щели, что согласуется с теоретическими расчетами [5].

[1] I. M. Lifshitz, A.M. Kosevich, *JETP*, **2**, 636 (1956),

[2] A. Usher, et. al, *Phys Rev B*, **41**, 1129 (1990),

[3] Е.Л. Ивченко, А.А. Киселев, *ФТП*, **26**, 1471 (1992),

[4] F.F. Fang, P.J. Stiles, *Phys. Rev.*, **174**, 823. (1968),

[5] С.С. Криштопенко и др., *ФТП*, **49**, 196 (2015).

Флуктуационные топологические переходы в квантовых нитях с электронными корреляциями

Шустин М.С.¹, Аксенов С.В.², Бурмистров И.С.^{1,3}

¹ *Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, г. Черно-головка, Россия*

² *Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, г. Красноярск, Россия*

³ *НИУ Высшая школа экономики, г. Москва, Россия*

В работе рассмотрено влияние одноузельных и межузельных электронных взаимодействий на условия реализации топологических переходов в квантовых нитях симметричного класса BDI [1].

Для модели обобщенной цепочки Китаева с межузельным кулоновским отталкиванием фермионов интенсивности V проведено развитие теории флуктуационных топологических переходов (ФТП) [2]. Было продемонстрировано, что топологический инвариант системы, N_{BDI} [3], распадается на сумму среднеполевого и флуктуационного вкладов: $N_{BDI} = N_{BDI}^{mf} + N_{BDI}^{fl}$. Существование последних обусловлено остаточными взаимодействиями между боголюбовскими квазичастицами и, по определению, характеризует процессы за пределами среднеполевого описания. Во втором порядке мацубаровской теории возмущений по интенсивности остаточных взаимодействий вычислены поправки к квазичастичной функции Грина в формализме Горькова-Намбу, определяющей флуктуационный вклад в топологический индекс. Из их анализа оказалось, что флуктуационные поправки дают ненулевой вклад в топологический инвариант лишь вблизи границ среднеполевых топологических переходов. При этом характерная ширина таких параметрических участков, отвечающих ненулевым значениям N_{BDI}^{fl} , пропорциональна квадрату интенсивности кулоновского взаимодействия V , см. Рис.1.

Механизм ФТП обусловлен флуктуационными ренормировками квазичастичного спектра. Анализ последних показал, что зоны, для которых нетривиальная топологическая фаза вызвана флуктуационными процессами, характеризуются конечным временем жизни квазичастиц: $\tau_k = 1/\gamma_k$. Это время много меньше времени жизни квазичастиц, для которых $N_{BDI}^{mf} \neq 0$ и $N_{BDI}^{fl} = 0$. Однако, оно много больше времени жизни высокоэнергетических возбуждений. Также, анализ особенностей смещения $\delta\varepsilon_k$ среднего полевого спектра позволил найти эффект, потенциально пригодный для детектирования топологических фаз в коротких нанопроволоках. Оказалось, что совместная реализация эффектов: кулоновских взаимодействий и конечных размеров приводит к уникальному изменению эффективной массы $\delta m_k^{(1)}$ при различных топологических переходах.

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда № 22-42-04416.

- [1] M. S. Shustin, S. V. Aksenov, I. S. Burmistrov, arXiv:2310.14035
 [2] A. Y. Kitaev, Phys. Usp. **44**, 131 (2001).
 [3] V. Gurarie, Phys. Rev. B **83**, 085426 (2011)

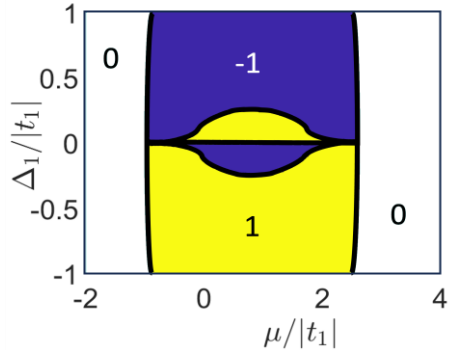


Рис.1 – Карта значений инварианта N_{BDI} цепочки Китаева с кулоновским взаимодействием при $V=0.8|t_1|$. Карманы вблизи линии $\Delta_1 = 0$ отвечают ненулевым флуктуационным вкладам в топологический инвариант, $N_{BDI}^{fl} \neq 0$.

Магнитосопротивление двойной квантовой ямы HgTe/CdHgTe в параллельном магнитном поле

Якунин М.В.¹, Алешкин В.Я.², Неверов В.Н.¹, Попов М.Р.¹,
Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³

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

²ИФМ РАН, 603087, Нижегородская обл., д. Афонино

³ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

Для повышения эффективности ИК-приемников их делают многослойными в виде повторяющихся квазидвумерных слоев HgTe (квантовых ям), разделенных барьерами твердого раствора Cd_xHg_{1-x}Te. Для анализа зонного спектра такой конструкции нужно учитывать межслойные взаимодействия, и их удобно изучать в простейшей многослойной системе, состоящей всего из двух слоев HgTe, – в двойной квантовой яме (ДКЯ). Мы показали, что проанализировать особенности энергетического спектра ДКЯ (а вместе с этим – и спектра многослойной структуры) можно, исследуя динамику изменения ее магнитосопротивления (МС) с приложением магнитного поля, направленного параллельно слоям. При этом можно управлять спектром ДКЯ, существенно его видоизменяя.

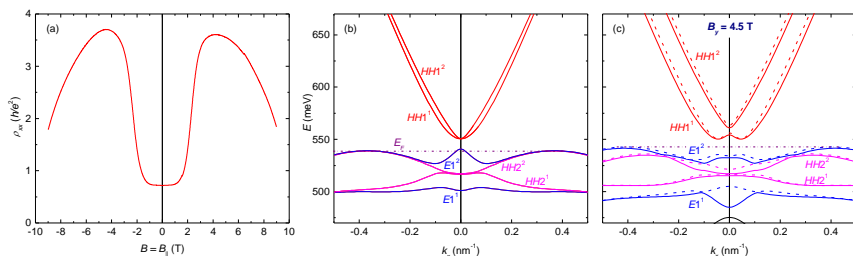


Рис. 1 – (а) МС в ДКЯ со слоями HgTe толщиной 8.5 нм. (б) рассчитанный спектр в отсутствие поля и (с) в параллельном поле 4.5 Тл (пунктирные и сплошные линии отображают расщепление по спину) [1].

Пример МС ДКЯ в параллельном магнитном поле на рис.1, где представлены и рассчитанные спектры [1]. Видно, что параллельное поле приводит к существенному росту МС. Мы объясняем эффект тем, что в отсутствие поля проводимость ДКЯ складывается из двух компонент – малой концентрации высокоподвижных дырок в центральном максимуме валентной подзоны и большой концентрации дырок с очень малой подвижностью в боковых максимумах: см. рис. b, где E_F – уровень Ферми, привязанный к боковым максимумам, поскольку в них очень высока плотность состояний. Эти величины были определены из измерений МС на этом образце в слабом перпендикулярном магнитном поле и подгонки под расчеты в классической модели двух типов дырок [2]. Было найдено, что концентрации дырок различаются на два порядка и подвижности также различаются более, чем на два порядка, только в обратную сторону. Поэтому эти две группы дырок вносят сопоставимые вклады в проводимость. Параллельное поле приводит к понижению центрального максимума, в результате легкие дырки из него уходят в боковые максимумы (рис. c), что приводит к увеличению МС. Уменьшение МС при дальнейшем росте поля можно связать с приближением к уровню Ферми подзоны проводимости и ее заселением высокоподвижными электронами. На это указывает и эволюция МС при небольших отклонениях поля от параллельной ориентации [2].

Примечательно, что наблюдавшееся ранее в параллельном поле МС *одиночных* квантовых ям HgTe с инверсным спектром имело совершенно иной вид [3-5] – оно убывало с полем, что объяснялось закрытием первоначально имевшейся щели. Разница эффектов в одиночной и двойной квантовых ямах – яркое проявление межслойных взаимодействий в ДКЯ.

[1] М.В. Якунин и др. *Письма в ЖЭТФ*, **118**, 898 (2023),

[2] М.В. Якунин и др. *Письма в ЖЭТФ*, **116**, 378 (2022),

[3] G.M. Gusev et al., *Physical Review B*, **84**, 121302 (2011),

[4] G.M. Gusev et al., *Physical Review B*, **88**, 195305 (2013).

[5] T. Khouri et al., *Physical Review B*, **99**, 075303 (2019).

Пороговые эффекты в энергетическом спектре квазидвумерных электронов обогащённого слоя

Шульман А.Я., Посвянский Д.В.

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

При создании обогащённого слоя на поверхности полупроводника n -типа в MOS структуре число заселённых размерно-квантованных подзон зависит от потенциала V_g затвора. При появлении новой подзоны число электронов в ней мало и плохо определяется. Поэтому значение V_{gc} , когда появляется новая подзона, находится линейной экстраполяцией измеренной зависимости $n_s(V_g)$ к нулю. (см. напр., [1], Рис.3 и 9). При этом обнаруживается, что квазидвумерные электроны существуют при $V_g < V_{gc}$. Общепринятого объяснения этому наблюдению не было дано.

Если обогащённый слой вблизи поверхности образуется при адсорбции положительных ионов, то число размерно-квантованных подзон определяют либо методом ARPES, что сложно, либо решая уравнение эффективной массы. В последнем случае для электронов с непараболической зоной проводимости имеется зависимость энергии уровней размерного квантования от латеральной компоненты квазиимпульса $k_{||}$. В момент отщепления от непрерывного спектра подзоны размерного квантования, расчёт [2] двумерного энергетического спектра показал существование двумерной подзоны, спектр которой начинался от некоторого критического значения $k_{||c} > 0$. В качестве объяснения выдвигалось предположение о существовании размерно-квантованных подзон, минимум которых расположен при $k_{||c} \neq 0$.

В обоих описанных случаях при появлении новой подзоны её минимум будет расположен вблизи границы непрерывного спектра и ему должна отвечать малая энергия связи. В таких случаях следует ожидать

характерной для порогового эффекта квадратичной зависимости энергетического спектра от глубины потенциальной ямы. Это затрудняет раннее обнаружение мелкого состояния при увеличении глубины потенциальной ямы с ростом $k_{||}$ от нуля, как было отмечено в [3]. Важно, что появление новой подзоны влияет не только на конфигурацию поверхностного заряда, но и открывает канал межподзонного рассеяния, даже когда новая подзона ещё не видна, например, в спектре магнитоосцилляций.

Имеющиеся примеры теоретического рассмотрения пороговых зависимостей ограничены появлением основного состояния в дискретном спектре. В настоящей работе теория обобщена на случай возбуждённых состояний. Заметное отличие волновых функций от нуля в яме для возбуждённых состояний с малой энергией потребовало рассмотреть поправку к пороговым формулам, которая учитывает конечную величину вклада области ямы в нормировку. Это расширяет область применения пороговых формул. Методом численного моделирования исследованы пороговые эффекты в обогащённом слое на поверхности полупроводника типа n-InAs. Полученные результаты позволяют поставить под сомнение гипотезу о существовании «кинематически связанных» состояний, предложенную в [2] и поддержанную в [4].

[1] В.Ф. Раданцев и др. *ЖЭТФ*, **91**,1016 (1986)

[2] R.E. Domezeta et al., *PRLett.*, **57**, 762 (1986)

[3] А.Я. Шульман и др., *ЖЭТФ*. **157**,1072 (2020)

[4] M. Kubisa et al., *Sem Sci & Tech*. **8**, 246 (1993)

Продольно-поперечное и анизотропное расщепления ферми-поляронов в двумерных полупроводниках

Яковлев З.А., Глазов М.М.

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

Сильное кулоновское взаимодействие в дихалькогенидах переходных металлов (ДПМ) приводит к образованию экситонов с энергией связи $\sim 200 \dots 500$ meV и трехчастичных кулоновских комплексов – трионов с энергией связи $\sim 20 \dots 30$ meV [1]. Особый интерес представляют многочастичные кулоновские комплексы, возникающие при взаимодействии экситонов с резидентными носителями заряда. Такие комплексы описывают две модели: модель трехчастичных комплексов – трионов и модель ферми-поляронов (тетронов Суриса) [2], при учете взаимодействия экситона со всем ферми-морем носителей заряда. В большинстве случаев эти подходы приводят к схожим результатам [3].

Ввиду симметрии состояния электронной пары тонкая структура в трионе отсутствует как в случае приложения анизотропной деформации, так и в случае продольно-поперечного расщепления. Однако, более полный ферми-поляронный подход позволяет учитывать коррелированные электрон-дырочные пары в ферми-море, образующиеся при оптическом возбуждении электронного газа в отражении, поглощении и люминисценции полупроводников. Таким образом, ферми-поляроны состоят из четырех частиц, что снимает запрет на их расщепление.

В работе построена последовательная теория тонкой структуры ферми-поляронов в ДПМ под действием анизотропных деформаций, а также рассчитано их продольно-поперечное расщепление, связанное с наличием у квазичастиц ненулевого волнового вектора.

Методом функций Грина с учетом корреляции триона и дырки в ферми-море аналитически и численно получены энергии, силы осцил-

ляторов, анизотропное и продольно-поперечные расщепления радиционных дублетов ферми-поляронов. На рисунке 1 показаны анизотропное и продольно-поперечное расщепления ферми-поляронов в монослоях ДПМ. Расщепление возрастает с ростом энергии Ферми и пропорционально величине возмущения – компонентам тензора деформации или квадратичным комбинациям компонент волнового вектора. Развита модель описывает недавний эксперимент [4].

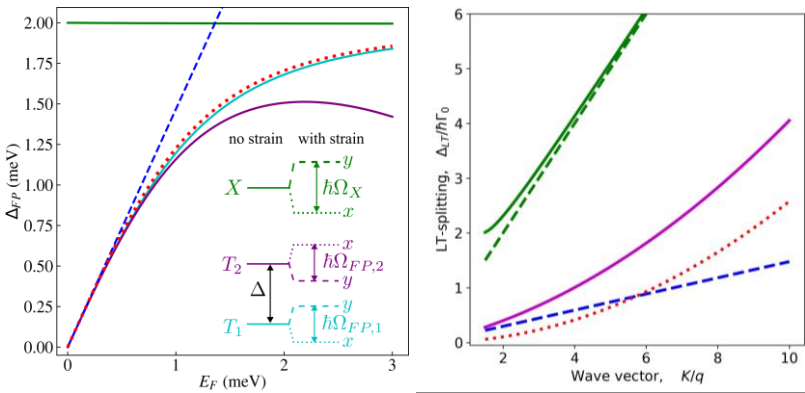


Рис.1 – Расщепление ферми-поляронов в двумерных полупроводниках. На левом графике – расщепление в зависимости от энергии Ферми, на правом – в зависимости от волнового вектора в единицах волнового вектора света. Сплошные линии – расщепление отталкивающего (экситоноподобного) ферми-полярона, с большими энергиями, и притягивающего (трионоподобного) ферми-полярона, с меньшими энергиями. Прерывистые линии – асимптотическое поведение. На вставке – схема тонкой структуры.

Работа поддержана грантом РФФ 23-12-00142.

- [1] E. Courtade et al., *Phys. Rev. B*, **96**, 085302 (2017).
- [2] R.A. Suris et al., *physica status solidi (b)*, **227**, 343 (2001),
- [3] M.M. Glazov, *J. Chem. Phys.*, **153**, 034703 (2020),
- [4] J. Jasinski et al., *2D Materials*, **9**, 045006 (2022).

Особенности в СВЧ-фотоотклике полевого транзистора и квантового точечного контакта

Ткаченко В.А.^{1,2}, Ярошевич А.С.¹, Кузьмин Н.С.², Ткаченко О.А.¹,
Бакшеев Д.Г.², Бакаров А.К.¹, Родякина Е.Е.^{1,2}, Антонов В.А.¹,
Попов В.П.¹, Квон З.Д.^{1,2}

*¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. М.А. Лаврентьева, 13
²НГУ, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 1*

Исследован отклик на СВЧ-облучение кремниевого полевого транзистора (ПТ) р-типа с коротким (70 нм) каналом и короткого (100 нм) квантового точечного контакта (КТК) в разных гетероструктурах GaAs/Al(Ga)As с двумерным электронным газом (ДЭГ) [1,2]. В глубоком туннельном режиме $Gh/2e^2 \ll 0.1$ при 4.2 К обнаружен рост кондактанса на порядки при слабом облучении устройств. Максимальная мощность 10-4Вт на выходе СВЧ-генератора не сказывалась на температуре носителей. При этом на затворных характеристиках $G(V_g)$ ПТ происходило размывание множества террас и узких резонансов, обусловленных большой концентрацией примесей, а в режиме насыщения кондактанс с облучением увеличивается в несколько раз. В туннельном режиме КТК также обнаружены чувствительные к облучению и состоянию примесной системы ступеньки кондактанса. Испытанием разных гетероструктур GaAs/Al(Ga)As и случайных распределений локализованных зарядов при 4.2 К обнаружено мезоскопическое поведение знака СВЧ-фотокондактанса КТК. В одной ситуации он оставался положительным везде в открытом режиме КТК, иногда фотокондактанс был там близким к нулю, и в большинстве образцов он становился там отрицательным.

Важно, что в тех же КТК и ПТ при 77 К и $Gh/2e^2 \ll 0.1$ фотокондактанс все еще на порядок выше темнового кондактанса, хотя в TRANSPORTE доминирует термическая активация вместо туннелирования.

При частоте 109 Гц СВЧ-индуцированные колебания систем зарядов являются медленными по сравнению с пролетом носителей через короткий канал, и найденные низкотемпературные эффекты объяснены в рамках одночастичного стационарного уравнения Шредингера и формулы Ландауэра, а также гипотез о форме потенциала и СВЧ-индуцированных колебаний напряжений. Беспорядок в ДЭГ гетероструктур GaAs/Al(Ga)As гораздо слабее, чем возле границы Si/SiO₂ в ПТ, и наблюдаемые эффекты в КТК, кроме случайных ступенек в $G(Vg)$, обусловлены простым ходом одномерных подзон в виде барьера Экарта.

В предложенной модели ПТ квантовый транспорт считался двумерным. С помощью пакета KWANT [3] вычислялся коэффициент многомодового прохождения дырок с заданной энергией E через область с потенциалом, который имел несколько характерных масштабов закономерного и случайного изменения от 1 до 100 нм. Кондактанс вычислялся по формуле Ландауэра для произвольной температуры ниже 50К. Учтены тепловой разброс энергий E и СВЧ-индуцированные колебания потенциала как целого. Выяснено, что низкотемпературный туннельный ток сосредоточен в извилистом тонком канале, положение которого может перемещаться на сотни нанометров поперек направления тока при малом изменении Vg . Измеренные и вычисленные для 4.2К характеристики кондактанса демонстрируют качественно одинаковый резкий переход от состояний с $G \ll e^2/h$ к асимптотикам насыщения при $G < e^2/h$. Сходная трансформация измеренных и вычисленных характеристик происходит и при обычном нагреве транзистора (в расчетах до 50К).

Измерения выполнены по проекту РФФ 23-72-30003, а моделирование – по проекту РФФ 19-72-30023 при доступе к вычислительным ресурсам Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

[1] В.А. Ткаченко и др., *Письма в ЖЭТФ*, **114**, 108 (2021),

[2] Н.С. Кузьмин и др., *ФТТ*, **65**, 1843 (2023),

[3] C.W. Groth et al., *New J. Phys.*, **16**, 063065 (2014).

Исследование поляритонного Бозе-конденсата в высокодобротных микрорезонаторах, выращенных в СПбГУ

Столяров В.А.¹, Курдюбов А.С.¹, Петров М.Ю.¹, Ложкин М.С.²,
Ефимов Ю.П.², Елисеев С.А.², Ловцюс В.А.², Игнатъев И.В.¹

¹СПбГУ, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7

²Ресурсный центр "Нанопотоника", СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург

На установке МПЭ в СПбГУ были выращены и исследованы методами спектроскопии отражения и фотолюминесценции с угловым разрешением гетероструктуры с квантовыми ямами на основе GaAs/Al GaAs в высокодобротных микрорезонаторах. Наиболее интересными структурами оказались образцы Т888 (23 и 18 пар слоев в брэгговских зеркалах) и Т906 (35 и 30 пар слоев).

В обеих структурах был обнаружен эффект поляритонного лазера. Для его демонстрации в образце Т888 была измерена мощностная зависимость фотолюминесценции (ФЛ) с угловым разрешением в точках с различным детьюнингом при нерезонансном возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами. На Рис. 1 (а-с) представлена характеристика образца Т888 в точке с детьюнингом $\Delta = -6$ мэВ. На Рис. 1(а) приведена ФЛ с угловым разрешением при мощности накачки выше порога образования поляритонного лазера, проявляющейся как интенсивное излучение с энергией фотонов на 3 мэВ выше дна нижней поляритонной ветки в окрестности $k_{\parallel} = 0$. Спектры ФЛ для различных мощностей возбуждения из состояния $k_{\parallel} = 0$ приведены на Рис.1 (b). Рис. 1 (с) демонстрирует интегральную ФЛ из состояния $k_{\parallel} = 0$, имеющую два порога, первый из которых ($P = 2$ мВ) соответствует образованию Бозе-стимулированного излучения.

В образце Т906 была исследована подвижность поляритонов в эксперименте с оптической накачкой в кольцевом пятне диаметром 20

мкм (Рис. 1 (d)). При мощности накачки ниже пороговой поляритоны высвечиваются из размытого кольца, а после преодоления порога лазерной генерации ($P = 9.5$ мВт) – в виде поляритонного лазера под пятном накачки. При дальнейшем увеличении мощности в центре кольца, где нет прямой оптической накачки, образуется светлое пятно. Возникновение конденсата в центре кольцевой накачки говорит о высокой подвижности поляритонов и их свободном распространении, по крайней мере, на 10 мкм в плоскости образца от точки накачки.

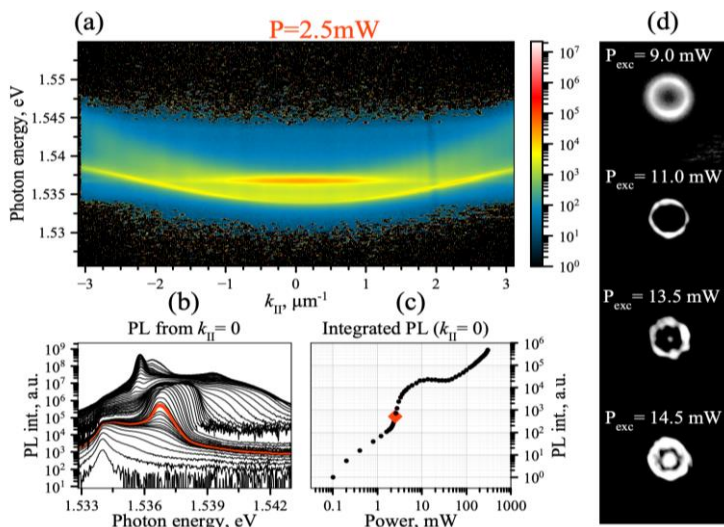


Рис.1 – (a) ФЛ образца T888 с угловым разрешением, (b) ФЛ образца T888 из состояния $k_{\parallel} = 0$ для различных мощностей накачки, (c) интегральная ФЛ образца T888 из состояния $k_{\parallel} = 0$, (d) Бозе-конденсация поляритонов в оптической ловушке в образце T906. $T = 4$ К.

Авторы выражают признательность сотрудникам ресурсного центра “Нанофотоника” научного парка СПбГУ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 19-72-20039).

Расчёт ёмкости между полевым электродом и двумерным электронным газом в широких ямах на HgTe

Шерстобитов А.А.^{1,2}, Миньков Г.М.¹, Рут О.Э.² Германенко А.В.²,
Алёшкин В.Я.³

¹*ИФМ УрО РАН, Екатеринбург*

²*Уральский федеральный университет, Екатеринбург*

³*Институт физики микроструктур РАН, д. Афонино, Нижегородская обл.*

Исследования плотности состояний электронного газа из вольт-фарадных характеристик позволяют дополнить обычные методы исследования спектра низкоразмерных структур, такие как циклотронный резонанс и исследование осцилляций Шубникова де Гааза. Однако в широких ямах заметный вклад в наблюдаемый эффект может давать смещение волновых функций при изменении напряжения на полевым электроде.

Для оценки этого вклада был проведён расчёт спектра и волновых функций в рамках 4-х зонной модели Кейна включающей поправки второго порядка от удалённых зон [1,2]. Расчёт проводился для ямы шириной 32нм. Были рассчитаны спектр, волновые функции электронов и дырок и распределение электрического потенциала по оси перпендикулярной к плоскости ямы в диапазоне концентраций от $5 \cdot 10^{10}$ см⁻² дырок до $2.5 \cdot 10^{11}$ см⁻² электронов. Геометрическая ёмкость (не зависящая от плотности состояний) для разных концентраций была рассчитана как отношение изменения заряда в яме к изменению потенциала на расстоянии, соответствующем расстоянию до полевого электрода. Плотность стояний была рассчитана из зависимости уровня Ферми от концентрации. Из неё была рассчитана зависимость квантовой ёмкости от концентрации. Из квантовой и геометрической ёмкости была рассчитана теоретическая зависимость ёмкости от концентрации.

Обнаружено, что рассчитанная зависимость близка к измеренной на структуре с толщиной 32нм. В зависимость ёмкости от концентрации смещение волновых функций даёт заметный вклад. При этом зависимость в дырочной области определяется в основном зависимостью геометрической ёмкости от концентрации. В электронной области вклады обоих эффектов могут быть близки.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБР-НАУКИ России (тема «Электрон», № 122021000039-4) при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № FEUZ-2023-0017).

[1] J. Los, A. Fasolino, and A. Catellani, *Generalization of the k - p approach for strained layered semiconductor structures grown on high-index-planes*, *Phys. Rev. B* 53, 4630 (1996).

[2] C. R. Becker, V. Latussek, A. Pfeuffer-Jeschke, G. Landwehr, and L. W. Molenkamp, *Band structure and its temperature dependence for type-iii HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe superlattices and their semimetal constituent*, *Phys. Rev. B* 62, 10353 (2000).

Сдвиговые волны в 2D электронной жидкости

Алексеев П.С.

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

Гидродинамический режим электрического транспорта недавно был открыт в сверхчистых образцах графена, квантовых ям, и других материалах. Протекание тока в этом случае определяется формированием неоднородных по образцу течений вязкой жидкости из электронов проводимости. Здесь сообщается о теории сдвиговых волн в системе 2D электронов в рамках модели Ферми-жидкости Ландау. В работе [1] для такой модели было показано, что кинетическое уравнение для квазичастиц в пределе достаточно высоких частот переходит в гидродинамические уравнения вязкоупругой динамики. Эти уравнения описывают сдвиговые (поперечные) волны при больших амплитудах гармоник, F_m , функции Ландау взаимодействия квазичастиц [1].

В [2-4] развита теория сдвиговых волн в сильно неидеальной 2D электронной Ферми-жидкости в перпендикулярном магнитном поле. Изучался случай сильного, но достаточно «регулярного» взаимодействия Ландау ($F_{0,1} \gg 1$, параметр F_2 – произвольный, $F_m \sim 1$ при $m \geq 3$). Рассматривалась структура с металлическим затвором, поэтому спектр плазмонов без магнитного поля является линейным: $\omega_p(q) = s_0 q$, где

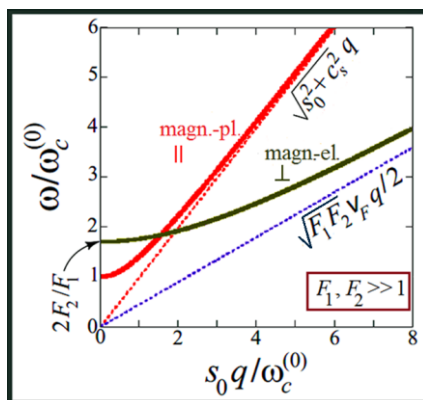


Рис.1 – Спектр плазменных и сдвиговых волн в 2D сильно неидеальной электронной жидкости

$s_0 \gg v_F$, v_F - скорость Ферми.

При $F_1 \gg 1$ кинетическое уравнение для квазичастиц Ферми-жидкости в магнитном поле также сводится к уравнению вязкоупругой динамики типа уравнения Навье-Стокса [2]. Получены высокочастотные коэффициенты вязкости жидкости $\eta_{xx,xy}(\omega)$. Они имеют резонанс при $\omega = 2\omega_c^{(2)}$, где $\omega_c^{(2)} = [F_1/(1+F_2)]\omega_c^{(0)}$ – перенормированная «циклотронная частота жидкости», $\omega_c^{(0)}$ – циклотронная частота невзаимодействующих электронов. Решения уравнений динамики приводят к спектру продольных (магнитоплазменных) волн $\omega_p(q)$ и поперечных (сдвиговых) волн $\omega_s(q)$. Спектр первых в длинноволновом пределе [$q \ll v_F/\omega_c^{(0)}$] с учётом сил давления имеет вид: $\omega_p(q) = \{[\omega_c^{(0)}]^2 + (s_0^2 + c_s^2)q^2\}^{1/2}$, где $c_s^2 = (v_F^2/2)F_0F_1$ – скорость адиабатического звука без электрических возмущений. Спектр сдвиговых волн в этом пределе имеет вид [2]:

$$\omega_s(q) = \sqrt{[2\omega_c^{(2)}]^2 + [F_1(1 + F_2)v_F^2/4]q^2}, \quad (1)$$

Отметим, что с помощью экспериментального наблюдения такого спектра появляется возможность опередить параметр Ландау F_2 . Возбуждением сдвиговых волн типа (1), возможно, объясняется аномальное фотосопротивление сверхчистых квантовых ям GaAs [3,4].

Для обнаружения сдвиговых волн в экспериментах важно изучить колебания электронной жидкости в образцах конкретных геометрий, например, в полоске [3], а также построить теории нелинейных и нелокальных по времени эффектов в динамике жидкости, определяющих, например, фотосопротивление [4]. Другой важной здесь задачей является изучение сдвиговых колебаний жидкости на коротких волнах [$q > R_c \sim v_F/\omega_c^{(0)}$], когда происходит их гибридизация с циклотронными гармониками (формируются «сдвиговые бернштейновские моды») [5].

[1] S. Conti, G. Vignale, *Phys. Rev. B*, **60**, 7966 (1999).

[2] П.С. Алексеев, *ФТП*, **53**, 1405 (2019).

[3] P.S. Alekseev, A.P. Alekseeva, *Phys. Rev. Lett.*, **123**, 236801 (2019).

[4] P.S. Alekseev, A.P. Alekseeva, *arXiv:2105.01035v3* (2022).

[5] A.N. Afanasiev, et al., *Phys. Rev. B* **108**, 235124 (2023).

Магнитосопротивление в двойных квантовых ямах InGaAs/GaAs в параллельном магнитном поле: исследование механизмов рассеяния

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

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

Определение квантового времени жизни, τ_q , основано на явлении резонанса продольного сопротивления в системах из двух туннельно связанных квантовых ям (ДКЯ) с несимметричным рассеянием [1, 2]. Параллельное магнитное поле выводит электронные состояния из резонанса, разрушая туннельные эффекты и приводя к уменьшению резонансного сопротивления [3]. Скорость уменьшения сопротивления определяется величиной туннельной щели и размытием уровней энергии в ямах, \hbar/τ_q . Одним из механизмов рассеяния, ограничивающих τ_q являются неупругое электрон-электронное, τ_{ee} , рассеяние, параметры которого сложнее извлечь из транспортных экспериментов, поскольку такие процессы сохраняют полный импульс электронной системы. Изучение резонансных туннельных явлений в структурах с ДКЯ дает эффективный экспериментальный инструмент для определения квантового времени жизни носителей заряда, в том числе для анализа процессов электрон-электронного рассеяния.

В ДКЯ n-InGaAs/GaAs с сильной туннельной связью исследован процесс подавления резонансного сопротивления магнитным полем, параллельным плоскости структуры, в полях B до 9 Тл и температурном интервале $T = (1.8-70)$ К. Из анализа отрицательного магнитосопротивления в параллельном поле при фиксированных температурах $\rho_{xx}(B_{||})$ получена температурная зависимость квантового времени

жизни носителей заряда $\tau_q(T)$, и проведено разделение вкладов различных механизмов рассеяния в τ_q .

Показано, что наблюдаемая немонотонная температурная зависимость квантового времени жизни электронов обусловлена сочетанием интерференционного вклада от обменного электрон-электронного взаимодействия в баллистическом режиме [4, 5] и механизма неупругого электрон-электронного рассеяния, соответствующего пределу «грязного» металла с учетом динамически экранированного кулоновского взаимодействия (механизм Фукуямы-Абрахамса [6]).

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон».

[1] *Palevski A., et al., Phys. Rev. Lett.* **65**, 1929 (1990).

[2] *Berk Y., et al., Phys. Rev. B* **50**, 420 (1994).

[3] *Y. Berk, et al., Phys. Rev. B* **51**, 2604 (1995).

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

[5] *S. V. Gudina, et al., Physica E* **113**, 14 (2019).

[6] *H. Fukuyama and E. Abrahams, Phys. Rev. B* **27**, 5976 (1983).



НОВЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ
И МАТЕРИАЛЫ

New electronic phenomena and materials

Phase transitions in carbon materials at high pressures

Tikhomirova G.V., Petrosyan T.K., Volkova Ya.Yu., Tebenkov A.V., Sokolovskiy.D.N.

B.N. Yeitsin Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Transport phenomena in carbon materials (monomeric, rhombohedral and tetragonal phases of fullerene C60, single-wall and double-wall carbon nanotubes (SWNT and DWNT), graphene and graphite) have investigated at pressures up to 35 GPa. Relaxation kinetics of these materials at changing pressure was studied. The measurements were performed using the high-pressure chamber with anvils made of synthetic carbonado diamonds.

In the course of treatment by high pressure and temperature, fullerene undergoes consequent phase transformations. These phases have quite different both resistivities (from hundreds Ohm to hundreds MOhm) and their temperature dependences. Resistivity peculiarities were identified with the known phase transitions of fullerene. The scheme of sequence of phase transformations under high pressures is suggested. Resistivity relaxation times for all fullerite phases are determined as more than two hours.

Samples of single-wall carbon nanotubes (SWNT) under study were grown by CVD and cleaned by HiPCO (High pressure CO) method. The SWNT diameters estimated by means of TEM (transmission electron microscope) were 0.8 to 1.2 nm. Strong pressure dependence of the SWNT bundles was found. The complicated pressure dependence of resistivity of double-wall carbon nanotubes (DWNT) is attributed to deformation of their structure. Destruction of DWNT begins at essentially lower pressures than SWNT because of larger diameter of outer tube and respectively larger number of defects. Nevertheless, there is no complete collapse of DWNT up to 30 GPa.

Conductivity, magnetoresistance and thermoelectromotive force of graphite and graphene, as well as their relaxation kinetics, in dependence on

pressures were studied. The features observed are attributed to phase transitions.

The possibility of formation of new carbon phases from graphite at continuous exposure (24 hrs) under pressures of 18 GPa to 45 GPa was examined. The features in the pressure dependence of resistance as well as its relaxation times observed in the range 27-35 GPa are connected likely with the inclusion of a new phase, which did not disappear after removal of the load.

Электронная структура поверхности легированных In пленок $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}/\text{BaF}_2$ (111)

Микаева А.С.^{1,2}, Голяшов В.А.^{1,2}, Кавеев А.К.³, Терещенко О.Е.^{1,2}

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

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

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

При увеличении содержания олова в твердых растворах теллурида свинца-олова $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ширина запрещенной зоны уменьшается от 0.3 эВ до 0 эВ при $x \sim 0.35$. При этом сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит к инверсии валентной зоны и зоны проводимости и, как следствие, переходу в состояние трехмерного топологического кристаллического изолятора (ТКИ) при $x > 0.35$ ($T = 4.2$ К). Поверхностные состояния ТКИ имеют дираковский закон дисперсии, геликоидальную спиновую структуру и защищены от рассеяния назад симметрией отражения. Кроме того, наличие центра инверсии в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ может приводить к довольно большим временам рассеяния спина, что делает данный материал интересным для изучения спин-зависимых явлений. Концентрацией объемных носителей заряда в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ можно управлять в некоторых пределах путем сильного легирования индием. Однако, электронная структура реальных поверхностей $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ на данный момент экспериментально изучена слабо. И целью данной работы является изучение особенностей электронной структуры поверхности легированных In эпитаксиальных пленок (111) $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}/\text{BaF}_2$ с составами вблизи точки инверсии зон в зависимости от содержания индия, температуры и состава x .

В работе методами фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) и дифракции медленных электронов (ДМЭ) исследовались поверхности пленок (111) $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, выращенных методом

молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках BaF_2 и легированных индием в процессе роста. Для получения атомарно чистой и структурно-упорядоченной поверхности $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ использовалась химическая обработка, описанная в работе [2].

Были получены картины ФЭСУР на нереконструированной поверхности (1×1) - $(111)\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}/\text{BaF}_2$ в диапазоне $x \sim 0.16$ – 0.5 и температур от 77 К до 300 К, выделен вклад в них состояний объемной валентной зоны $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ и поверхностных топологических состояний ТКИ. При температуре 77 К появление топологических поверхностных состояний в Γ -точке поверхностной зоны Бриллюэна происходит при переходе от $x = 0.16$ к $x = 0.19$. Было обнаружено, что отжиг пленок $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с содержанием In более 1% при температурах более 300°C приводит к диффузии индия из объема на поверхность пленок с формированием тонкого (~ 1 нм) обогащенного индием слоя, сопровождающегося появлением реконструкции (7×7) на исходно нереконструированной поверхности (1×1) . При изучении электронной структуры поверхности, обогащенной индием, помимо объемных состояний валентной зоны $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ наблюдаются дополнительные состояния, которые имеют закон дисперсии, схожий с дисперсией состояний более широкого гексагонального In_2Te_2 [3]. Кроме того, была подтверждена возможность получения тонких проводящих ТКИ слоев $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с $x > 0.35$ на «виртуальных» диэлектрических подложках $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}/\text{BaF}_2$ путем осаждения и диффузии в объем таких пленок металлического олова. В магнитосопротивлении таких структур при 4.2 К наблюдается эффект слабой антилокализации, который указывает на значительный вклад от поверхностных состояний в проводимость структур, и подтверждает переход в фазу ТКИ.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект № 22-12-20024.

[1] V.V. Volobuev et al., *Advanced Materials* **29** (2017).

[2] A.S. Tarasov et al., *Applied Surface Science* **569** 150930 (2021).

[3] A. V. Matetskiy et al., *Physical Review B*. **106**, 165301 (2022).

Конкуренция орбитальных, зарядовых и спиновых степеней свободы в ян-теллеровских магнетиках

Москвин А.С.^{1,2}

¹УрФУ, 620083, Екатеринбург, пр. Ленина, 51

²ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

К ян-теллеровским (ЯТ) магнетикам мы относим соединения на основе ян-теллеровских $3d$ - и $4d$ -ионов с конфигурациями типа $t_{2g}^{n_1} e_g^{n_2}$ в высокосимметричном октаэдрическом, кубическом или тетраэдрическом окружении и с основным орбитальным E -дублетом [1,2]. Это соединения на основе тетра-комплексов с конфигурацией d^1 (Ti^{3+} , V^{4+} , Cr^{5+}), низкоспиновой (LS) конфигурацией d^3 (V^{2+} , Cr^{3+} , Mn^{4+}), высокоспиновой (HS) конфигурацией d^6 (Fe^{2+} , Co^{3+}), окта-комплексы с HS-конфигурацией d^4 (Cr^{2+} , Mn^{3+} , Fe^{4+} , Ru^{4+}), LS-конфигурацией d^7 (Co^{2+} , Ni^{3+} , Pd^{3+}), а также окта-комплексы с конфигурацией d^9 (Cu^{2+} , Ni^{1+} , Pd^{1+} , Ag^{2+}) [2]. Все ЯТ-конфигурации d -ионов включают один e_g -электрон или одну e_g -дырку сверх устойчивых, полностью или наполовину заполненных, оболочек. В этом смысле они похожи на конфигурации многочисленного семейства ионов с одним ns -электроном сверх заполненных оболочек, например, $6s$ -электроном в Hg^+ , Tl^{2+} , Pb^{3+} , Bi^{4+} . Эти ионные конфигурации являются неустойчивыми относительно реакции диспропорционирования, или даже несуществующими (missing oxidation states [3]). Так, в $BaBiO_3$ вместо номинальной валентности $4+$ висмут предпочитает устойчивые валентные состояния Bi^{3+} и Bi^{5+} с полностью заполненными оболочками. Однако, в отличие от ионов с ns -электронами для ЯТ-ионов мы имеем дело с орбитальным вырождением для e_g -электронов/дырок, а значит, возможностью конкуренцией между «дестабилизирующим» эффектом диспропорционирования и «стабилизирующим» эффектом Яна-Теллера, приводящим к структурному искажению и орбитальному упорядочению [1]. В зависимости от соотношения параметров электронно-колебательного взаимодействия,

энергии диспропорционирования, интегралов зарядового переноса, обменных интегралов, в ЯТ-магнетиках реализуются самые различные фазовые состояния.

В класс ЯТ-магнетиков попадает большое число перспективных материалов с конкуренцией орбитальных, спиновых и зарядовых степеней свободы, находящихся в центре внимания современной физики конденсированного состояния, таких как манганиты RMnO_3 , ферраты $(\text{Ca},\text{Sr})\text{FeO}_3$, рутенаты RuO_2 , $(\text{Ca},\text{Sr})\text{RuO}_3$, $(\text{Ca},\text{Sr})_2\text{RuO}_4$, широкий ряд ферропниктидов (FePn) и феррохалькогенидов (FeCh), 3D-никелаты RNiO_3 , 3D-купрат KCuF_3 , 2D-купраты $(\text{La}_2\text{CuO}_4, \dots)$ и никелаты RNiO_2 , соединения на основе серебра (AgO , AgF_2), рутено-купраты $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8\dots$ [2]. Эти материалы обладают богатым спектром уникальных свойств от различных типов орбитального [1], спинового, зарядового, а также спин-зарядового упорядочения, необычного металлического поведения (“strange, bad metal”), до переходов металл-изолятор и “экзотической” спин-триплетной сверхпроводимости.

В работе рассматривается классификация ЯТ-магнетиков, эффективные гамильтонианы, возможные фазовые состояния, а также дается краткий обзор фазовых диаграмм актуальных ЯТ-магнетиков.

Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2023-0017 Министерства Науки и Высшего Образования Российской Федерации.

[1] К. И. Кугель, Д. И. Хомский, *УФН*, **136**, 621 (1982).

[2] A. S. Moskvina, *Magnetochemistry*, **9**, 224 (2023).

[3] H. Katayama-Yoshida et al., *Appl. Phys. Express*, **1**, 081703 (2008).

Оптическая ориентация горячих экситонов в гибридных наноструктурах

Аверкиев Н.С., Коротченков А.В.,
Котова Л.В., Кочерешко В.П., Вознюк Г.В., Евтихийев В.П.

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

Наблюдение оптической ориентации экситонов в полупроводниковых наноструктурах и измерение поляризованной люминесценции в магнитном поле (эффект Ханле) позволяет исследовать тонкую структуру экситонных уровней, оценивать времена жизни и спиновой релаксации экситонов [1]. Обычно изучаются экситоны с волновыми векторами $\mathbf{K} \approx 0$, возбуждаемые квазирезонансно и излучающие на частоте ω_0 прямых переходов. Ориентация горячих экситонов в объемных

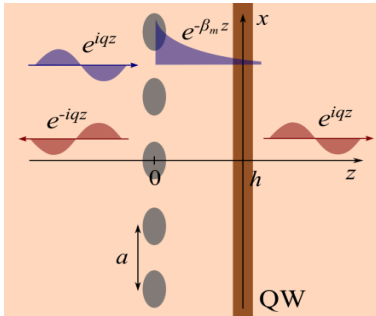


Рис. 1 – Модель гибридной структуре, состоящей из квантовой ямы (QW) и металлических наночастиц.

кристаллах возможна за счет поглощения света на частоте $\omega > \omega_0$ с испусканием оптических фононов, при этом люминесценция наблюдается на частотах $\omega - n\omega_{LO}$. Также горячие экситоны могут возбуждаться в гибридных наноструктурах с наносенной дифракционной решеткой, где экситонам передается импульс и поляризация поверхностных плазмонов [2].

Мы предлагаем изучать ориентацию экситонов в гибридной структуре, состоящей из квантовой ямы (QW) и слоя металлических наночастиц, образующих квадратную решетку с периодом a вдоль

направлений x, y (рис. 1). Рассматриваются экситоны в квантовых ямах GaAs в основном состоянии, образованные тяжелой дыркой (проекция момента на ось роста $\pm 3/2$) и электроном с проекцией спина $\pm 1/2$. Состояния с угловым моментом $M_z = \pm 1$ возбуждаются полем круговой σ_{\pm} -поляризации и расщепляются в продольном магнитном поле B_z . При нормальном (вдоль z) падении света с длиной волны $\lambda > a$ в квантовой яме генерируются экситоны с волновыми векторами обратной решётки $\mathbf{K} = \mathbf{b}_m$, для которых выполняется условие $\omega \approx \omega_0 + \hbar \mathbf{b}_m^2 / (2M_{\text{exc}})$. Поскольку векторы $\mathbf{b}_{m \neq 0}$ превосходят по модулю волновой вектор света, горячие экситоны возбуждаются поверхностными волнами, поле которых затухает в перпендикулярном решетке направлении. Рассчитанные зависимости поляризации излучения от магнитного поля качественно не отличаются от аналогичных зависимостей для экситонов с $\mathbf{K} \approx 0$, и параметры Стокса излучения значительно уменьшаются по сравнению с ситуацией без решетки. Однако теперь в них входят времена жизни и спиновой релаксации горячих экситонов. Теоретически показана возможность использования метода оптической ориентации для изучения экситонов с большими волновыми векторами, возбуждаемых полем короткопериодной металлической решетки. Для экспериментальной реализации эффекта наиболее подходящими представляются структуры с QW шириной около 10 нм на основе AlGaAs, для которых в настоящее время отрабатывается технология нанесения решетки металлических частиц из золота.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект № 22-12-00139).

[1] R. Planel and C. Benoit a la Guillaume, *Optical Orientation of Excitons, in Optical Orientation, edited by F. Meier and B. P. Zakharchenya (North-Holland, Amsterdam, 1984).*

[2] I.A. Akimov et al. *Phys Rev B* 103, 085425 (2021).

Объемная и поверхностная рекомбинация носителей заряда в спектрах фотолюминесценции и катодолуминесценции монокристалла $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$

Ахатов М.В.¹, Жевстовских И.В.¹, Сарычев М.Н.², Семенова О.И.³

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

²Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург

³ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск

В последнее десятилетие наблюдается огромный интерес к исследованию различных свойств металл-органических полупроводниковых перовскитов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbX}_3$ ($\text{X}=\text{I}, \text{Br}, \text{Cl}$) вследствие их потенциального применения в фотовольтаике, оптоэлектронике и микроэлектронике [1, 2]. Ключевой вопрос таких исследований связан с выявлением природы необычных свойств этих материалов. В работе представлены результаты исследования фотолюминесценции (ФЛ) и катодолуминесценции (КЛ) в интервале температур 160 К-300 К, полученные на одном и том же монокристалле $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$. Спектры ФЛ записаны при длине волны возбуждающего лазера 405 нм, спектры КЛ получены при ускоряющем напряжении 1300 В и токе 2 мА. Выбор значения ускоряющего напряжения определялся тем, чтобы получить достаточно высокую интенсивность КЛ эмиссии и при этом избежать эффектов вторичного поглощения.

В спектрах ФЛ и КЛ мы обнаружили подобные эмиссии с энергиями вблизи края оптического поглощения (около 2.3

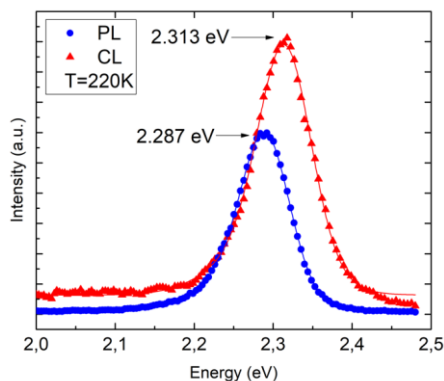


Рис. 1 – Спектры ФЛ и КЛ монокристаллов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ при $T=220\text{K}$.

eV), положения которых сдвигались в большие энергии (синий сдвиг) с ростом температуры. При этом энергия пиков КЛ для каждой температуры оказалась выше энергии ФЛ эмиссии на величину около 20 meV (Рис. 1). Для оценки глубины проникновения в образец $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ электронного пучка мы выполнили моделирование методом Монте Карло. При расчетах предполагалось, что диффундирующий атом представлен экранированным потенциалом Резерфорда, а отклонение траектории проникающего электрона при столкновении определяется из дифференциального сечения упругого рассеяния. На Рис. 2 приведены результаты расчета, где по оси X отложена максимальная глубина проникновения электронов, а по оси Y- число соударений (попаданий), нормированное на число первичных электронов. Из Рис. 2 видно, что пучок электронов при ускоряющем напряжении 1300 V проникает в образец на глубину около 40 nm, что почти на порядок меньше, чем при возбуждении 405 nm лазером для ФЛ. Поэтому можно считать, что в спектрах ФЛ мы имеем дело с объемной рекомбинацией носителей, а в КЛ – с поверхностной. Одной из причин различия положений ФЛ и КЛ пиков может быть образование в приповерхностном слое образца электрического поля, образованного из разномыменно заряженных вакансионных дефектов [3].

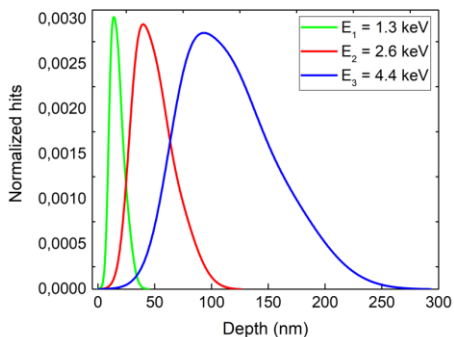


Рис.2 – Результаты моделирования

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме “Электрон” № 122021000039-4.

[1] Han T.-H. et al., *Nat. Rev. Mater.* **7**, (2022).

[2] Cho Y. and Jo W. *Nanoscale* **14**, (2022).

[3] Wenger B. et al., *Nat. Commun.* **8**, 590 (2019).

Наблюдение гигантского планарного эффекта Холла в ультрачистом монокристаллическом образце селенида ртути

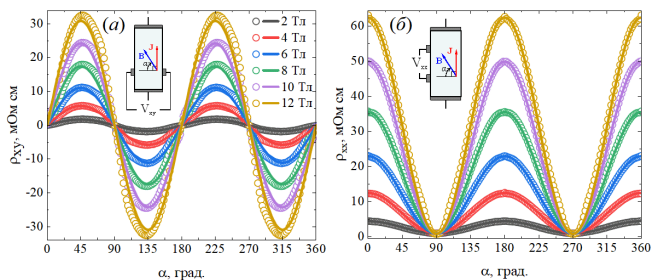
Бобин С.Б., Лончаков А.Т.

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

Планарный эффект Холла (ПЭХ) в качестве нового гальваномагнитного явления был открыт в 1954 г. в кристаллах *n*- и *p*-Ge [1] и объяснен анизотропией магнитосопротивления (МС), отражающей анизотропию поверхности Ферми и времени релаксации. В эксперименте ПЭХ обнаруживается как появление поперечной разности потенциалов в случае, когда магнитное поле и приложенное к образцу электрическое поле, вызывающее протекание тока через образец, находятся строго в одной плоскости и образуют угол, отличный от 0 (π) или $\pi/2$ ($3\pi/2$). В последние годы после открытия топологических полуметаллов Дирака и Вейля интерес к ПЭХ значительно возрос. В 2017 г. появились теоретические работы [2, 3], согласно которым в этих материалах появление ПЭХ должно быть следствием присущей им киральной аномалии. Поэтому для подтверждения топологической природы электронного спектра в какого-либо материале принципиальное значение приобретает фактор ПЭХ. Выявление в немагнитном селениде ртути, обладающим поверхностью Ферми близкой к сферической, ПЭХ, обусловленного киральной аномалией, являлось главной целью настоящей работы.

В качестве объекта исследования был выбран ультрачистый образец HgSe. Под этим термином подразумевается рекордно низкая для HgSe концентрация электронов $5.5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и рекордно высокая подвижность $3.4 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В с}$. Измерения магнитотранспортных свойств были выполнены при $T = 80 \text{ К}$ и 150 К стандартным 4-х зондовым методом в магнитном поле B до 12 Тл. Эксперимент показал, что вращающееся в плоскости образца магнитное поле индуцирует характерную

осциллирующую с углом поворота α зависимость поперечного ρ_{xy} и продольного ρ_{xx} магнито-



сопротивления с периодом π , при этом зависимость $\rho_{xy}(\alpha)$ демонстрирует экстремумы при $\alpha = \frac{\pi}{4}$ и $\frac{3\pi}{4}$, а $\rho_{xx}(\alpha)$ – при $\alpha = 0$ и $\frac{\pi}{2}$. Это видно из рисунка, где приведены экспериментальные данные $\rho_{xy}(\alpha)$ и $\rho_{xx}(\alpha)$, полученные при $T = 80$ К в поле 10Тл (символы). Сплошные кривые – подгонка экспериментальных данных $\rho_{xy}(\alpha)$ и $\rho_{xx}(\alpha)$ по формулам теории [2], учитывающей киральную анизотропию.

Как видно из рисунка, амплитуда ПЭХ достигает при этих параметрах эксперимента в ультрачистом HgSe 50 мОм·см, превышая амплитуду ПЭХ в известных топологических полуметаллах при близких T и B от 10 до 1000 раз. Поэтому ПЭХ в ультрачистом HgSe можно определить как «гигантский». Экстремально большая величина ПЭХ в HgSe является хорошей основой для практического применения чистых монокристаллов селенида ртути в качестве чувствительных сенсоров планарной компоненты магнитного поля.

Открытие в настоящей работе в ультрачистом монокристалле HgSe предсказанного теорией ПЭХ вместе с обнаруженным нами ранее в этом же образце киральным магнитным эффектом [4] служит весомым аргументом в пользу существования в этом изотропном и немагнитном материале электронной топологической фазы полуметалла Вейля.

[1] C. Goldberg, et al., *Physical Review* **94**, 1121 (1954),

[2] A.A. Burkov, *Physical Review B* **96**, 041110 (2017),

[3] S. Nandy, et al., *Physical Review Letters* **119**, 176804 (2017),

[4] A.T. Lonchakov, et al, *J. Phys. Condens. Matter* **35**, 065501 (2023).

Затухание фононов в двумерных изгибных мембранах

Коковин А.Д.^{1,2}, Качоровский В.Ю.³, Бурмистров И.С.^{2,4}

¹Московский физико-технический институт, 141700, Москва

²Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 142432, Черноголовка

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург

⁴Лаборатория физики конденсированного состояния, НИУ ВШЭ, 101000, Москва

Развита теория динамики внеплоскостных деформаций гибких двумерных материалов. Изучено затухание изгибных фононов в кристаллических мембранах, в том числе графене.

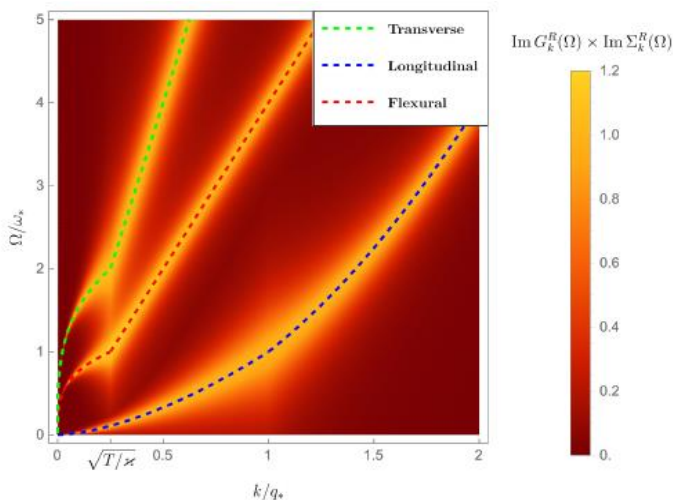


Рис. 1 – спектры изгибного и плоскостных фононов.

Мы показываем, что динамическая перенормировка спектра не содержит логарифмические ультрафиолетовые вклады, в отличие от статической перенормировки. Этот факт позволяет найти скейлинговую форму затухания, определить его поведение на малых и больших частотах и вывести точное выражение для динамических индексов изгибных и плоскостных фононов в длинноволновом пределе. Будет обсуждено применение полученных результатов к экспериментам по фоновым спектрам в графене и динамике наномеханических резонаторов на основе графена. Доклад основан на работах [1,2].

[1] A. D. Kokovin, I. S. Burmistrov, "Attenuation of flexural phonons in free-standing crystalline two-dimensional materials", arxiv:2312.04138.

[2] A. D. Kokovin, V. Yu. Kachorovskii, I. S. Burmistrov, "Narrowing of the flexural phonon spectral line in stressed crystalline two-dimensional materials", arxiv:2312.04139.

Технология магнитного охлаждения: деградация физических свойств магнитных материалов в циклических магнитных полях

Гамзатов А.Г.

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала

Технология магнитного охлаждения, в основе которой лежит магнитокалорический эффект (МКЭ), отвечающий высоким требованиям энергоэффективности и экологии, является одной из перспективных областей применения магнитных материалов. Хотя процесс создания твердотельных магнитных холодильников выходит в практическую плоскость (созданы и описаны десятки типов холодильных машин, отличающихся конструкцией, характеристиками, рабочими телами), технология магнитного охлаждения столкнулась с множеством проблем, требующих дальнейших научных и научно-поисковых исследований. Так, весьма острой остается необходимость изучения природы частотной зависимости адиабатического изменения температуры в материалах с гигантскими значениями МКЭ. Недавние исследования показали [1, 2], что величина адиабатического изменения температуры уменьшается с ростом частоты циклического магнитного поля вблизи фазовых переходов и первого и второго рода. Кроме того, наблюдается деградация эффекта при долговременном воздействии циклических полей, что напрямую препятствует практическому применению.

В данной работе приводится обзор современного состояния исследований частотной и циклической стабильности МКЭ в перспективных для технологии магнитного охлаждения магнитных материалах.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 24-43-00156, <https://rscf.ru/en/project/24-43-00156/>)

[1] A. M. Aliev, A. G. Gamzatov, *JMMM*, **553**, 169300 (2022).

[2] A.G. Gamzatov, et al., *J. of Alloys and Comp.* **965**, 171451 (2023).

Электронная структура вицинальных поверхностей трехмерного топологического изолятора Bi_2Te_3

Голяшов В.А.¹, Кумар Н.¹, Тарасов А.С.¹, Швец И.А.², Еремеев С.В.³,
Кох К.А.⁴, Терещенко О.Е.¹

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

²ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

³ИФПМ СО РАН, 634055, Томск, пр. Академический, 2/4

⁴ИГМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Коптюга, 3

Ряд соединений VVI, например, Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3 , Bi_2Se_3 и их твердые растворы, являются трехмерными топологическими изоляторами (ТИ) и характеризуются наличием металлических поверхностных состояний (ПС) с квазилинейным законом дисперсии в виде единственного в зоне Бриллюэна конуса Дирака с геликоидальной спиновой текстурой. Данные материалы имеют слоистую тетрадимитную кристаллическую структуру, в которой блоки из пяти чередующихся гексагональных слоев связаны между собой слабыми силами Ван-дер-Ваальса, и обладают идеальной спайностью вдоль поверхности (111). Получение других поверхностей скола представляет собой нетривиальную задачу. Поэтому, несмотря на огромный интерес к этим материалам, подробно исследована только электронная структура поверхностей (111). Однако, являясь сильными ТИ с топологическим инвариантом $\nu_0 = 1$, эти соединения должны проявлять топологически защищенные ПС на любой кристаллографической поверхности.

В настоящей работе нам впервые удалось наблюдать дисперсию топологических поверхностных состояний на поверхности (10-1) трехмерного топологического изолятора Bi_2Te_3 с помощью метода фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением. Для этого была отработана методика приготовления атомарно-чистых и структурно-упорядоченных поверхностей монокристаллов соединений VVI, включающая ионную полировку исходных поверхностей среза, химическую

обработку в растворе HCl-изопропанол для удаления поверхностных оксидов [1] и низкотемпературный отжиг в сверхвысоком вакууме.

Было обнаружено, что топологические ПС на поверхности (10-1) Bi₂Te₃ в целом сохраняют квазилинейный дираковский закон дисперсии, но проявляют сильную анизотропию фермиевской скорости. При

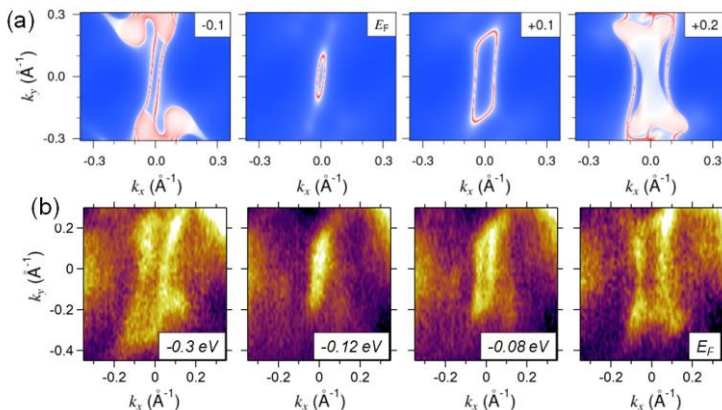


Рис.1 – Сечения поверхностей постоянной энергии для (10-1) Bi₂Te₃, полученные из DFT расчета (a) и измеренные методом ФЭСУР (b), $h\nu = 21.22$ эВ, $T = 300$ К.

этом форма полученных поверхностей постоянной энергии хорошо согласуется с результатами DFT расчетов (Рис.1) для нереконструированной поверхности (10-1) Bi₂Te₃. Также было замечено, что на полученной точка Дирака наблюдаемых топологических ПС находится в объемной запрещенной зоне. Расчеты показали, что в отличие от случая Ван-дер-Ваальсовой поверхности (111), положение точки Дирака ПС на вицинальных поверхностях ТИ должно зависеть от поверхностного потенциала, и, в частности, от зарядового состояния атомов и наличия реконструкции на поверхности.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект № 22-12-20024.

[1] A.S. Tarasov et al., *Applied Surface Science*, 569, 150930 (2021)

Формирование молекулярных наноструктур при термовакuumном осаждении в магнитном поле

Гордеев К.М.^{1,2}, Сачков Ю.И.^{1,2}, Коптяев А.И.¹

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

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603022, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Фталоцианины – плоские молекулы диаметром ~ 1.2 нм с кольцом полностью делокализованных π -электронов, обладают интересными оптическими свойствами и локальными магнитными моментами. Они сочетают термическую устойчивость, доступность и перспективы применения в ряде передовых технологий. За счет включения различных парамагнитных атомов (Fe, Mn) в центр фталоцианинового кольца можно изменять электронные и магнитные свойства молекулы в определенных пределах [1].

Поскольку молекулы могут быть подвижны внутри растущего на гладкой поверхности слоя, воздействие статического магнитного поля в определенной проекции, особенно при повышенной температуре подложки, может вызвать физические изменения в тонких пленках [2]. В результате, изменяется их микроскопическая морфология и, следовательно, транспорт носителей заряда [3]. В предыдущей работе был изучен фталоцианин марганца (MnPc) – парамагнитный комплекс со спином $3/2$. Одним из любопытных эффектов является увеличение количества кристаллических виско-ров при вакуумном росте слоев MnPc в магнитном поле [1].

В данной работе мы изучали рост безметалльного фталоцианина H₂Pc в аналогичных условиях для того, чтобы выделить эффекты, приносимые отдельно гетероциклом – без учёта парамагнитного атома металла. Приложение магнитного поля с напряженностью 0.5 Т позволяет изменять количественное соотношение между кристаллитами

двух типов – Рис. 1. В присутствии поля количество вискеров увеличивается и меняется их форма, а размеры всех объектов на поверхности подложки становятся меньше в несколько раз.

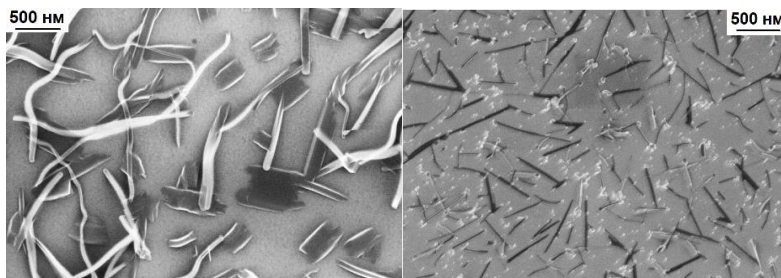


Рис. 1 – СЭМ изображения слоев H_2Pc , осаждённых на кремниевую подложку без наложения магнитного поля (слева) и в поле с напряженностью 0.5 Т (справа).

В докладе приводятся экспериментальные данные по оптическим спектрам, поверхностному рельефу и кристаллической структуре фталоцианиновых слоев, выращенных в вакууме без полевого воздействия и в присутствии поля, и далее сравниваются результаты для исходно диа- и парамагнитных молекул.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект № 24-23-00414.

[1] P.A. Yunin et al., *Vacuum*, **194**, 110584 (2021),

[2] Hyeon-Gu Jeon et al., *Organic Electronics*, **11**, 1723–1728 (2010),

[3] Z.J. Comeau et al., *Small*, **19**, 2206792 (2023).

Гибридные гамильтонианы для описания электронных свойств твистронных ван-дер-ваальсовых гетероструктур на основе графена

Еналдиев В.В.^{1,2}

¹Международный центр теоретической физики им. А.А. Абрикосова, МФТИ, Долгопрудный, 141701, Московская область

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, 125009

Открытие сверхпроводимости и сильно коррелированных состояний [1] стимулировало исследования ван-дер-ваальсовых гетероструктур с малым углом разориентирования между слоями. Электронные свойства подобных твистронных гетероструктур меняются благодаря муаровой сверхрешетке на интерфейсе, период которой определяется углом разориентирования слоев, θ . При малых $\theta \ll 1$ закон дисперсии электронов в гетероструктуре перенормируется за счет гибридизации состояний каждого из слоев и образования минizonной структуры. В докладе будет представлен подход [2] для описания электронов в графеновых ван-дер-ваальсовых гетероструктурах с муаровой сверхрешеткой на основе гибридного гамильтониана, использующего $k\mathbf{r}$ -приближение для движения в плоскости слоев и туннельного интеграла, описывающего межслоевую гибридизацию. Последний моделируется в приближении сильной связи для локального стакинга (вертикального выравнивания) между слоями и разложения в ряд Фурье туннельных матричных элементов по векторам решетки в плоскости слоев, с удержанием самых больших амплитуд. Полученный гибридный гамильтониан можно применять для описания электронов как в нерелаксированных муаровых сверхрешетках, так для описания доменных стенок и доменной структуры, возникающих в слабо разориентированных бислоях двумерных материалов при релаксации решетки.

В качестве примера применения гибридного гамильтониана будет

рассмотрена АВ/ВА доменная стенка в бислое графена, представляющая собой границу между доменами с АВ и ВА бернальным stackingом, возникающими в слабо разориентированных бислоях графена при релаксации решеток. Будет показано [3], что даже в отсутствие щели в объемном спектре АВ/ВА доменная стенка поддерживает некиральные локализованные состояния вблизи точки нейтральности, превращающиеся в квазистационарные при перекрытии со континуумом состояний рассеяния.

Также будет продемонстрировано применение модели гибридного гамильтониана для ван-дер-ваальсовых структур на основе тонкого ромбоэдрического графита с границей двойникования. Будет показано [4], что несмотря на одноэлементный состав таких структур, при определенных условиях они проявляют спонтанную ферроэлектрическую поляризацию, величина которой зависит от асимметрии положения границы двойникования.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

[1] E.Y. Andrei, A. H. MacDonald, *Nature Materials* **19**, 1265 (2020).

[2] A. Garcia-Ruiz, H.-Y. Deng, V. V. Enaldiev, V.I. Fal'ko, *Phys. Rev. B* **104**, 085402 (2021).

[3] V.V. Enaldiev, C. Mouldale, A.K. Geim, V.I. Fal'ko, *arXiv:2307.14293* (2023).

[4] A. Garcia-Ruiz, V. Enaldiev, A. McEllistim, V.I. Fal'ko, **23**, 4120 (2023).

Тонкая экситонная структура и рекомбинация дырочно-акцепторных пар в монокристаллах гибридных перовскитов

Жевстовских И.В.¹, Аверкиев Н.С.², Сарычев М.Н.³, Семенова О.И.⁴,
Терещенко О.Е.⁴

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург

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

³Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург

⁴ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск

Обнаруженная в последние годы уникальная комбинация оптоэлектронных свойств металл-органических (гибридных) перовскитов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbX}_3$ ($\text{X}=\text{I}, \text{Br}, \text{Cl}$) стимулирует дальнейшие исследования этих материалов из-за их высокого потенциала для фотовольтаики и оптоэлектроники. В полупроводниках с прямой запрещенной зоной наблюдаются два вида фотовозбуждений вблизи краев зон: свободные носители и экситоны. Энергия связи экситона E_b определяет баланс заселенностей между этими двумя видами. Однако, в объемных гибридных перовскитах определение энергии E_b из спектров фотолюминесценции часто затруднено из-за наличия широкой эмиссии вблизи края оптического поглощения, обусловленной дефектами, маскирующей экситонную линию. В работе представлены результаты исследования фотолюминесценции (ФЛ) и фототока (ФТ), полученные в высококачественных монокристаллах $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ [1, 2] и $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ в широком интервале температур (6 К-300 К). Спектры ФЛ для кристалла $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}$ получены на длине волны возбуждающего лазера 405 нм, мощность лазера варьировалась от 0.01 мВт/см² до 1920 мВт/см², для состава $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ спектры сняты на длине волны лазера 532 нм, мощность лазера менялась в интервале 0.1-550 мВт/см².

В низкотемпературной орторомбической фазе ($T < 150$ К) в спектрах

ФЛ мы обнаружили многокомпонентную эмиссию в обоих составах $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ и $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ вблизи энергии запрещенной зоны. Анализ термической эволюции положения всех пиков, их интенсивностей и ширины линии, а также положения и интенсивности пиков от мощности возбуждающего лазера позволил идентифицировать их природу. В образце $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ широкая ФЛ эмиссия обусловлена связанными экситонами, рекомбинацией пары донор-акцептор (ДАП) и авто-локализованными экситонами, мы определили наиболее подходящие дефекты, обуславливающие эти переходы [2]. В спектре фототока наблюдалась тонкая экситонная структура, полагая, что это основное и возбужденное состояние экситона Ванье-Мотта, который часто описывается в модели водорода [3], мы определили энергию связи экситона равную 19 meV [1].

В перовските $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ желтая ФЛ эмиссия вызвана ДАП рекомбинацией и авто-локализованными экситонами. При больших мощностях лазера (1920 mW/cm^2) мы выявили тонкую структуру спектра экситона. В рамках модели водорода мы определили следующие параметры: энергию связи экситона, равную 12 meV, радиус Бора основного $1s$ состояния (5.22 nm) и первого возбужденного $2s$ состояния (20.87 nm), диэлектрическую константу (11.52). Показали, что ДАП переход в $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ обусловлен природными дефектами – вакансиями свинца и брома, образующими дефект Шоттки.

Полученные значения энергии связи экситонов в гибридных перовскитах указывают на то, что при комнатной температуре и выше фотофизика их электронных свойств определяется свободными носителями заряда.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме “Электрон” № 122021000039-4.

[1] I.V. Zhevstovskikh et al., *J. Phys.: Condens. Matter*, **33**, 045403 (2021).

[2] I.V. Zhevstovskikh et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **55**, 095105 (2022).

[3] M. Baranowski, P. Plochocka, *Adv. Energy Mater.* **10**, 1903659 (2020).

Применение тонких ферромагнитных пленок CoPt(Pd) в качестве функционального материала нанoeлектроники

Здоровейшев А.В.¹, Дорохин М.В.¹, Кудрин А.В.¹,
Темирязева М.П.², Темирязов А.Г.²

¹НИФТИ ННГУ, 603022, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23/3

²Фрязинский филиал ИРЭ РАН, 141190, Фрязино, пл. Введенского, 1

Исследование многослойных тонких ферромагнитных пленок типа CoPt(Pd) является актуальной задачей наноспинтроники. Интерес к таким пленкам обусловлен их уникальной магнитной структурой, благодаря которой они имеют ярко выраженную анизотропию намагниченности с осью легкого намагничивания, расположенной перпендикулярно плоскости роста даже при очень малых толщинах пленки. [1] Магнитные свойства таких пленок сохраняются при температурах, значительно превышающих комнатную. Поскольку в качестве тяжелого металла используются благородные металлы (Pt, Pd), пленки такого типа обладают повышенной коррозионной стойкостью. Благодаря наличию межфазного обменного взаимодействия Дзялошинского-Мория [2] между атомами металлов в таких пленках возможно существование стабильных при комнатной температуре «скирмионов».

Ферромагнитные слои CoPt(Pd) имеют огромное количество потенциальных применений в самых разнообразных областях науки и техники. В настоящей работе исследуемые пленки были сформированы методом электронно-лучевого попеременного испарения мишеней из высокочистых материалов в высоком вакууме, в отличие от более распространенного в литературе метода магнетронного распыления. Применяемый нами метод является низкоэнергетическим (энергии испаряемых атомов «тепловые» около 0,1 эВ), в то время как используемые в методе магнетронного

распыления минимальные величины энергии на порядок выше. Это позволяет наносить пленки, содержащие такие диффузионно-активные материалы, как Со, даже на поверхность светоизлучающих гетеронаструктур с тонкими покровными слоями, закрывающими активную область светодиода.

В работе приведены результаты измерений основных свойств получаемых пленок СоPt(Pd) и показаны возможности их применения в качестве функциональных слоев прототипов приборов и покрытий приборов нанoeлектроники. Рассмотрены принципы работы и основные характеристики таких приборов, как спиновый светоизлучающий диод [1]; детектор циркулярно-поляризованного излучения [2]; элемент магниторезистивной памяти; магнитоуправляемый спиновый светодиод, в качестве беспроводного детектора магнитного поля; зонды и тестовые образцы магнитно-силового микроскопа [4]; термоэлектрические элементы, работающие на эффекте Нернста – Эттингсгаузена [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (21-79-20186).

[1] М.В. Дорохин и др., *ФТТ*, **59**, вып. 11, 2135 (2017).

[2] А.В. Кудрин и др., *ФТТ*, **60**, вып. 11, 2236 (2018).

[3] M. Ved et al., *Appl. Phys. Lett.*, **118**, P092402 (2021).

[4] Ю. М. Кузнецов и др., *УФН*, **193**, вып. 3, 331 (2023).

[5] Е. А. Мамонов и др., *ЖЭТФ*, **163**, вып. 1, 41 (2023).

Халькогенидная наноэлектроника: от халькогенидных стекол до двумерных халькогенидов

Колобов А.В.

Институт физики, Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, С.-Петербург 191186, наб. Мойки, 48

Халькогениды, полупроводниковые соединения, содержащие атомы элементов VI (16-й) группы серу, селен и/или теллур, занимают особое место в семье полупроводниковых материалов, ибо именно с них началась история полупроводников. Характерная для полупроводников температурная зависимость проводимости наблюдалась в 1833 году Фарадеем для сульфида серебра, в 1874 году Смит, изучая селен, обнаружил явление фотопроводимости, в том же году эффект выпрямления впервые наблюдался Брауном на контакте металл-сульфид свинца и т.д.

Ненадолго уступив главную сцену кремнию и полупроводникам III-V, халькогениды вновь заявили о себе в 1965 году, когда Б.Т. Коломиец и Н.А. Горюнова обнаружили полупроводниковые свойства некоторых халькогенидных стекол, что привело к смене парадигмы о природе возникновения запрещенной зоны в полупроводниках и интенсивным исследованиям нового класса полупроводниковых материалов - аморфных полупроводников, нашедших широкое практическое применение, прежде всего в устройствах оптической и энергонезависимой памяти [1,2]. Халькогенидами являются и такие бурно исследуемые в настоящее время материалы как топологические изоляторы и двумерные полупроводники, в частности дихалькогениды переходных металлов [3].

Одной из характерных особенностей халькогенидов является наличие у атомов халькогена неподеленных электронных пар, которые не участвуют в образовании химических связей, но энергетические

уровни которых формируют потолок валентной зоны и в значительной степени определяют свойства материалов, в частности их полиморфизм.

В докладе будут рассмотрены физические явления характерные для таких классов халькогенидных полупроводников как халькогенидные стеклообразные полупроводники (обратимые фотоструктурные превращения, фотоанизотропия [1,2]), фазопеременные материалы (эффекты переключения и памяти [3-5]), двумерные полупроводники (особенности структуры, свойства в пределе монослоя, реконfigurирование щели ван-дер-Ваальса как способ контроля свойств). В конце доклада будут приведены примеры практического применения халькогенидных полупроводников в устройствах нано- и оптоэлектроники [6] и фотоники.

[1] A.V. Kolobov, *Photo-induced Metastability in Amorphous Semiconductors*, Wiley-VCH, 2003.

[2] A.V. Kolobov, J. Tominaga, *Chalcogenides: Metastability and Phase-change Phenomena*, Springer, 2012.

[3] A.V. Kolobov, J. Tominaga, *Two-dimensional Transition-metal Dichalcogenides*, Springer, 2016.

[4] A.V. Kolobov et al., *Nature Materials*, 3 (2004) 703

[5] A.V. Kolobov et al., *Nature Chemistry*, 3 (2011) 311

[6] R.E. Simpson, ... A.V. Kolobov, ..., *Nature Nanotechnology*, 6 (2011) 501

In situ исследование оптических свойств спинового бесщелевого полупроводника FeCrTiAl

Коренистов П.С., Шредер Е.И., Наумов С.В.

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

Сплавы Гейслера, в которых наблюдаются состояния полуметаллического ферромагнетика (далее ПМФ) и спинового бесщелевого полупроводника (далее СБП) относятся к классу спиновых материалов [1]. В них, благодаря высокой температуре Кюри T_C , может быть реализована высокая спиновая поляризация носителей заряда P при комнатной температуре [2]. Такие материалы оказались перспективными для использования в устройствах спинтроники и микроэлектроники [3]. Поэтому ведется активный теоретический поиск [4] и экспериментальное исследование [5] спиновых материалов.

Для исследования состояний СБП был выбран сплав FeCrTiAl. Согласно теоретическим предсказаниям [6], данное соединение может кристаллизоваться в кубическую структуру типа LiMgPdSn. Данная структура является метастабильной с параметром устойчивости $E_{CH} \sim 0.0504$ эВ/атом. В случае, если сплав будет синтезирован в данной структуре, то в электронных транспортных и магнитных свойствах будут проявляться состояния СБП второго типа (см. работу [7]).

Экспериментальные проявления СБП состояний были выделены Д. Рани в обзоре [8]. К ним можно отнести большое остаточное удельное сопротивление ρ_0 порядка 300 мкОм·см и отрицательный температурный коэффициент сопротивления TCR порядка 100 ppm/K [9]. Кроме того, в данных соединениях по сравнению с ПМФ, относительно малая концентрация носителей заряда $n \sim 10^{19}$ см⁻³ [9]. Данные особенности проявляются благодаря необычной электронной структуре, которую можно исследовать оптическими методами, что является целью данной работы.

В результате проведенной поисковой работы было установлено, что

соединение FeCrTiAl кристаллизуется преимущественно в гексагональную структуру с некоторой долей кубической фазы, содержание которой удалось увеличить, изменив условия синтеза [10]. Полностью стабилизировать кубическую решетку не удалось. Полученный результат может говорить о том, что предсказания К. Гао о стабильности кубической структуры типа LiMgPdSn верны лишь частично. Наблюдаемое двухфазное структурное состояние скорее всего вызвано сильным обменным взаимодействием между атомами Fe (Cr) и Ti, которое, по-видимому, не было учтено в расчетах термодинамической стабильности структуры типа LiMgPdSn в соединении FeCrTiAl. Для подтверждения данного предположения требуются дополнительные исследования. Оптические исследования выполнены эллипсометрическим методом Битти при комнатной температуре на воздухе в спектральном диапазоне от 0.07 до 5 эВ ($\lambda = 0.25 - 13$ мкм). Обнаружено значительное изменение оптической проводимости в зависимости от структурного состояния образца: изменяется положение и соотношение интенсивности пиков межзонного поглощения, а также уровень внутризонного поглощения.

- [1] T. Graf, C. Felser & S. S. P. Parkin, *Prog. Solid State Chem.* **39**, 1 (2011)
- [2] L. Bainsla et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **394**, 82 (2015)
- [3] K. Elphick et al., *Sci. Technol. Adv. Mater.* **22**, 235 (2021)
- [4] S. Jiang & K. Yang, *J. Alloys Compd.* **867**, 158854 (2021)
- [5] D. Rani, D. K. Pandey, Y. Kimura, R. Y. Umetsu & R. Chatterjee, *J. Appl. Phys.* **132**, 193907 (2022)
- [6] Q. Gao, I. Opahle & H. Zhang, *Phys. Rev. Mater.* **3**, 024410 (2019)
- [7] X. L. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 156404 (2008)
- [8] D. Rani, L. Bainsla, A. Alam & K. G. Suresh, *J. Appl. Phys.* **128**, 220902 (2020)
- [9] L. Bainsla et al., *Phys. Rev. B* **91**, 104408 (2015)
- [10] П. С. Коренистов, С. В. Наумов & А. Ф. Прекул, *СПКФС–23*, 223 (2023)

Ферромагнитные полупроводниковые структуры A^{III}B^V:Fe, полученные импульсным лазерным осаждением

Кудрин А.В., Лесников В.П., Дорохин М.В., Данилов Ю.А.,
Крюков Р.Н., Яковлева А.А.

Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина 23/3.

Последние исследования в области полупроводниковой спинтроники показывают, что наиболее перспективными являются полупроводники A^{III}B^V, легированные не Mn, а атомами Fe. В частности, в Токийском университете методом LT-MBE были получены слои (Ga,Fe)Sb с T_C до 340 К при концентрации Fe до 13 ат. % [1]. В Научно-исследовательском физико-техническом институте Нижегородского государственного университета (НИФТИ) им. Н.И. Лобачевского для создания полупроводниковых структур A^{III}B^V, сильно легированных Fe используется метод импульсного лазерного осаждения (PLD). В НИФТИ впервые были получены эпитаксиальные однофазные слои (In,Fe)Sb с T_C более 300 К при концентрации Fe ~ 17 ат. % [2]. Параллельно аналогичный материал был получен японской группой [3]. Наиболее перспективными для практической реализации приборов полупроводниковой спинтроники видятся ферромагнитные структуры на основе GaAs, сильно легированного Fe. Методом PLD в НИФТИ были получены эпитаксиальные однофазные слои магнитного полупроводника GaAs:Fe с концентрацией железа до 20 ат. % и T_C выше комнатной [4]. Особенностью магнитных полупроводников A^{III}B^V:Fe является не только высокая T_C , но и возможность управления типом проводимости в этих полупроводниках. В частности, (Ga,Fe)Sb это полупроводник p -типа, а (In,Fe)Sb – n -типа. В НИФТИ были получены p - i - n диодные гетероструктуры, содержащие слои ферромагнитного полупроводника

(In,Fe)Sb и (Ga,Fe)Sb [5]. Возможно создание многокомпонентных магнитных полупроводников $A^{III}B^V:Fe$. Это потенциально позволяет управлять основными полупроводниковыми параметрами таких материалов (типом носителей заряда, зонной структурой и параметром решетки) путем варьирования состава матрицы $A^{III}B^V$. В НИФТИ были получены трехслойные эпитаксиальные гетероструктуры с высокотемпературными магнитными полупроводниками на основе полупроводниковых матриц $In_{1-x}Ga_xSb$ и $InAs_{1-x}Sb_x$, сильно легированных Fe (концентрация Fe до 23 ат. %) [6]. В настоящее время в НИФТИ ведутся работы по формированию и исследованию GaAs структур, дельта-легированных Fe. Дельта-легирование потенциально позволяет локализовать легирующую примесь, что может позволить увеличить ее локальную концентрацию и уменьшить влияние на кристаллическое совершенство полупроводниковой структуры. Получены структуры с полупрозрачностью области локализации Fe $\sim 5-7$ нм при максимуме концентрации Fe ~ 10 ат. %. Такие GaAs структуры с дельта-легирующим слоем Fe обладают собственным (intrinsic) ферромагнетизмом с температурой Кюри 100-130 К. Используемый технологический метод ИЛО позволяет формировать структуры с высоким кристаллическим совершенством и обладающие ферромагнитными свойствами до комнатной температуры.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-22-00151, <https://rscf.ru/project/24-22-00151/>.

- [1] N.T. Tu et al., *Appl. Phys. Lett.*, **108**, 192401 (2016),
- [2] A.V. Kudrin et al., *J. App. Phys.*, **122**, 183901 (2017),
- [3] N.T. Tu et al., *Appl. Phys. Exp.*, **11**, 063005 (2018),
- [4] A.V. Kudrin et al., *Semicond. Sci. Tech.*, **35**, 125032 (2020),
- [5] A.V. Kudrin et al., *J. Mag. Mag. Mat.*, **487**, 165321 (2019),
- [6] A.V. Kudrin et al., *Nanomaterials*, **13**, 2435 (2023).

Термоэлектрические свойства топологических изоляторов висмут-мышьяк-теллур и наноккомпозитов с графитом на их основе

Кульбачинский В.А., Кыгин В.Г., Апрелева А.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы

В данной работе представлены результаты исследования термоэлектрических свойств монокристаллических образцов твердых растворов висмут-мышьяк-теллур $\text{Bi}_{2-x}\text{As}_x\text{Te}_3$ ($0 \leq x \leq 0.10$), в интервале температур $77 < T < 330\text{K}$, синтезированных методом Бриджмена. Установлено, что проводимость уменьшается, а коэффициент Зеебека вначале существенно возрастает, а затем уменьшается в твердых растворах $\text{Bi}_{2-x}\text{As}_x\text{Te}_3$ при увеличении x . Теплопроводность образцов с As уменьшается по сравнению с исходным теллуридом висмута при $T < 250\text{K}$ и незначительно возрастает при $T > 250\text{K}$. В результате максимум термоэлектрической эффективности ZT смещается от температуры 300 К до температуры 250 К при увеличении содержания As. В качестве примера на рис. 1 приведены зависимости коэффициента Зеебека S от температуры T для образцов $\text{Bi}_{2-x}\text{As}_x\text{Te}_3$. Коэффициент Зеебека S положителен в $\text{Bi}_{2-x}\text{As}_x\text{Te}_3$ ($x = 0,00-0,1$), что соответствует p -типу проводимости. Обсуждается изменение дефектности кристаллов, которое и приводит к этим эффектам.

Кроме этого исследованы наноккомпозиты $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{графит}$ n -типа.

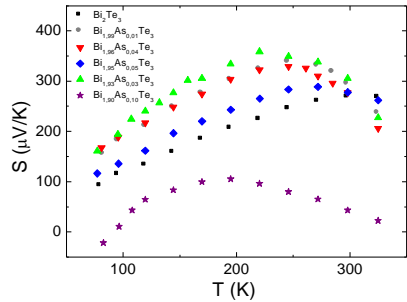


Рис.1 – Зависимости коэффициента Зеебека S от T .

Термоэлектрические свойства нанокompозитов Bi_2Te_3 /графит исследованы как микроскопически, так и макроскопически методами рентгеновской дифракции, рамановской спектроскопии, неупругого рассеяния нейтронов и измерения температурной зависимости теплопроводности κ , коэффициента Зеебека S , удельного сопротивления ρ и концентрация носителей n_n . Термоэлектрические параметры при включении графита в нанокompозитную систему Bi_2Te_3 /графит улучшаются [1]. Анализ спектров комбинационного рассеяния света подтверждает, что графит вносит в систему дефекты и беспорядок. Добавление графита вызывает значительное (17%) уменьшение κ , что обусловлено сильным эффектом рассеяния фононов. Для образца графита $\text{Bi}_2\text{Te}_{3+1 \text{ мас.}\%}$ зафиксирована низкая решеточная теплопроводность κ_L , равная $0,77 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$, приближающаяся к минимальному теоретическому значению κ_{min} . Дисперсия графита изменяет спектр неупругого рассеяния нейтронов низкой энергии, что свидетельствует о модификации плотности состояний фононов в Bi_2Te_3 . Сообщается также об улучшении других термоэлектрических параметров, а именно увеличение коэффициента Зеебека и уменьшение удельного сопротивления. Проведено теоретическое моделирование параметров электрического и теплового транспорта и дано объяснение основного механизма электронного транспорта, предполагающего простую модель баллистического электронного транспорта в одномерных проводящих каналах с двумя разными энергиями.

[1] P. Singha, S. Das, V. A. Kulbachinskii, V. G. Kytin, A. S. Apreleva, J. Appl. Phys., **129**, 055108 (2021); <https://doi.org/10.1063/5.0030745>.

Перенос тепла и заряда в поликристаллическом хромите меди (I), легированном магнием

Кытин В.Г., Корсаков И.Е., Куприянов Е.Е., Константинова Е.А.,
Павликов А.В., Кульбачинский В.А.

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992, Москва, Ленинские горы*

Хромит меди (I) является широкозонным полупроводником и обладает рядом свойств, которые делают его интересным объектом научных исследований и перспективным материалом для практических применений. В частности, хромит меди (I) частично прозрачен для видимого света и является полупроводником *p*-типа. Благодаря наличию в кристаллической решётке ионов хрома хромит меди (I) является мультиферроиком. Концентрация дырок и электропроводность увеличиваются на несколько порядков при легировании некоторыми элементами II группы, в частности магнием.

Предельное содержание магния в хромите меди (I), по-видимому, зависит от метода и условий синтеза. В представляемой работе были исследованы образцы поликристаллического хромита меди (I) синтезированные твердофазным методом с использованием процедуры химической гомогенизации [1]. Содержанием магния в смеси ис-

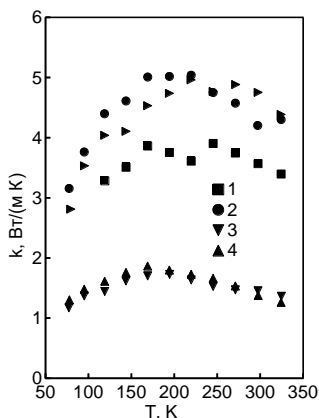


Рис.1 – Температурные зависимости теплопроводности образцов с содержанием магния: 1-0,6 %; 2 -1,3 %, 3 - 2 %; 4 - 3 %; 5 - 4%.

ходных оксидов варьировалось от 0 до 4 ат. %. При этом, согласно данным рентгенофазового анализа, при содержании магния до 3 ат. % в исследованных образцах не наблюдалось присутствие каких-либо фаз кроме основной фазы (хромита меди (I)). В то же время согласно литературным данным предел растворимости магния близок к 1 ат. % [2]. В рентгеновских дифрактограммах образцов с содержанием магния 4 ат. % наблюдался слабый дифракционный максимум, предположительно относящийся к фазе шпинели $MgCr_2O_4$. В спектрах ЭПР исследованных образцов при содержании магния от 0 до 3 ат. % включительно наблюдалась одна широкая линия по форме близкая к лоренцевой. Для образца с содержанием магния 4 ат. % форма линии была более сложной, что косвенно указывает на присутствие второй фазы. При увеличении содержания магния от 0 до 1,3 ат. % теплопроводность образцов монотонно увеличивается, что коррелирует с монотонным увеличением плотности. Однако при увеличении содержания магния от 1,3 до 2 ат. % теплопроводность резко уменьшается более чем 2 раза и остаётся пониженной до содержания магния 3 ат. % включительно (рис. 1). Электропроводность образцов с содержанием магния от 2 до 3 ат. % близка к электропроводности образца с содержанием магния 1,3 ат. %. При увеличении содержания магния от 3 до 4 ат. % теплопроводность и электропроводность резко увеличиваются. В спектрах комбинационного рассеяния света исследованных образцов наблюдались линии, соответствующие колебательным модам хромита меди (I). При этом интенсивность линий в образцах с содержанием магния от 2 до 3 ат. % была более чем в 10 раз меньше, чем в образцах с содержанием магния от 0 до 1,3 ат. % и в образце с содержанием магния 4 ат. %, что указывает на изменение колебательного спектра в образцах с содержанием магния от 2 до 3 ат. %.

[1] V.A. Kulbachinskii et al., *Materials Today: Proceedings*, **44**, 3511 (2021),

[2] A. Maignan et al., *Solid State Communications*, **149**, 962 (2009).

Эффект близости в топологическом изоляторе TaSe₃

Лукманова Р.М.^{1,2}, Кон И.А.^{1,2}, Минакова В.Е.², Зайцев-Зотов С.В.^{1,2}

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

²НИУ ВШЭ, 101000, Москва, Мясницкая 20

Структуры сверхпроводник-топологический изолятор с эффектом близости привлекают большое внимание, так как являются одной из платформ для создания майорановских фермионов [1]. Топологический изолятор TaSe₃ имеет полуметаллическую зависимость сопротивления от температуры и переходит в сверхпроводящее состояние при температуре около 2 К, и потому является топологическим сверхпроводником [2]. При одноосной деформации вдоль направления цепочек TaSe₃ переходит в состояние диэлектрика при относительном удлинении более 1% и теряет свои топологические свойства [3-4].

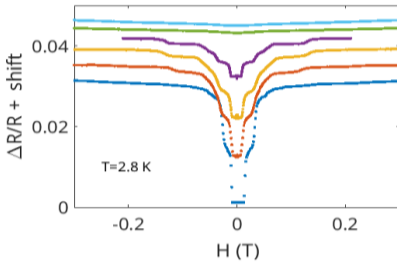


Рис.1 – Магнетосопротивление образца TaSe₃ при продольной ориентации магнитного поля.

В данной работе представлены результаты измерения продольного и поперечного магнетосопротивления образцов TaSe₃ субмикронных поперечных размеров со сверхпроводящими контактами при температуре ниже критической температуры контактов. На зависимостях сопротивления от магнитного поля в полях до 0.2 Тл наблюдаются ступени магнетосо-

противления, которые связаны с эффектом близости. Пример такого поведения представлен на рисунке 1 для образца с индиевыми контактами. В продольной и поперечной ориентациях магнитного поля наблюдаются 3 ступени сопротивления. При растяжении по мере приближения образца к диэлектрическому состоянию изменяется величина ступеней, а также значения полей, при которых они происходят

(рис.2). Измерения проводились при температуре 2.8 К, ниже температуры сверхпроводящего перехода индия 3.4 К. По этой причине возникновение ступеней мы связываем с эффектом близости. Степень, положение которой не зависит от приложенной деформации, мы связываем с подавлением сверхпроводимости в индиевых контактах в магнитном поле. Для других ступеней величина поля существенно зависит от величины деформации, и, следовательно, данное явление является

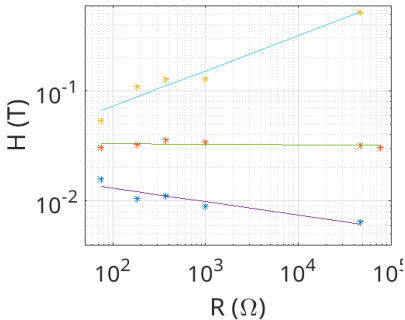


Рис.2 – Зависимость положения ступеней от сопротивления образца при $T = 2.8$ К.

свидетельством эффекта близости как в объемной части, так и на поверхностных состояниях топологического изолятора. Ступени магнетосопротивления наблюдаются и в поле выше предполагаемого критического поля для пленок индия. Так как относительная величина ступеней связана с длиной проникновения сверхпроводимости l , то из соотношения $\Delta R/R \approx 2l/L$, где L - длина образца, можно оценить зависимость длины l от деформации. По нашим оценкам она изменяется от 2.5 мкм до 10 нм с ростом деформации от 0 до примерно 2%.

В докладе представлены результаты исследования характерных длин и полей ступеней при различных величинах деформации и материалах сверхпроводящих контактов, также обсуждаются возможные механизмы возникновения ступеней.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФ 21-72-20114.

- [1] F. Qu et al., *Scientific reports*, **2**, 339 (2012),
- [2] J. Hyun. et al., *Physical Review B*, **105**, 115143 (2022),
- [3] C. Lin et al., *Nature Materials*, **20**, 1168 (2021),
- [4] C. Chen et al., *Matter* **3**, 2055–2065 (2020).

AC Hall effect and photon drag of superconducting condensate

Mel'nikov A.S.^{1,2}, Mironov S.V.², Buzdin A.I.^{3,4}

¹*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudnyi, Moscow region, 141701 Russia*

²*Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia*

³*University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France*

⁴*World-Class Research Center "Digital Biodesign and Personalized Healthcare", Sechenov First Moscow State Medical University, Moscow, 19991, Russia*

The ac Hall effect and related photon drag phenomena are intensively studied in various conducting materials starting from the seminal paper by H.E.M. Barlow in 1958 [1]. The basic idea underlying the mechanism of the momentum transfer from photons to the electrons in a solid can be elucidated by the following qualitative arguments. The charge current is known to contain the Hall term proportional to the vector product $[\vec{E}, \vec{B}]$ of the electric (\vec{E}) and magnetic (\vec{B}) fields in the electromagnetic wave. The photon induced dc current is determined by the time average of this quantity while the time-dependent term gives the second harmonic in the electromagnetic response. These issues have been deeply investigated both theoretically and experimentally for normal metal and semiconducting systems including exotic compounds like graphene, etc. However, surprisingly the photon drag effect in superconducting systems has not been investigated so far, although it is interesting both from the fundamental standpoint and in view of possible applications in superconducting electronics where it may provide the ultra-fast and energy efficient way to control the dissipationless electric currents with electromagnetic radiation.

The goal of our work is to uncover the origin of these phenomena for the

case of superconducting condensates. At first sight the mechanism of the photon drag of superconducting electrons seems to be more or less obvious if we just adopt a standard Drude-like theory with the infinite momentum relaxation time τ which guarantees us the absence of dissipation. This line of reasoning can be very similar to the one suggested, e.g., in [2] for an arbitrary τ . However, such consideration can be justified only provided the Cooper pair wave function satisfies the Galilean invariant dynamic equation which would disregard completely the superconducting order parameter relaxation. Even the simplest microscopic analysis in the gapless limit resulting in the time-dependent Ginzburg-Landau (TDGL) theory immediately shows that the order parameter relaxation can not be neglected destroying, thus, the above arguments based on the Drude-type consideration. Still, it is known that the relaxation constant in the time-dependent Ginzburg-Landau equation is not exactly real due to the small electron - hole asymmetry of the quasiparticle spectrum. It is this asymmetry which is responsible for the partial restoration of the Galilean invariance and, thus, can provide the mechanism of the photon drag of the condensate [3]. In this work we focus on the study of the ac Hall effect and photon drag below the superconducting critical temperature. Starting from the TDGL theory with the complex relaxation constant we investigate the behavior of the dc supercurrent and second harmonic induced by microwave radiation incident on a superconducting half-space or thin superconducting layer. Thus, we get a possibility to describe the second-order nonlinear effects in the microwave response of the condensate responsible for the ac Hall effect and the photon drag phenomena. The mechanism of this second-order nonlinearity is associated with the modulation of the condensate density by the potential of the electron-hole imbalance induced by the incident electromagnetic wave. This work was supported by the Russian Science Foundation (Grant No. 21-72-10161).

[1] H. M. Barlow, *Proc. IRE* **46**, 1411 (1958).

[2] E. L. Ivchenko, *Phys. Status Solidi B* **249**, 2538 (2012).

[3] M. V. Boev, *Phys. Rev. B* **101**, 104512 (2020).

Низкоразмерные структуры на основе HgCdTe для физических исследований и приборных применений

Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Ужаков И.Н., Ремесник В.Г

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

Низкоразмерные и встроенные в сложные структуры с квантовыми ямами (КЯ) $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ на основе широкозонных барьеров (X) и узкозонных слоев (Y) с нанометровыми толщинами привлекли огромное внимание в широкой области исследований в качестве новых материалов. Для изучения физических свойств и выявления новых эффектов необходимо получение высокого структурного и электрофизического качества материалов. Для создания различных структур с нанометровыми слоями метод МЛЭ обеспечивает их выращивание с аналитическим контролем параметров слоев в реальном времени проведения процессов.

Нами проведено исследование процессов роста различных структур с $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ КЯ методом МЛЭ на уникальной научной установке «Обь-М» (УНУ 353512) с высокоточным контролем состава X и Y (~ 0.0005 мол.дол.) и толщины (~ 0.5 нм) in-situ с использованием высокоскоростного лазерного эллипсометра и анализом распределения состава по толщине с использованием метода «эффективной подложки»

Фундаментальные физико-химические исследования процессов роста, легирования и механизмов образования дефектов позволили создать альтернативную подложку CdTe/ZnTe/GaAs, нелегированные, и легированные слои твердого раствора HgCdTe высокого качества

Рассмотрены особенности роста структур с одиночными, двойными и множественными $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ КЯ. Толщина варьировалась от 4 нм до 1000 нм и состав изменялся от чистого HgTe до Y ~0,18. Проведены расчеты и выполнены эксперименты для определения зон-

ной структуры и энергетического положения уровней размерного квантования из измерений спектров поглощения и фотопроводимости в температурном интервале 77-298 К, которые хорошо согласуются. Данные результаты показали возможность создания детекторов ИК излучения в интервале 2 -18 мкм. Длинноволновые ($\lambda_{1/2} = 14$ мкм) фотосопротивления на структурах с множественными КЯ, изготовленные по заводской технологии, имеют фотоэлектрические параметры, сравнимые с аналогичными на основе сплава.

Проведено большое количество исследований электрофизических свойства без магнитного поля и в магнитном поле разных структур прямозонным и с инвертированным зонными спектрами. Получены данные параметров 2D и 3D ТИ, дираковских материалов, плазмонных структур и т.д.

Проведено изучение процессов роста сложных лазерных структур, различного дизайна, включающими волноводные слои HgCdTe и активную зону на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe/Hg_{1-y}Cd_yTe$ КЯ. Установлена связь длины волны стимулированного излучения от толщины и состава Y. Наблюдалось стимулированное ИК и ТГц излучение с длиной волны 3-5 мкм при температурах вблизи комнатной и до 31 мкм при 20 К, соответственно.

Проведено изучение процессов роста новых nВn структур для детекторов спектрального диапазона 3-5 мкм. Измерения темнового тока изготовленных детекторов по меза технологии лимитируется диффузионным механизмом в диапазоне температур от 180 до 300 К, что обеспечивает детектирование при повышенных температурах. Температурная зависимость темнового тока хорошо соответствует эмпирической модели «Rule 07» для классических p-n переходов с предельными характеристиками.

Метод среднего поля для системы триплетных локальных композитных бозонов в ортоникелатах

Нужин С.В., Рюмшин В.С., Панов Ю.Д., Москвин А.С.

ИЕНиМ УрФУ, 620026, Екатеринбург, ул. Куйбышева, 48

В ортоникелатах $RNiO_3$ (R – редкоземельный элемент, или Y) ион Ni^{3+} в низкоспиновой конфигурации $t_{2g}^6 e_g^1$ октаэдров NiO_6 образует янтеллеровский (JT) центр с основным орбитальным дублетом $2E$. Но так как ортоникелаты неустойчивы к переносу заряда с диспропорционированием (альтернативный механизм снятия орбитального вырождения) [1-2], электронная структура соединения представима как система эффективных локальных композитных бозонов с конфигурацией $e_g^{2,3} A_{2g}$, движущихся в решетке немагнитных центров с конфигурацией $t_{2g}^6 A_{1g}$ [3-4].

Мы учитываем в системе перенос бозона на ближайшие узлы в простой кубической решетке с сохранением проекции спина, сохранение числа бозонов в системе, нелокальные заряд-зарядовые корреляции, обменные взаимодействие, одноионную одноосную анизотропию второго порядка и взаимодействие с магнитным полем. В рамках теории среднего поля нами показаны формирования различных фазовых состояний системы эффективных бозонов в ортоникелатах – неупорядоченной металлической фазы и фазы зарядового упорядочения, сопровождаемого магнитным упорядочением.

Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2023-0017 Министерства Образования и Науки Российской Федерации.

[1] Medarde M.L., *J. Phys. Condens. Matter* **9**, 1679 (1997).

[2] Mazin I.I. et al. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 176406 (2007).

[3] Moskvin A.S., *Magnetochemistry* **9**, 224 (2023).

[4] Москвин А.С., Панов, *Физика Твердого Тела* **65**, 1129 (2023).

Особенности электронного транспорта и оптических свойств монокристаллов WTe_2 и $MoTe_2$

Перевалова А.Н.¹, Наумов С.В.¹, Шредер Е.И.¹, Фоминых Б.М.^{1,2},
Неверов В.Н.¹, Марченкова Е.Б.¹, Марченков В.В.^{1,2}

¹*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН,
620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

²*Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул.
Мира, 19*

Исследуемые в настоящей работе монокристаллы WTe_2 и $MoTe_2$ относятся к классу топологических вейлевских полуметаллов [1], которые в последние годы привлекают большое внимание исследователей. Благодаря уникальной электронной структуре такие материалы обладают необычными электронными свойствами и могут быть использованы для разработки устройств спинтроники и сверхбыстрой электроники. Однако причины возникновения некоторых аномалий в их электронном транспорте и оптических свойствах остаются не вполне понятными.

Цель данной работы – установить основные закономерности поведения электро-, магнитотранспортных и оптических характеристик монокристаллов WTe_2 и $MoTe_2$ и предложить возможные механизмы, приводящие к наблюдаемым аномалиям.

Монокристаллы WTe_2 и $MoTe_2$ выращены методом химического газового транспорта. Для стабилизации высокотемпературной полуметаллической фазы монокристалл $MoTe_2$ был подвергнут закалке в воду от температуры 910°C. Аттестация полученных образцов проводилась методами рентгеноструктурного анализа, сканирующей электронной микроскопии и рентгеновского энергодисперсионного микроанализа. Химический состав и микроструктура поверхности исследовалась на сканирующем электронном микроскопе Tescan MIRA LMS с приставкой EDAX в Центре коллективного пользования (ЦКП) ИМФ УрО

РАН. Электросопротивление и гальваномагнитные свойства измерены общепринятым четырехконтактным методом в интервале температур от 2 до 300 К и в магнитных полях до 9 Тл на установке фирмы Oxford Instruments в ЦКП ИМФ УрО РАН. Оптические свойства измерены эллипсометрическим методом Битти при комнатной температуре.

В результате проведенного исследования получены следующие основные результаты:

Обнаруженная при температурах от 2 до 15 К квадратичная температурная зависимость электросопротивления WTe_2 связана с рассеянием носителей тока на поверхности, где имеет место интерференционный механизм рассеяния «электрон-фонон-поверхность».

Минимум на температурной зависимости сопротивления монокристалла WTe_2 в магнитном поле вызван переходом от эффективно сильных к эффективно слабым магнитным полям.

Нелинейная полевая зависимость сопротивления Холла монокристаллов WTe_2 и $MoTe_2$ связана, наряду с известным механизмом компенсации/раскомпенсации электронных и дырочных носителей заряда, с рассеянием носителей тока на поверхности.

Закалка $MoTe_2$ приводит к сильному изменению температурной зависимости электросопротивления: вид зависимости изменяется с «полупроводникового» на «металлический», а величина электросопротивления при низких температурах уменьшается на 10 порядков. Оптические характеристики $MoTe_2$ претерпевают существенные изменения в результате закалки, которые свидетельствуют о появлении вклада в оптическое поглощение от свободных носителей и об улучшении проводящих свойств.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБР-НАУКИ России (темы «Спин» № 122021000036-3 и «Электрон» № 122021000039-4) при частичной поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (А.Н.П., СП-2705.2022.1).

[1] N.P. Armitage et al., *Rev. Mod. Phys.*, **90**, 015001 (2018).

Предельно короткие электромагнитные импульсы. Нобелевская премия по физике 2023 года

Розанов Н.Н.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 620990, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Прогресс в укорочении электромагнитных (лазерных) импульсов диктуется потребностью наблюдения динамики все более быстрых процессов. Пико- и фемтосекундные импульсы позволяют отслеживать движение атомов в молекулах и при химических реакциях. Нобелевская премия по физике 2023 г. «За экспериментальные методы генерации аттосекундных импульсов света для изучения динамики электронов в материи» знаменует прорыв в область внутриатомных процессов. В связи с этим актуален вопрос о пределах укорочения электромагнитных импульсов.

Мы приведем обзор существующих подходов к генерации аттосекундных импульсов, основанных, главным образом, на суммировании большого числа сфазированных гармоник лазерного излучения. Длительность формируемых многоцикловых импульсов тем меньше, чем больше число гармоник с заметными и приблизительно равными амплитудами. При исчерпании возможностей расширения спектра за счет увеличения числа гармоник уменьшение длительности импульсов достижимо при уменьшении числа циклов вплоть до полупериода. Предельно короткие импульсы оказываются униполярными. Основной характеристикой подобных импульсов служит электрическая площадь импульса $S_E = \int \mathbf{E} dt$, где \mathbf{E} – электрическая напряженность и t – время.

Мы рассмотрим основные электродинамические свойства импульсов с ненулевой электрической площадью. Будут представлены свидетельства существования униполярных импульсов, обсуждены перспективы их приложений и возможные пути эффективной генерации.

Пределы применимости теории Элиашберга и ограничения на температуру сверхпроводящего перехода

Садовский М.В.

ИЭФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 106

Открытие рекордных значений температуры сверхпроводящего перехода T_c в целом ряде гидридов под высоким давлением явилось яркой демонстрацией возможностей электрон – фононного механизма куперовского спаривания. В связи с этим обострился интерес к основам и ограничениям теории Элиашберга – Мак-Миллана, как основной теории, описывающей сверхпроводимость в системе электронов и фононов. Мы рассмотрим, как элементарные основы этой теории, так и ряд новых результатов, полученных в последнее время. Обсуждаются ограничения на величину константы связи. В пределах устойчивой металлической фазы, эффективная спаривательная константа может принимать любые значения. Рассматривается выход за пределы традиционного адиабатического приближения. Показывается, что теория Элиашберга – МакМиллана оказывается применимой и в сильном антиадиабатическом пределе. Подробно рассматривается предел очень сильной связи (асимптотика Аллена – Дайнса), как наиболее актуальный для физики гидридов. Обсуждаются ограничения на величину T_c , возникающие в этом пределе, включая случай сильной антиадиабатичности.

[1] М. В. Садовский, *Письма в ЖЭТФ*, **112**, 603 (2021),

[2] М. В. Садовский, *УФН* **192**, 773 (2022).

Электронные и магнитные свойства сплавов Гейслера на основе кобальта

Семяникова А.А.¹, Лукоянов А.В.^{1,2}, Ирхин В.Ю.¹, Шредер Е.И.¹,
Марченкова Е.Б.¹, Марченков В.В.^{1,2}

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

²Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул.
Мира, 19

Сплавы Гейслера – это широкий класс интерметаллических соединений, многие из которых имеют формулу X_2YZ , где X и Y – как правило, переходные металлы, а Z – s - и p -элементы III-V групп таблицы Менделеева [1]. В зависимости от состава сплавы Гейслера проявляют большое разнообразие необычных свойств. Особое внимание привлекают соединения Гейслера в состояниях, близких к полуметаллическим ферромагнетикам (ПМФ) [2] и спиновым бесщелевым полупроводникам (СБП) [3].

В ПМФ-соединениях для электронных состояний со спином «вверх» отсутствует щель на уровне Ферми, и соответствующие носители тока проявляют металлическое поведение, а для электронных состояний со спином «вниз» на уровне Ферми имеется широкая щель ($\Delta E \sim 1$ эВ). В СБП энергетическая щель равна нулю для электронных состояний со спином «вверх», т.е. дно зоны проводимости касается потолка валентной зоны на уровне Ферми, а для электронных состояний со спином «вниз» имеется щель, как и в случае ПМФ. Поэтому в таких соединениях может быть реализована полная поляризация носителей заряда по спину.

Сплавы Гейслера с высокой степенью спиновой поляризации и высокими значениями температуры Кюри являются перспективными для использования в спинтронике в области комнатных температур. В сплавах Гейслера на основе Co могут наблюдаться состояния близкие к ПМФ, СБП и/или топологического полуметалла, напр., [4].

Цель работы – установление закономерностей поведения электронных и магнитных характеристик сплавов Гейслера Co_2YSi и Co_2MnZ ($Y = \text{Ti, V, Cr, Mn, Fe}$; $Z = \text{Al, Ga, Ge, Si, Sn}$).

Поликристаллические сплавы Гейслера Co_2YSi и Co_2MnZ синтезированы как в индукционной печи, так и методами дуговой плавки. Аттестация образцов с помощью растрового электронного микроскопа FEI Compaу Quanta 200, оборудованного устройством рентгеновского микроанализа EDAX, а также измерения магнитных свойств и эффекта Холла выполнены в ЦКП «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН. Электросопротивление измерялось стандартным четырехконтактным методом на постоянном токе с коммутацией электрического тока, протекающего через образец. Измерение оптических постоянных проводилось эллипсометрическим методом Битти при комнатной температуре. Все соединения имели кубическую структуру $L2_1$. Проведено разделение нормального и аномального вклада в эффект Холла, сделана оценка концентрации и подвижности основных носителей заряда по однозонной модели.

Расчеты электронной зонной структуры исследуемых соединений Гейслера на основе кобальта позволили обнаружить взаимосвязь между плотностью электронных состояний на уровне Ферми, электронными транспортными, магнитными свойствами и оптической проводимостью при вариации $3d$ - и p -элементов в сплавах Co_2YSi и Co_2MnZ ($Y = \text{Ti, V, Cr, Mn, Fe}$; $Z = \text{Al, Ga, Ge, Si, Sn}$), соответственно.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБР-НАУКИ России (тема «Спин», № 122021000036-3).

- [1] T. Graf et al., *Prog. Solid. State Ch.*, **39**, 1 (2011).
- [2] M.I. Katsnelson et al., *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 315 (2008).
- [3] X.L. Wang, *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 156404 (2008).
- [4] K. Manna et al., *Nat. Rev. Mat.*, **3**, 244 (2018).

Эпитаксиальный рост и электронная структура тонких плёнок $\text{Bi/InAs}(111)\text{A}$

Соловова Н.Ю.¹, Голяшов В.А.^{1,2}, Бондаренко Л.В.³,
Тупчая А.Ю.³, Грузнев Д.В.³, Саранин А.А.³, Михайлюк А.Н.³,
Еремеев С.В.⁴, Терещенко О.Е.^{1,2}

¹НГУ, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

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

³ИаПУ ДВО РАН, 690041, Владивосток, ул. Радио, 5

⁴ИФПМ СО РАН, 634055, Томск, пр. Академический, 2/4

Известно, что на некоторых поверхностях $n\text{-InAs}$ благодаря наличию изгиба зон вниз формируются состояния двумерного электронного газа. В этих состояниях происходит снятие вырождения по направлению спина за счёт спин-орбитального взаимодействия Рашбы. Величиной расщепления Рашбы можно управлять изменением изгиба зон внешним электрическим полем. Поэтому такие системы интересны для реализации идеи спинового транзистора, предложенной Датта и Дас [1]. Усиление спин-орбитального взаимодействия возможно за счёт внесения атомов тяжелых элементов, например, висмута, что и представляло интерес в данной работе. Также после открытия графена и его уникальных свойств особое внимание уделяется получению графеноподобных структур, содержащих атомы тяжелых элементов. С увеличением спин-орбитального взаимодействия в Дираковском спектре таких материалов должна увеличиваться ширина запрещенной щели, что необходимо для возможности управления их проводимостью.

В данной работе экспериментально изучалось влияние условий роста тонких (1-2 бислоя) плёнок висмута на поверхности $\text{InAs}(111)\text{A}$ на их кристаллическую и электронную структуру. Висмут осаждался из эффузионной ячейки Кнудсена на подложки $n\text{-InAs}(111)\text{-(}2\times 2\text{)}$ при различных температурах в диапазоне 20-300 °С. Поверхность полученных

пленок Bi изучалась in-situ методами фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР), РФЭС, ДМЭ и СТМ.

Было обнаружено, что рост пленок Bi на InAs(111)-(2x2) в целом происходит эпитаксиально, однако кристаллическая и электронная структура получаемых слоев сильно зависит от их эффективной толщины и температуры подложки в процессе роста. Осаждение слоев Bi при комнатной температуре приводит к росту псевдоморфно-напряженных слоев с реконструкциями поверхности (2x2) и (4x4). Полное покрытие исходной поверхности InAs(111)-(2x2) происходит при эффективной толщине Bi около 8 Å. При этом, предположительно, формируется многослойная граница раздела InAs/InAs_{1-x}Bi_x/BL Bi. Электронная структура остается близкой к InAs(111)A, но происходит значительное уменьшение ширины запрещенной зоны и увеличение эффективной массы дырок. Осаждение Bi при T подложки ~ 300°C приводит к формированию квазисвободных пленок со структурой (2√3x3) с прямоугольной элементарной ячейкой [2]. В электронной структуре поверхности сохраняются состояния исходной поверхности InAs, но в Г точках зоны Бриллюэна сверхструктуры (2√3x3) появляются параболические электронные и дырочные состояния висмута с сильной анизотропией ($m_e \sim 0.2-0.6 m_0$, $m_h \sim 0.2-0.4 m_0$). Общая электронная структура системы (2√3x3)-Bi/InAs обладает полупроводниковым характером с шириной запрещенной зоны ~ 150 мэВ.

Работа выполнена при поддержке РФФ, проект № 22-12-20024.

[1] Datta S., Das B. *Electronic analog of the electro-optic modulator* // *Applied Physics Letters*. – 1990. – Т. 56. – №. 7. – С. 665-667.

[2] Mihalyuk A.N., Bondarenko L.V., Tupchaya A.Y., Gruznev D.V., Solovova N.Yu., Golyashov V.A., Tereshchenko O.E., Okuda T., Kimura A., Eremeev S.V., Zotov A.V., Saranin A.A. *Emergence of quasi-1D spin-polarized states in ultrathin Bi films on InAs(111)A for spintronics applications* // *Nanoscale*. -2023. DOI: 10.1039/D3NR03830K

Магнетосопротивление и эффект Холла в пленках трехмерных топологических изоляторов $\text{Bi}_y\text{Sb}_{2-y}\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$

Степина Н.П.¹, Баженов А.О.¹, Шумилин А.В.², Кунцевич А.Ю.³,
Кириенко В.В.¹, Ищенко Д. В.¹, Терещенко О.Е.¹

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, Лаврентьева 13

²ФТИ РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая 26

³ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект 53

Проведено исследование магнетосопротивления (МС) и эффекта Холла в пленках четырех-компонентного топологического изолятора на основе халькогенидов висмута и сурьмы $\text{Bi}_y\text{Sb}_{2-y}\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$ (BSTS), выращенных с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке кремния Si(111). Обнаружено положительное МС, которое не насыщается вплоть до полей 12 Тл, и величина которого в малых полях превышает теоретические значения для САЛ. Высоко-полевая часть МС слабо чувствительна к направлению магнитного поля и может быть описана с учетом электрон-электронного взаимодействия, которое изменяется в магнитном поле за счет эффекта Зеемана из-за достаточно больших значений g-фактора для таких пленок. Однако, вклад электрон-электронного взаимодействия в МС, измеренное в перпендикулярном поверхности образца поле, не приводит к уменьшению величины САЛ. Одновременно эффект Холла не является линейным в области слабых магнитных полей, где наблюдается САЛ. Увеличение низкополевого коэффициента Холла по отношению к значениям в сильных магнитных полях может достигать величин более 10%.

Проведено теоретическое рассмотрение наблюдаемых явлений в рамках двух-жидкостной модели, где учитывается проводимость как по поверхностным, так и по объемным состояниям. Для объяснения явления оказывается важным учет сопоставимости Зеемановской энер-

гии в сильных полях и энергии Ферми поверхностных состояний, отсчитанной от точки Дирака. Для совместного описания МС и эффекта Холла предложена модель, основанная на открытии щели за счет эффекта Зеемана в дираковском спектре поверхностных состояний и соответствующем перераспределении транспортных потоков.

Проведено исследование МС и эффекта Холла в зависимости от напряжения на затворе транзистора, изготовленного на основе пленки

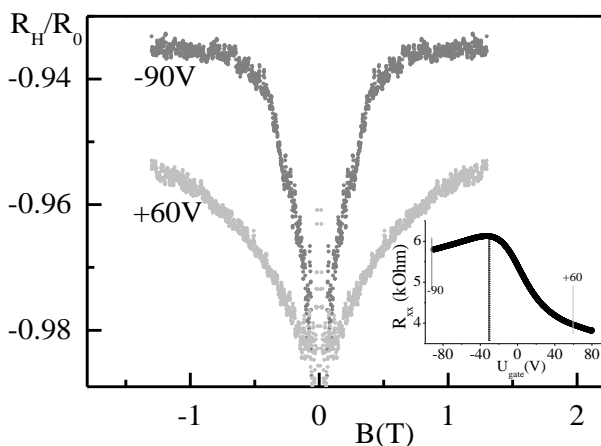


Рис.1 – Коэффициент Холла при фиксированных значениях напряжения на затворе. Вставка - затворная характеристика продольного сопротивления.

предложенной модели.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант №075-15-2020-797 (13.1902.21.0024)).

BSTS, выращенной на кремнии. Показано, что нелинейность коэффициента Холла в слабых полях зависит от затворного напряжения (Рис.1).

Полученные результаты проанализированы в рамках предположений

**Топологическая инверсия зон в HgSe:
поверхностные и объемные состояния из
фотоэмиссии и расчетов из первых принципов**

Голяшов В.А.¹, Бобин С.Б.², Кумар Н.¹, Говоркова Т.Е.², Лончаков А.Т.², Закиров Е.Р.¹, Еремеев С.В.³, Тарасов А.В.⁴, Естюнин Д.А.⁴, Климовских И.И.⁴, Шикин А.М.⁴, Терещенко О.Е.¹

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

²*ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

³*ИФПМ СО РАН, 634021, Томск, пр. Академический, 2/4.*

⁴*СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, Университетский пр., 28*

Несмотря на открытие в последнее время целого ряда топологически нетривиальных материалов, число систем, в которых можно экспериментально наблюдать состояние топологического изолятора и управлять им, все еще очень ограничено. Одной из таких систем является соединение HgTe и гетероструктуры на его основе. Использование квантоворазмерных эффектов и введение упругих деформаций в эпитаксиальных пленках HgTe/CdHgTe позволяют экспериментально реализовать состояния двух и трехмерного топологического изолятора, дираковского полуметалла и тривиального изолятора и исследовать их транспортный отклик. Расчеты из первых принципов показывают, что в целом близкую к HgTe электронную структуру должен иметь и селенид ртути HgSe. Имеющиеся экспериментальные данные по HgSe довольно противоречивы и не отвечают на вопрос, является ли HgSe тривиальным полупроводником, топологическим изолятором или вейлевским полуметаллом.

Методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) экспериментально изучена электронная структура поверхностей скола (001) и (111) монокристаллов HgSe в диапазоне температур 10-340 К. Обнаружено, что поверхности (001) и (111) HgSe стабильны к воздействию атмосферного воздуха и имеют реконструкции $c(2 \times 2)$ и

(2×2), соответственно. На Рис. 1 представлен ФЭСУР спектр поверхности HgSe- $c(2 \times 2)$, измеренный в направлении X- Γ -X при $T=78$ К, который характеризуется вкладом как объемных, так и поверхностных состояний. Сканирование зоны Бриллюэна подтвердило, что поверхностные состояния состоят из одного невырожденного конуса Дирака в точке Γ , что указывает на возможную реализацию состояния трехмерного топологического изолятора в исследованных образцах. Результаты расчетов подтвердили наличие топологических поверхностных состояний, а также тот факт, что данное соединение является трехмерным топологическим изолятором (Рис. 2).

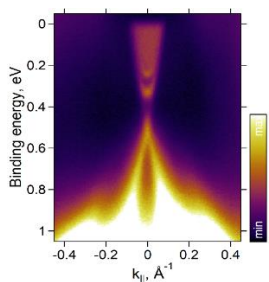


Рис. 1 – ФЭСУР спектр поверхности HgSe(001) - $c(2 \times 2)$, измеренный в направлении X- Γ -X при $T = 78$ К ($h\nu = 21.2$ эВ).

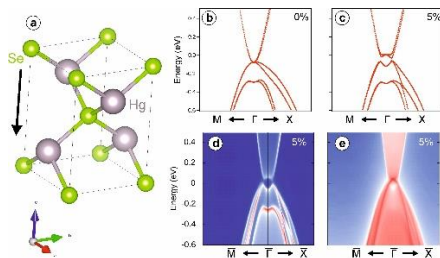


Рис. 2 – (a) Тетрагональная элементарная ячейка HgSe. Объемная зонная структура вблизи точки Γ при сжатии 0% - (b) и 5% - (c), (d) - двумерная зона Бриллюэна и (e) - поверхность (001) при 5% сжатии.

Как видно из Рис. 1, на поверхности n-HgSe наблюдается несколько уровней размерного квантования зоны проводимости, возникающих из-за наличия изгиба зон вблизи поверхности, что приводит к формированию приповерхностного двумерного электронного газа, закон дисперсии которого имеет сильную зависимость от температуры.

Работа выполнена при поддержке РНФ № 22-12-20024-р9.

Моделирование магнитоэлектрических явлений в полупроводниковом искусственном графене

Ткаченко О.А.¹, Ткаченко В.А.^{1,2}, Бакшеев Д.Г.², Сушков О.П.³

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. М.А. Лаврентьева, 13,

²НГУ, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 1,

³University of New South Wales (UNSW), Sydney, 2052, Australia

Недавние эксперименты с треугольными решетками антиоточек на основе 2D электронного газа в нелегированном GaAlAs/GaAs с перфорированным затвором Шоттки и сплошным верхним затвором [1,2] стимулировали численное моделирование магнитоэлектрических явлений в этих мезоскопических устройствах [3,4]. Эффективный 2D потенциал в решетках с периодом ≈ 100 нм находился расчетом трехмерной электростатики устройств в подходе Томаса-Ферми с учетом неизбежных при нанолитографии флуктуаций диаметров отверстий в перфорированном затворе [5]. Для 2- или 4-терминальных образцов с решетками, определенными на размере ~ 5 мкм, решалась задача одночастичного квантового рассеяния в феноменологически заданном [3,4] либо самосогласованно вычисленном 2D потенциале. По заданным значениям энергии и магнитного поля вычислялись плотность состояний и сопротивления. Сопротивления восстанавливались по коэффициентам прохождения между контактами в рамках формализма Ландауэра-Бьюттикера.

Для изучаемых двумерных систем с треугольной решеткой антиоточек с учетом коротковолнового беспорядка вычислены диаграммы Ванье при разных амплитудах модуляции потенциала [3], а также промоделированы наблюдаемые в [2] осцилляции магнитного пробоя. Показано, что при небольшой модуляции потенциала длинноволновый беспорядок, в отличие от коротковолнового, разрушает в слабых магнитных полях $B \sim 0.01$ Т квантованные плато сопротивления Холла возле первой дираковской точки, но выживают

осцилляции знака этого сопротивления при заполнении трех нижних минизон [4].

С ростом модуляции периодического потенциала появляется вторая дираковская точка, в окрестности которой холловское сопротивление меняет знак так же, как возле первой точки Дирака. При фиксированной электронной плотности и изменении магнитного поля плотность состояний на диаграммах Ванье [3] и вычисленные сопротивления R_{xy} , R_{xx} осциллируют с периодом в квант магнитного потока на площадь элементарной ячейки. Реалистический длинноволновой беспорядок не полностью разрушает магнитоэлектрические минизоны и делает осцилляции сопротивлений синусоподобными.

С ростом магнитного поля осцилляции сопротивлений затухают, и при $B \sim 1T$ происходит выход на строгие плато целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ). Однако периодические осцилляции плотности состояний проникают глубоко внутрь этих плато, что качественно отличается от обычной ситуации КЭХ в двумерном электронном газе, когда внутри строгих плато находятся лишь локализованные состояния из хвостов зон Ландау [6].

Таким образом, численно в рамках универсальных физически простых моделей найдены основные магнитоэлектрические явления, которые с разных сторон характеризуют объект исследований, называемый полупроводниковым искусственным графеном. Работа выполнена по проекту РНФ 19-72-30023 при доступе к вычислительным ресурсам Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

[1] D.Q. Wang et al., *Appl. Phys. Lett.*, **117**, 032102 (2020),

[2] D.Q. Wang et al., *Nano Lett.*, **23**, 1705 (2023),

[3] О.А. Ткаченко и др., *Письма в ЖЭТФ*, **116**, 616 (2022),

[4] О.А. Ткаченко и др., *Письма в ЖЭТФ*, **117**, 228 (2023),

[5] O.A. Tkachenko et al., *2D Materials* **2**, 014010 (2015),

[6] О.А. Ткаченко и др., *Письма в ЖЭТФ*, **112**, 196 (2020).

Внутренний эффект Джозефсона в электронно-легированном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

Чарикова Т.Б.¹, Десятериков Д.И.¹, Неверов В.Н.¹, Попов М.Р.¹,
Шелушинина Н.Г.¹, Иванов А.А.²

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

²НИЯУ МИФИ, 115409, Москва, Каширское ш., 31

Внутренний эффект Джозефсона как туннелирование куперовских пар между соседними слоями CuO_2 в сильно анизотропном слоистом кристалле является неотъемлемой частью современных представлений в физике высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и интенсивно исследуется в последнее десятилетие по следующим причинам:

- возможность изучения ряда фундаментальных явлений;
- использование внутренних (собственных) джозефсоновских переходов для туннельной спектроскопии;
- напряжение, ограничивающее высокочастотные свойства собственных джозефсоновских переходов, находится в диапазоне 30 мВ, что допускает переменные джозефсоновские токи на частотах в несколько терагерц (ТГц) [1], что является перспективным для ТГц приложений в биологии или медицинской диагностике, широкополосной связи, неразрушающем контроле и в других областях.

Можно рассматривать ВТСП-кристалл $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ как систему множественных квантовых ям (слоев CuO_2), разделенных легированными слоями $[\text{Nd}(\text{Ce})]_2\text{O}_2$. Тогда в «идеальном» кристалле носители делокализуются в плоскости ab и локализируются в направлении c . Ситуация аналогична ситуации, которая возникает в полупроводниковых сверхрешетках или многослойных гетероструктурах с селективным легированием в барьерах.

Цель нашей работы – исследование внутреннего эффекта Джозефсона в электронно-легированном высокотемпературном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с оптимальным отжигом.

Эпитаксиальные пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.145$ и 0.15 и с ориентацией $(1\bar{1}0)$, синтезированные методом импульсного лазерного осаждения [2], были аттестованы с помощью дифрактометра PANalytical Empyrean Series 2 с излучением $\text{Cu K}\alpha$ ($\lambda = 1,54 \text{ \AA}$). Измерения проводились при параллельной геометрии сбора лучей. Были обнаружены незеркальные отражения от подложки и пленки, что подтверждает тот факт, что текстура подложки задает текстуру пленки в направлении оси c (вдоль длинной стороны подложки SrTiO_3) и доказывает эпитаксиальность пленок к подложке.

На эпитаксиальных пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с ориентацией $(1\bar{1}0)$ были измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) при низких температурах $T = (1.8 - 4.2) \text{ K}$ в отсутствие внешнего магнитного поля. Измерения проводились на эпитаксиальных пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ толщиной $3500 - 4000 \text{ \AA}$.

Вольт-амперная характеристика оптимально отожженных эпитаксиальных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ демонстрирует множественные ветви в резистивном состоянии. Такое поведение соответствует серии туннельных переходов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник и характеризует соединение $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ как систему с внутренними джозефсоновскими контактами [3]. Мы обнаружили, что в низкоразмерной сверхпроводящей электронно-легированной системе $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с крупномасштабной квантовой когерентностью свойства сверхпроводящих слабых связей (джозефсоновских переходов) проявляются в макроскопическом масштабе. В результате проведенного анализа ВАХ выяснены особенности типа симметрии спаривания в электронно-легированном ВТСП $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с оптимальным отжигом.

[1] Rother S, Koval Y, et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11**, 1191 (2001).

[2] Ivanov A.A., Galkin S.G., et al., *Phys. C Supercond.* **180**, 69 (1991).

[3] Чарикова Т. Б., Шелушичина Н. Г., Неверов В. Н., Попов М. Р. УФН, принята к публикации, DOI: 10.3367/UFNr.2023.11.039604.

Необычные свойства скрытого состояния в 1T-TaS₂

Кунцевич А.Ю.^{1,2}, Блуменау М.И.^{2,1}, Таркаева Е.В.^{2,1}

¹ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53

²НИУ ВШЭ, Факультет физики, 101000, Москва, Мясницкая ул. 20

Волна зарядовой плотности (ВЗП) - спонтанное упорядочение (сверхструктура) в кристаллической решетке, возникающее из-за межэлектронного взаимодействия. В неравновесном состоянии можно заставить ВЗП

скользить вдоль кристалла при приложении электрического поля. Если ВЗП соразмерна кристаллической решетке и имеет большой период, то, при остановив воздействие электрического поля, можно добиться того, что возникнут домены ВЗП, остановившиеся в разной фазе. В 1T-TaS₂ доменные стенки имеют повышенную проводимость, а получившееся метастабильное состояние устойчиво при низких температурах и называется скрытым [1].

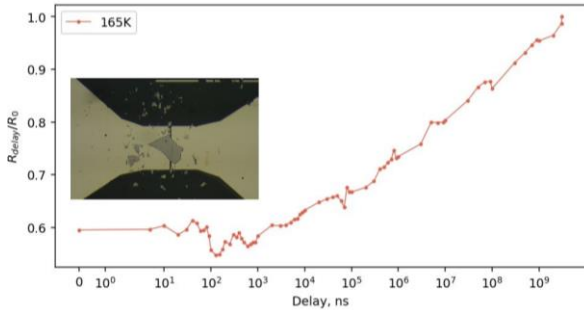


Рис.1 – Пример кривой релаксации сопротивления после переключения скрытого состояния TaS₂ и внешний вид образца (вставка).

Исследуются два аспекта скрытого состояния: релаксация при относительно высоких температурах и сверхпроводимость при низких. Исследуемые образцы представляли собой чешуйки толщиной несколько десятков нм с латеральными размерами в десятки мкм, перенесенные механически на золотые контактные электроды. Для исследования динамики релаксации была разработана методика оптической

(фемтосекундной) накачки — резистивного зондирования, позволяющая изучать динамику релаксации сопротивления от наносекунд до секунд [2]. Оптическая накачка, сфокусированная на образце через микрообъектив, переводит образец в скрытое состояние. При температурах ниже 50 К восстановление из скрытого состояния происходит крайне долго, но с повышением температуры времена падают. Установлено, что релаксация сопротивления имеет логарифмический по времени характер в широком диапазоне температур (Рис. 1), что является признаком фазы электронного стекла.

Кроме того, обнаружены признаки сверхпроводимости в переключенном состоянии в кристаллах $TaS_{1-x}Se_x$ ($x=0.032$) с $T_c \sim 3K$. Наблюдалась частичная просадка сопротивления с понижением температуры, которая подавлялась магнитным полем, как и должно быть в сверхпроводнике (Рис.2). Мы считаем, что сверхпроводимость возникает вследствие повышенной плотности состояний в доменных стенках.

В ФИАН работа поддержана грантом Российского научного Фонда 23-12-00340. Кунцевич А.Ю. выражает благодарность за поддержку Программе поддержки фундаментальных исследований НИУ ВШЭ.

[1] L. Stojchevska et al, *Science*, **344**, 177-180 (2014).
 [2] M.I. Blumenau, A.Yu. Kuntsevich, *arxiv* 2309.07883 (2023).

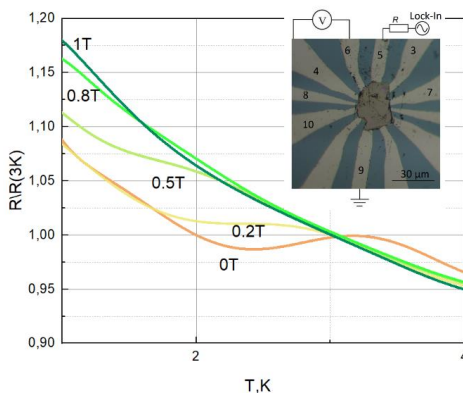


Рис.2 – Вид образца (вставка) и примеры температурных зависимостей сопротивления в переключенном состоянии.

A phenomenological model for the competition between superconductivity and charge order

Caprara S.

Dipartimento di Fisica – Università di Roma Sapienza, piazzale Aldo Moro, 5 – 00185 Rom, Italy

I argue that there is a special doping point in the phase diagram of cuprates, such that the condensation of holes into a charge-ordered and a superconducting phase are degenerate in energy but with an energy barrier in between. I present Monte Carlo simulations of a phenomenological model for this problem without and with quenched disorder in two dimensions. While in the clean case charge order and superconductivity are separated by a first-order line which is nearly independent of temperature, in the presence of quenched disorder charge order is fragmented into domains separated by superconducting filaments. Assuming weak interlayer coupling, the resulting phase diagram of the three-dimensional system is in good agreement with the experiments.

G. Venditti, I. Maccari, J. Lorenzana, and S. Caprara, SciPost Phys. 15, 230 (2023)

Оптические свойства фотонно-кристаллических слоёв в окрестности резонансов

Фрадин И.М., Салахова Н.С., Дьяков С.А., Гиппиус Н.А.

Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, Москва, 121205, Россия

Фотонно-кристаллические слои представляют собой слоистые структуры с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости в плоскости слоёв и в наше время изготавливаются с использованием хорошо развитых технологий. Оптические свойства этих систем привлекают внимание учёных уже на протяжении десятков лет. Возможность управления дисперсионными свойствами этих структур за счёт модификации архитектуры элементарной ячейки открывает широкие возможности для применения этих систем в качестве базовых элементов фотоники.

Одним из эффективных инструментов для изучения оптических свойств многослойных периодических структур составленных из вертикально-инвариантных слоев является модальный метод Фурье (ФММ) (или метод матрицы рассеяния). Однако для задач, требующих интегрирования по волновым векторам в плоскости структуры, необходимость многократных численных однопериодических расчётов снижает эффективность этого метода.

В докладе будет представлен обзор развиваемых в нашей группе подходов для ускорения расчётов оптических свойств фотонных структур за счёт использования резонансного приближения для матрицы рассеяния. Это приближение основано на разделении матрицы рассеяния на резонансную часть, которая быстро меняется в диапазонах частот вблизи собственных мод (резонансов) фотонной системы, и плавную фоновую составляющую. Для описания резонансной части мат-

рицы рассеяния используется её полюсной вид и тот факт, что положения полюсов и значения вычетов с хорошей точностью могут быть получены из рассмотрения эффективного гамильтониана, элементы которого являются плавными функциями параметров задачи и могут быть регулярным образом рассчитаны для конкретной структуры.

Рассматриваемый подход позволяет описывать как положения резонансов так и их поляризационную структуру. Пример рассчитанных коэффициентов отражения и степени поляризации приведён на Рис. 1.

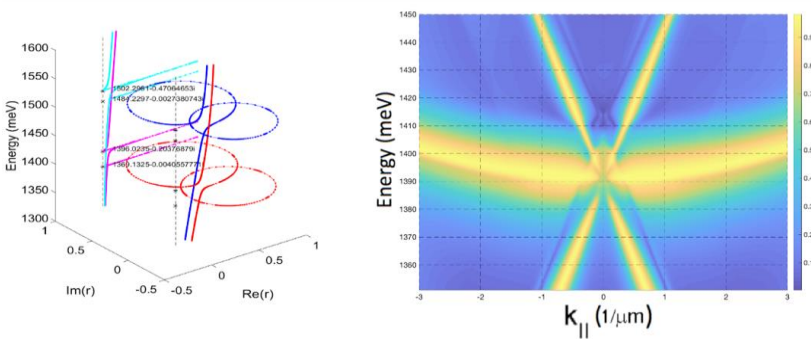
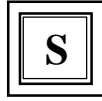


Рис.1 – Пример расчета комплексного коэффициента отражения (слева) и степени циркулярной поляризации ФЛ (справа) для рассматриваемых фотонно-кристаллических структур.



Структура и свойства объемных полу- проводников

Structure and properties of bulk semiconductors

Сенсибилизированные красителем фотоаноды для гибких солнечных элементов на основе нанотрубок TiO_2

Крупанова Д.А.^{1,2}, Текшина Е.В.³, Козюхин С.А.³

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ» 124498, Москва, Зеленоград, пл. Шокина, д. 1

²Московский физико-технический институт (НИИУ), 141701, Долгопрудный, Институтский пер. 9

³ИОНХРАН им. Н. С. Курнакова, 119991, Москва, Ленинский пр-т, 31

В настоящее время разработка гибких солнечных элементов (СЭ) является актуальной задачей, поскольку использование полимерных подложек расширяет диапазон применения таких устройств, по сравнению с кремниевыми СЭ [1]. Однако, в процессе создания гибких СЭ имеются некоторые ограничения, такие как низкая термическая стойкость полимерных подложек, что препятствует получению кристаллического функционального полупроводникового слоя. Например, кристаллизация TiO_2 до фазы анатаз происходит при 450°C , что превышает предельные температуры плавления полимеров, используемых в гибких устройствах.

Решением проблемы может стать применение мембран массивов нанотрубок анодного оксида титана (НТАОТ) в качестве функционального слоя на гибкой подложке.

В работе формирование массивов НТАОТ осуществлялось методом анодного окисления в электролите на основе этиленгликоля. Электрохимическое окисление проводилось в две стадии в потенциостатическом режиме. После промывки полученные образцы подвергали термической обработке на воздухе. Следующим шагом массивы НТАОТ переносили с фольги на полимерную гибкую подложку, используя золь-гель (10% раствор изопропоксида титана в изопропиловом спирте). Далее полученные фотоаноды сенсибилизировали рутениевым

красителем.

Для подтверждения кристаллической фазы были получены спектры КРС, с характерными пиками, соответствующими фазе анатаза [2]. Методом РФА были зарегистрированы дифракционные рефлекссы, которые, согласно литературным данным, отнесены к характеристическим максимумам фазы анатаз TiO_2 [3].

В спектрах поглощения сенсibilизированных образцов часть электронного поглощения осуществляется в видимой области (400 – 600 нм), что указывает на расширение диапазона фоточувствительности материала относительно чистого TiO_2 .

Слои композита дополнительно анализировались методами хроноамперо- и хронопотенциометрии в фотоэлектрохимической ячейке. Результаты измерения фототока показали, что сенсibilизация полученных образцов приводит к увеличению фотоактивности в видимой области спектра. Также исследуемые образцы показали повышенную квантовую эффективность преобразования падающего света в ток. Исследование потенциала разомкнутой цепи показывает, что образцы НТАОТ проявляют анодные свойства. С помощью вольтамперограмм для полученных фотоанодов удалось определить значения плотности тока короткого замыкания ($I_{\text{кз}}$) и напряжения холостого хода ($U_{\text{хх}}$).

Перечисленные выше результаты показали, что массивы НТАОТ могут быть использованы в конструкции гибких сенсibilизированных солнечных элементов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-73- 00291 (<https://rscf.ru/project/22-73-00291/>).

[1] V. Cauda et al., *Energy*. - Vol. 353. – P. 639-646 (2014),

[2] Cheong, Y. L., et al., *Superlattices and Microstructures* 94, 74 (2016).

[3] JCPDS-ICDD: 21-1272.

Локальные измерения слабых напряжений на поверхности структур (013) HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs с помощью генерации второй гармоники

Ступак М.Ф.¹, Дворецкий С.А.², Михайлов Н.Н.²,
Макаров С.Н.¹, Елесин А.Г.¹

¹ КТИНП СО РАН, 630058, Новосибирск, ул. Русская, 41

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

Разработанный ранее нуль-метод "на просвет" на основе регистрации характеристик сигнала генерации второй гармоники (ГВГ) зондирующего лазерного ИК-излучения, возбуждаемой в нелинейном кристалле при использовании

фазового синхронизма, позволял проводить контроль слабых деформаций в объеме полупроводниковых кристаллов с кристаллической решеткой типа сфалерита [1]. Представлены экспериментальные результаты регистрации "запрещенного" сигнала ГВГ в нелинейном кристалле при отражении зондирующего ИК излучения от приповерхностного широкозонного варизонного слоя типичной гетероструктуры (013)HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs при вращении образца (Рис.1).

Наблюдаются 2 узких несимметричных максимума, отстоящие друг от друга на $\sim 180^\circ$, более отчетливо видные на вставке. Равномерный сигнал между максимумами принимается за нулевой уровень отсчета. Наблюдаемые особенности максимумов и их различие по

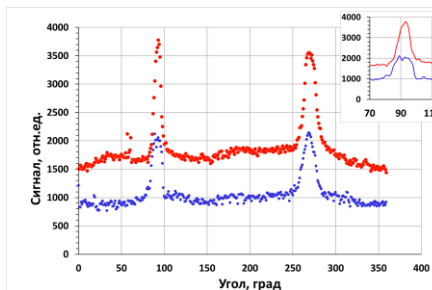


Рис.1 — Сигналы ГВГ: красные точки без поляроида; синие точки — с поляроидом.

отражению зондирующего ИК излучения от приповерхностного широкозонного варизонного слоя типичной гетероструктуры (013)HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs при вращении образца (Рис.1). Наблюдаются 2 узких несимметричных максимума, отстоящие друг от друга на $\sim 180^\circ$, более отчетливо видные на вставке. Равномерный сигнал между максимумами принимается за нулевой уровень отсчета. Наблюдаемые особенности максимумов и их различие по

форме соответствуют ориентации образца в исследуемой области, при которой в отраженном излучении появляется составляющая поляризации, перпендикулярная к поляризации падающего лазерного излучения. Результаты свидетельствуют о том, что практически весь сигнал ГВГ в максимумах развертки ФЭУ соответствует слабой анизотропии кристаллической структуры исследуемого приповерхностного слоя образца, связанной с его слабой деформацией. Воздействие на образец при воздействии зондирующего лазерного ИК-излучения мощностью $\sim 0,8$ мВт приводит к появлению сложной картины сигнала ГВГ и его изменениям. При начальном измерении наблюдаются отчетливые максимумы сигналов ГВГ (рис. 1). После воздействия ИК излучения в течение 2 мин. наблюдается постепенное увеличения уровня сигналов ГВГ из-за увеличивающегося двулучепреломления и появление минимумов на месте максимального сигнала ГВГ. После 15 минутного воздействия наблюдается стационарная стадия, в которой появившиеся минимумы сигнала в ГВГ практически не изменяются. После 20 минутной выдержки образца без воздействия ИК излучением сигналы ГВГ возвращаются к прежним зависимостям (рис 1). Появление максимумов в методе ГВГ определяется деформациями в исследуемом образце [2]. Они также проявляются в виде асимметрии в минимумах азимутальной зависимости сигнала ГВГ от приповерхностном слоя HgCdTe [3]. Тонкая структура наблюдаемых максимумов сигнала ГВГ свидетельствует о сложном характере механических напряжений, искажения которых проявляются при нагреве. Была определена величина механических напряжений в приповерхностном слое HgCdTe, определяемая несоответствием параметров решеток. Нуль-метод «на отражение» является эффективным инструментом исследований деформаций, их характеристик и изменений

[1] С. Л. Мушер и др., *Квантовая электроника*, 23, 762, 1996,

[2] M. Stupak et al., *J.Appl.Phys.*, 134, 185102, 2023,

[3] М.Ф. Ступак и др., *ЖТФ*, 91, 1799, 2021.

Критическая толщина и напряжения слоев HgTe на подложках (013) Hg_xCd_{1-x}Te/ZnTe/GaAs

Дворецкий С.А.¹, Михайлов Н.Н.¹, Меньщиков Р.В.¹,
Окулов В.И.², Говоркова Т.Е.²

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

² ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Физические свойства полуметаллов HgTe и HgSe позволяют создавать различные структуры как на основе объемных монокристаллов, так и на основе монокристаллических пленок. Так, при легировании

переходными 3d-металлами

предельно низкой концентрации (< 1 ат.%) были детально исследованы особенности электронных свойств

объемных монокристаллов HgSe:TM (TM = Fe, Co, Ni), связанные с гибридизацией

примесных электронных состояний [1,2]. Одно из активно развивающихся

направлений исследований в этой области связано с изучением нового эффекта -

спонтанного спинового магнетизма донорных электронов проводимости, который ранее был предсказан теоретически [3,4].

Интерес к проведению исследований гетероэпитаксиальных слоев на основе HgSe и HgTe, легированных 3d-примесями, открывает широкие возможности для получения новых физических свойств таких структур. Эксперименты по легированию Fe

и Co в HgTe и HgSe позволяют создавать различные структуры как на основе объемных монокристаллов, так и на основе монокристаллических пленок. Так, при легировании переходными 3d-металлами предельно низкой концентрации (< 1 ат.%) были детально исследованы особенности электронных свойств объемных монокристаллов HgSe:TM (TM = Fe, Co, Ni), связанные с гибридизацией примесных электронных состояний [1,2]. Одно из активно развивающихся направлений исследований в этой области связано с изучением нового эффекта - спонтанного спинового магнетизма донорных электронов проводимости, который ранее был предсказан теоретически [3,4]. Интерес к проведению исследований гетероэпитаксиальных слоев на основе HgSe и HgTe, легированных 3d-примесями, открывает широкие возможности для получения новых физических свойств таких структур. Эксперименты по легированию Fe

и Co в HgTe и HgSe позволяют создавать различные структуры как на основе объемных монокристаллов, так и на основе монокристаллических пленок. Так, при легировании переходными 3d-металлами предельно низкой концентрации (< 1 ат.%) были детально исследованы особенности электронных свойств объемных монокристаллов HgSe:TM (TM = Fe, Co, Ni), связанные с гибридизацией примесных электронных состояний [1,2]. Одно из активно развивающихся направлений исследований в этой области связано с изучением нового эффекта - спонтанного спинового магнетизма донорных электронов проводимости, который ранее был предсказан теоретически [3,4].

Интерес к проведению исследований гетероэпитаксиальных слоев на основе HgSe и HgTe, легированных 3d-примесями, открывает широкие возможности для получения новых физических свойств таких структур. Эксперименты по легированию Fe

и Co в HgTe и HgSe позволяют создавать различные структуры как на основе объемных монокристаллов, так и на основе монокристаллических пленок. Так, при легировании переходными 3d-металлами предельно низкой концентрации (< 1 ат.%) были детально исследованы особенности электронных свойств объемных монокристаллов HgSe:TM (TM = Fe, Co, Ni), связанные с гибридизацией примесных электронных состояний [1,2]. Одно из активно развивающихся направлений исследований в этой области связано с изучением нового эффекта - спонтанного спинового магнетизма донорных электронов проводимости, который ранее был предсказан теоретически [3,4].

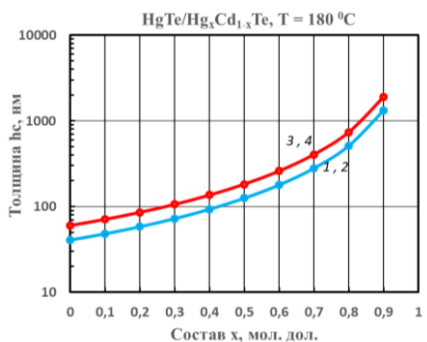


Рис. 1 – Критическая толщина h_c HgTe/ Hg_xCd_{1-x}Te при 180⁰ для дислокационных систем 1,2 и 3,4 [5].

слоев HgSe в методе МЛЭ выявили влияние кристаллического состояния на параметры синтезируемых структур, которое связывали с низкой температурой выращивания. Повышение температуры синтеза приведет к повышению и управлению кристаллическим совершенством слоев HgTe:Fe, что позволит управлять спиновыми свойствами слоев при исследовании спонтанного спинового магнетизма нового типа.

Проведены расчеты критической толщины псевдоморфных слоев (h_c) HgTe на подложках (013) Hg_xCd_{1-x}Te/ZnTe/GaAs и возникающих напряжений для ориентации (013) при температурах 120 °С, 150 °С и 180 °С, связанных с несоответствием параметров решеток ($\Delta a = a_{\text{HgTe}} - a_{\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}}$) и температурных коэффициентов расширения ($\Delta \alpha = \alpha_{\text{HgTe}} - \alpha_{\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}}$) при изменении x в диапазоне от 0,1 до 1 с шагом 0,1. (см. Рис. 1 и Рис. 2). Изменения h_c составили от ~ 40 нм до 1200-1900 нм при изменении температуры от 120 °С до 180 °С при указанном изменении состава подложки. Напряжения для псевдоморфных слоев критической толщины вследствие несоответствия параметров решетки Δa зависят от состава подложки и практически не зависят от температуры выращивания и составили от $\sim + 6$ МПа до $+ 125$ МПа, что соответствует напряжениям растяжения. Механические напряжения при охлаждении лежат в диапазоне от $-1,0$ МПа до -7 МПа, которые соответствуют напряжениям сжатия. Таким образом, управляя толщиной слоев HgTe и составом подложки x можно изменять состояние кристаллическую решетку от напряженного до релаксированного состояния с заданной степенью остаточной деформации.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00126, <https://rscf.ru/project/23-22-00126/>.

- [1] T.E. Govorkova et al., *Low Temp. Phys.*, **43**, 508 (2017),
- [2] V.I. Okulov et al., *Low Temp. Phys.*, **37**, 798 (2011),
- [3] T.E. Govorkova et al, *Physics of the Solid State*, **64**, 58 (2022),
- [4] T.E. Govorkova et al., *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys*, **87**, 735 (2023),
- [5] Ю.Г. Сидоров и др., *ФТТ*, **57**, 2095 (2015).

Расчет ростовых параметров в методе ГФЭ МОС для фотодиодной структуры на 1,55 мкм

Балясников Д.М., Байдусь Н.В., Зубков С.Ю.

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, д.23.

Фотодиодные структуры могут быть сформированы слоями $InGaAs$ и $InAlGaAs$ на подложке $GaAs$. Переход от периода решетки $GaAs$ к $InGaAs$ обеспечивает метаморфный буферный слой (МБС) $InAlGaAs$ [1]. Для получения наиболее эффективного фотодиода необходимо добиться наивысшего качества эпитаксиальных слоев (ЭС) и МБС. Их качество напрямую зависит от правильности подбора ростовых параметров. В данной работе был разработан и применен подход, позволяющий прогнозировать скорость роста и содержание элемента III группы в твердых растворах $In_xAl_yGa_{1-x-y}As$.

Образцы выращивались методом МОСГЭ на установке AIX 200RF на подложках $GaAs$ отклоненных от ориентации (001) на 2° . Источниками Ga, In и Al были триметилгаллий (ТМГ), триметилиндий (ТМИ) и триметилалюминий (ТМА), источником As был арсин. Температура роста составила $600^\circ C$, скорость - $0,5$ нм/сек.

В [2] показано, что в процессе МОСГЭ закономерности роста слоев $In_xAl_yGa_{1-x-y}As$ могут быть описаны следующими выражениями:

$$\begin{cases} \frac{x}{1-x-y} = K_{In/Ga} \frac{Q_{TMIn}}{Q_{TMGa}} \\ \frac{y}{1-x-y} = K_{Al/Ga} \frac{Q_{TMAI}}{Q_{TMGa}} \end{cases} \quad (1)$$

где Q_{TMIn} , Q_{TMGa} и Q_{TMAI} – молярные потоки прекурсоров элементов III группы; $K_{In/Ga}$, $K_{Al/Ga}$ – коэффициенты распределения.

Общее выражение для определения скорости роста слоев $In_xAl_yGa_{1-x-y}As$ может быть записано в следующем виде:

$$v_{InAlGaAs} = v_0 \frac{Q_{TMGa} \left(1 + \left(\frac{a_{InAs}}{a_{GaAs}} - 1 \right) x + \left(\frac{a_{AlAs}}{a_{GaAs}} - 1 \right) y \right)}{Q_{TMGa}^0 (1 - x - y)}, \quad (2)$$

где Q_{TMGa}^0 – известный поток ТМГ, соответствующий известной скорости роста v_0 ; a_{InAs} , a_{AlAs} , a_{GaAs} – периоды кристаллических решеток $InAs$, $AlAs$, $GaAs$ соответственно.

Коэффициенты $K_{In/Ga}$ и $K_{Al/Ga}$ мы определили экспериментально путем выращивания и исследования методом измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) тройных растворов $InGaAs$ и $AlGaAs$. $K_{In/Ga} = 0,7$, $K_{Al/Ga} = 1,6$. Итоговая система уравнений для определения ростовых параметров представлена ниже.

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_{TMGa} = 46,25v \frac{1 - x - y}{(1 + 0,07162x + 0,00136y)} \\ Q_{TMIn} = 1,43 \frac{x}{1 - x - y} Q_{TMGa} \\ Q_{TMAl} = 0,63 \frac{y}{1 - x - y} Q_{TMGa} \end{array} \right. \quad (3)$$

Была выращена фотодиодная структура с ожидаемым максимумом чувствительности на длине волны около 1,55 мкм. Результаты исследования данной структуры методом фотолюминесценции и рентгеновской дифракции указывают на то, что нам удалось получить ЭС с нужным содержанием In (50%) и Al (8-10%).

Таким образом было продемонстрировано, что данная методика расчета технологических параметров подходит для прогнозирования роста четверных растворов и МБС.

Работа выполнена при поддержке Программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» Министерства науки и высшего образования Российской Федерации и Министерства образования и науки РФ (проект № FSWR-2023-0037).

[1] N.J. Quitariano et al., *J. Appl. Phys*, **102**, 033511 (2007),

[2] R.H.Akchurin, M.: *Technosphere* (2018).

Термоэлектрическое преобразование энергии: история, современное состояние, перспективы

Бурков А.Т.

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

Термоэлектрическое преобразование энергии основано на использовании двух физических явлений: эффекта Зеебека и эффекта Пельтье, открытых в первой половине 19 века. Современная технология термоэлектрического (ТЭ) преобразования связана с именем Абрама Федоровича Иоффе, который в конце 20-х годов прошлого столетия предложил в качестве активных элементов преобразователей-ветвей термоэлементов, использовать полупроводники. Под его руководством была разработана микроскопическая теория термоэлектрических эффектов в полупроводниках, теория термоэлектрического преобразования энергии и созданы первые термоэлектрические генераторы и холодильники.

Сейчас применяются три типа ТЭ преобразователей (ТЭП): термоэлектрические датчики температуры (термопары), тепловых потоков и других величин; термоэлектрические охладители, и термоэлектрические генераторы. Наибольшее коммерческое применение получили термоэлектрические охладители. Эти устройства применяются для прецизионной термостабилизации электронных приборов (лазеров и приемников излучения) в оптических системах передачи данных, в других электронных устройствах, в медицине и в специальной аппаратуре. Термоэлектрические генераторы (ТЭГ) преобразуют поток тепла в электрический ток без промежуточной стадии преобразования тепла в механическую энергию. Их отличает от других генераторов широкий диапазон мощности; возможность использования любого источника тепла, от дров до атомного реактора; широкий диапазон рабочих температур; высокая надежность и возможность длительной работы

без обслуживания (более 20 лет). Хотя сейчас сфера коммерческого использования ТЭГ уже, чем у ТЭ охладителей, имеется тенденция ее расширения. Важной характеристикой ТЭП является эффективность. Эффективность зависит от свойств материалов, из которых изготавливаются ветви термоэлементов, и от конструкции ТЭП. Термоэлектрическое качество материала ветвей характеризуется параметром эффективности $ZT = \frac{\alpha^2 \sigma}{\kappa} T$, где α , σ и κ коэффициенты термоэдс, электропроводности и теплопроводности, соответственно. Этот параметр сильно зависит от температуры, а элементы ТЭП обычно находятся в условия большого перепада температур: от T_h на горячей стороне, до T_c на холодной стороне. Поэтому энергетическую эффективность материала лучше характеризует усредненный по рабочему интервалу температур параметр ZT : $\Xi = \frac{1}{T_h - T_c} \int_{T_c}^{T_h} ZT dT$. Максимальная теоретическая эффективность ТЭГ, дается формулой Иоффе: $\eta = \frac{T_h - T_c}{T_h} \frac{\sqrt{\Xi + 1} - 1}{\sqrt{\Xi + 1} + T_c / T_h}$. Параметр Ξ современных материалов, находится в диапазоне от 0.5 до 0.7, при этом теоретическая эффективность достигает 8 до 11%, а эффективность реального ТЭГ с учетом потерь на коммутации и теплопереходах составляет от 3 до 6%. Существуют лабораторные материалы, параметр Ξ которых превосходит 1, максимальная теоретическая эффективность составляет 14% и более, а эффективность генераторов на основе этих ветвей может достигать 10%. Эти материалы можно использовать при создании генераторов малой распределенной энергетики, как наземного, так и космического применения.

Исследование состава и пространственного распределения примесно-дефектных центров в легированном железом CVD-ZnSe

Калинушкин В.П.¹, Уваров О.В.¹, Гладилин А.А.¹, Миронов С.А.¹,
Пупырев П.Д.², Гавришук Е.М.³, Тимофеева Н.А.³

¹ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

²ИРЭ РАН, 125009, Москва, ул. Моховая 11, к. 7

³ИХВВ РАН, 603951, Нижний Новгород, ул. Тропинина, 49

Легированный с помощью высокотемпературной диффузии железом и хромом CVD-ZnSe является базовым материалом для создания лазеров, работающих в диапазоне 2-5 мкм. Исследование их примесно-дефектного состава необходимы для оптимизации характеристик указанных выше лазерных систем. В связи с тем, что исследуются образцы поликристаллического ZnSe и легирование осуществляется с помощью высокотемпературной диффузии, характеристики этих кристаллов имеют принципиально неоднородный характер. Поэтому для их исследования использовалась т.н. двухфотонная конфокальная микроскопия (ДФКМ) [1], которая позволяет регистрировать люминесценцию с пространственным разрешением несколько мкм на расстоянии от поверхности кристалла до 2 – 3 мм. В связи с тем, что регистрируемые в работе линии спектры имеют ширину сотни мкм и остаются широкими даже при температурах жидкого гелия [2], при анализе результатов использовалось их разложение на более узкие линии с гауссовым профилем.

Исследованы кристаллы, легированные железом вплоть до концентраций $5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, в разных режимах: с поверхности кристалла в разных атмосферах (аргоне, цинка, селена) при давлениях 1 атмосфера, при высоких (порядка 1000 атмосфер) давления и с помощью так называемого внутреннего легирования. Установлено, что в процессе легирования в кристалле образуется несколько типов примесно-дефектных

центров (ПДЦ), которые регистрируются с помощью люминесценции и имеют разное пространственное распределение в объеме кристаллов. В частности, люминесценция ряда ПДЦ образует в исследуемых образцах области с повышенной интенсивностью люминесценции, имеющие форму полос шириной сотни мкм параллельных плоскости с которой шло легирование (ОПИЛ). Исследован состав примесных атмосфер примесных атмосфер вокруг границ зерен и влияние на него методов легирования. Проведено сравнение с результатами отжига кристаллов CVD-ZnSe в температурных режимах, аналогичных режимам в которых шло легирование. Установлено, что в состав образовавшихся в процессе легирования ПДЦ входят собственные точечные дефекты.

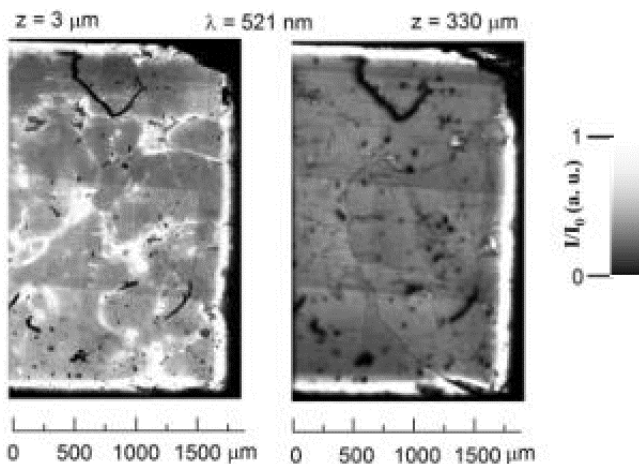


Рис.1 – Плоские карты люминесценции ZnSe:Fe на $\lambda=521$ нм, полученные на поверхности и глубине кристалла и шкала интенсивности нормированной люминесценции

[1] В.П. Калинушкин и др., ЖТФ, **86**, 119-123 (2016),
[2] A. Gladilin et al., J. Appl. Phys., **126**, 015702 (2019).

Проявление внутрицентровых d^5 -состояний примесных ионов в люминесценции оксида цинка

Груздев Н.Б.¹, Вохминцев А.С.², Соколов В.И.¹, Меньшенин В.В.¹,
Савченко С.С.², Вайнштейн И.А.²

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

²Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Ещё в 1992 году в спектре фотолюминесценции (ФЛ) кристаллов $ZnO:Fe^{3+}$ была обнаружена узкая линия А при энергии 1.7874 eV [1]. Авторы [1] приписали эту линию внутрицентровому переходу из первого возбуждённого состояния иона Fe^{3+} в основное состояние 6A_1 d^5 -конфигурации иона железа. Согласно работе [2] для d^5 -конфигурации имеется несколько возбуждённых состояний в соединениях II-VI. Естественно предположить, что в спектрах фотолюминесценции и её возбуждения могут проявиться и другие возбуждённые внутрицентровые состояния.

В данной работе была предпринята попытка поиска возбуждённых внутрицентровых состояний примесных ионов в оксиде цинка методом фотолюминесценции. Исследовались монокристаллы, содержащие ионы марганца и железа ($ZnO: Mn, Fe^{3+}$).

На рисунке 1 представлены спектры

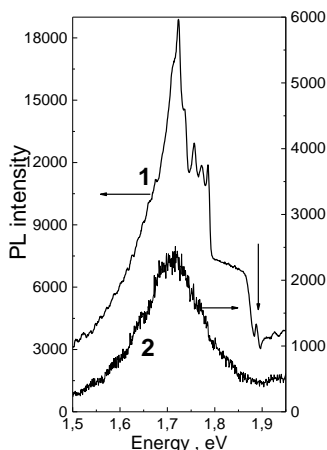


Рис.1 – Спектры ФЛ кристаллов $ZnO:Mn,Fe^{3+}$ в области 1.5-1.95 eV при температурах 7.3 К (1) и 150 К (2). Энергия возбуждения 3.33 eV

ФЛ кристаллов ZnO:Mn,Fe^{3+} , измеренные в неполяризованном свете при возбуждении фотонами с энергией 3.33 eV и температурах 7.3 K и 150 K . При температуре 7.3 K в области $1.7\text{-}1.8 \text{ eV}$ наблюдается структура пиков, представляющих собой колебательные повторения линия A , возникающей в результате перехода ${}^4E \rightarrow {}^6A_1$ иона Fe^{3+} . Пик 1.88 eV , отмеченный на рисунке 1 вертикальной стрелкой, соответствует наиболее интенсивной экситонной линии [3] из тех, что проявляются при низких температурах вблизи края примесного поглощения. При температуре 150 K все эти особенности исчезают.

На рисунке 2 представлены спектры в области $2\text{-}3.5 \text{ eV}$, записанные при комнатной температуре и энергиях возбуждения 4.475 eV и 4 eV в поляризованном свете. Пик A по своему положению 2.56 eV хорошо соответствует [4] переходу ${}^4E \rightarrow {}^6A_1$ иона Mn^{2+} , а пики B и C можно приписать переходам в 6A_1 из следующих возбуждённых состояний

Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки России (темы «Электрон» № 122021000039-4, «Квант», № 122021000038-7)

[1] R. Heitz et al., *Physical Review B*, **45**, 16, 8977 (1992)

[2] I.B. Bersuker. *Electronic structure and properties of transition metal compounds*. The University of Texas at Austin (2010)

[3] В.И. Соколов и др., *Оптика и спектроскопия*. **130**, 12, 1810 (2022).

[4] T. Mizokawa et al., *Physical Review B*, **65**, 085209 (2002)

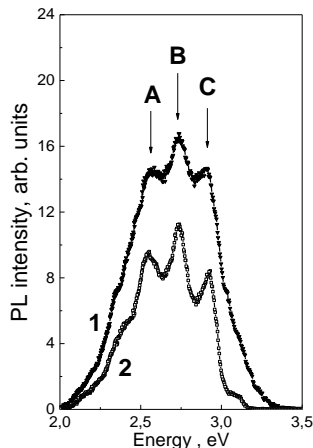


Рис.2 – Спектры ФЛ кристаллов ZnO:Mn,Fe^{3+} в области $2\text{-}3.5 \text{ eV}$ при комнатной температуре. Энергия возбуждения 4.475 eV (1) и 4 eV (2)

Модель косвенного обменного взаимодействия в разбавленных магнитных полупроводниках в диэлектрической фазе

Кокурин И.А.^{1,2}, Аверкиев Н.С.¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, С.-Петербург, ул. Политехническая, 26

²Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, 430005, Саранск, ул. Большевикская, 68

Считается, что ферромагнетизм в разбавленных магнитных полупроводниках (РМП), таких как GaMnAs, опосредован свободными носителями (дырками) в духе косвенного РККИ взаимодействия [1]. Это относится к материалам, в которых содержание магнитного компонента составляет единицы процента и есть подвижные носители заряда. Интерес представляют также образцы с концентрацией марганца не превышающей 10^{19} - 10^{20} см⁻³, что соответствует диэлектрической стороне перехода металл-изолятор. В этом случае слабый ферромагнетизм (температура Кюри порядка единиц К) обусловлен дырками, локализованными на акцепторах. Такие РМП интересны с точки зрения создания гибридных структур ферромагнетик-сверхпроводник [2].

В задачах магнетизма рассмотрение начинается с изучения парного взаимодействия магнитных моментов. Мы использовали упрощенную модель двух взаимодействующих магнитных центров: один или два электрона связаны полем двух парамагнитных ионов, и каждый носитель обменно взаимодействует с электронами внутренней d-оболочки каждого иона. Для простоты рассмотрены состояния вблизи края стандартной параболической зоны со скалярной эффективной массой и парамагнитные ионы с минимальным значением спина 1/2. Модели таких магнитных комплексов (D_2^+ и D_2^0) являются аналогами молекулярного иона N_2^+ и молекулы водорода H_2 при учете сверхтонкого взаимодействия спинов электронов со спинами ядер.

Использование адаптации метода молекулярных орбиталей [3] допускает аналитическое решение спектральных задач для немагнитных комплексов D_2^+ и D_2^0 . Нами учтено прямое обменное взаимодействие $H_{ij} = -J(|\mathbf{r}_i - \mathbf{R}_j|) \mathbf{s}_i \mathbf{s}_j$ между спином каждого носителя ($i = 1$ или $i = 2$) и спином внутренней оболочки каждого иона ($j = A, B$). В обоих случаях спектральная задача 16×16 решается аналитически, поскольку имеется сохраняющаяся величина — проекция суммарного спина всех частиц на межцентровую ось.

Детально изучена энергетическая и спиновая структура комплексов в зависимости от межцентрового расстояния R . В зависимости от знака константы одноцентрового обмена возможны различные спиновые структуры основного состояния магнитных комплексов D_2^+ и D_2^0 . Это отвечает различным реализациям косвенного обмена между d -оболочками магнитных ионов. Найденные механизмы косвенного обмена концептуально близки к известным механизмам двойного и сверхобмена [4] для случая D_2^+ и D_2^0 комплекса соответственно.

Получены оценки для эффективных констант косвенного обмена и их зависимости от концентрации магнитной примеси. Наличие компенсации в реальных образцах [1] подразумевает одновременное наличие обоих механизмов косвенного выстраивания. Это означает, что определение типа магнитного упорядочения и критической температуры для реальных образцов РМП выходит за рамки нашего рассмотрения. Подобный вопрос должен решаться в рамках так называемой разупорядоченной модели Гейзнеберга, одновременно учитывающей оба механизма косвенного обмена.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект № 22-12-00139).

[1] T. Dietl and H. Ohno, *Rev. Mod. Phys.*, **86**, 187 (2014).

[2] J. Linder and J.W.A. Robinson, *Nat. Phys.*, **11**, 307 (2015).

[3] Дж. Слэтер, *Электронная структура молекул*. М.: Мир, 1965.

[4] S. Blundell, *Magnetism in condensed matter*. Oxford: Oxford University Press, 2001.

Фазовая стабильность галогенидного перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ при циклическом сжатии под давлением

Морозова Н.В.¹, Жевстовских И.В.^{1,2}, Коробейников И.В.¹,
Сарычев М.Н.², Семенова О.И.³, Овсянников С.В.^{4,5}

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

²Уральский Федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира 19

³ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

⁴ИХТТ УрО РАН, 620219, Екатеринбург, ул. Первомайская 91

⁵Баварский геологический институт, 95447, Германия, Байройт, ул. Университетская 30

Йодид свинца-метиламмония $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ (MAPbI_3) представляет собой весьма перспективный фотоэлектрический материал, структурные и электронные свойства которого очень чувствительны к механическим напряжениям [1]. В данной работе показано, что фазовая стабильность кристалла MAPbI_3 может контролируемо изменяться путем изменения степени дефектности и механических деформаций.

Проведены измерения электрических свойств монокристалла MAPbI_3 под давлением до 4 ГПа при многократном циклическом квазигидростатическом сжатии. В данном диапазоне давлений наблюдаются два последовательных структурных фазовых превращения [2]. Обнаружено, что увеличение степени дефектности/деформации в кристалле значительно отодвигает границу первого реконструктивного фазового перехода так, что исходная тетрагональная фаза сохраняется при повышении внешнего давления до величины ~ 1.4 ГПа, что намного выше по сравнению с ее типичным диапазоном стабильности (от 0 до 0.3-0.5 ГПа при комнатной температуре [2]). Длительная выдержка кристалла под давлением, соответствующем началу второго фазового перехода к «дестабилизированной» структуре, приводит к ис-

чезновению части дефектов и напряжений, что смещает фазовые границы обратно. Измерения спектров фотолюминесценции в широком диапазоне температур показали, что диапазон стабильности тетрагональной фазы в кристалле, подвергнутом циклическому сжатию под высоким давлением, расширился в сторону более низких температур на 20 К, в то время как ширина запрещенной зоны в данной фазе при 290 К увеличилась лишь незначительно, с 1.59 до 1.61 эВ. Таким образом, на примере гибридного перовскита показано, как можно изменять фазовую стабильность таких материалов, создавая и удаляя структурные дефекты и локальные механические напряжения.

- [1] C.Perumal Veeramalai et al., *Photonics Res.*, **9**, 968 (2021),
[2] M. Szafranski and A. Katrusiak, *J. Phys. Chem. Lett.*, **7**, 3458 (2016).

Вклад ядерных спин-спиновых взаимодействий в спектры поглощения в слабых магнитных полях

Литвяк В.М., Бажин П.С., Кавокин К.В.

СПбГУ, Лаборатория Оптики Спины им. И.Н. Уральцева, 198504, Санкт-Петербург, Петергоф, ул. Ульяновская, 1

В большинстве полупроводников групп A^3B^5 и A^2B^6 ядерные изотопы обладают ненулевыми спиновыми моментами, которые определяют ядерную намагниченность. Создать макроскопический ядерный магнитный момент, которому соответствует ядерное поле (поле Оверхаузера) возможно с помощью оптического охлаждения поляризованными по спину электронами во внешнем магнитном поле [1]. При этом намагниченность может следовать предсказаниям теории ядерной спиновой температуры при адиабатическом изменении внешнего магнитного поля с переходом через нулевое поле [2]. Такой процесс называется адиабатическим размагничиванием и используется для глубокого охлаждения ядерной спиновой системы (ЯСС). Размагничивание происходит в локальное поле, которое формируется ядерными спин-спиновыми взаимодействиями. К ним относятся магнитное диполь-дипольное взаимодействие, а также косвенные взаимодействия через валентные электроны (обменное и псевдодипольное) [3]. При этом относительный вклад данных взаимодействий в величину локального поля, в основном, зависит от изотопного состава полупроводниковой структуры. Поскольку локальное поле является базовой характеристикой полупроводника, важно иметь экспериментальный доступ к изучению ядерных спин-спиновых взаимодействий, а также теоретическую модель, описывающую полученные результаты.

В нашей работе мы хотим показать, как проявляются ядерные спин-спиновые взаимодействия в спектрах поглощения в нулевом и слабых внешних магнитных полях на примере полупроводниковой гетеро-

структуры CdTe(CdZnTe). Отличительной особенностью наших экспериментов является возможность измерять спектр поглощения охлажденной ЯСС в нулевом магнитном поле, когда ядра не чувствуют в Зеемановском взаимодействии и спектр определяется чисто ядерными спин-спиновыми взаимодействиями. Слабая распространенность магнитных изотопов в решетке CdTe позволила нам описать измеренные спектры с помощью модели невзаимодействующих ядерных спиновых кластеров. Модель учитывает все типы ядерных спин-спиновых взаимодействий.

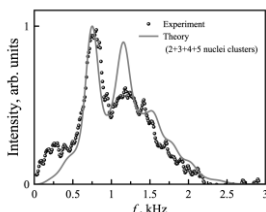


Рис. 1 – Экспериментально измеренный спектр поглощения в нулевом внешнем магнитном поле для гетероструктуры CdTe(CdZnTe) (точки). Описание спектра в рамках модели ядерных спиновых кластеров (линия).

Для измерения спектров поглощения переменного магнитного поля предварительно охлажденной ЯСС гетероструктуры CdTe(CdZnTe) была использована методика спектроскопии отогрева ядерных спинов, предложенная нами в ранних работах [3,4]. Спектр поглощения в нулевом внешнем магнитном поле приведен на рисунке 1 точками. Данный спектр описывается предложенной нами моделью ядерных спиновых кластеров (линия на рис. 1). Также данная модель хорошо описывает спектры, измеренные во внешних магнитных полях.

Авторы выражают благодарность гранту РФФ № 22-42-09020 за финансовую поддержку данной работы.

[1] F. Meier and B. P. Zakharchenya (eds.), *Optical Orientation* (North Holland, Amsterdam, 1984).

[2] A. Abragam, *The Principles of Nuclear Magnetism* (Clarendon Press, 1961).

[3] V.M. Litvyak et al., *arXiv:2305.18912 [cond-mat.mtrl-sci]* (2023).

[4] V.M. Litvyak et al., *Physical Review B*, **104**, 235201 (2021).

Конфигурационное время релаксации как индивидуальная характеристика ян-теллеровского комплекса в легированных кристаллах со структурой флюорита

Офицерова Н.Ю.¹, Сарычев М.Н.¹, Жевстовских И.В.^{1,2}, Уланов В.А.³, Егранов А.В.⁴, Суриков В.Т.⁵, Аверкиев Н.С.⁶, Гудков В.В.¹

¹ УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

² ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

³ КФТИ им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, 420029, Казань, Сибирский тракт, 10/7

⁴ ИГХ им. А.П. Виноградова СО РАН, 664033, Иркутск, ул. Фаворского, 1-а

⁵ ИХТТ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, Первомайская, 91

⁶ ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Неравновесность, вносимая ультразвуковой волной в ян-теллеровскую (ЯТ) подсистему легированных кристаллов, приводит к перераспределению ЯТ-комплексов по уровням энергии, соответствующих различным конфигурациям комплексов. Результаты ультразвуковых исследований, выполненных в ряде кристаллов со структурой флюорита и соединений II-VI, допированных 3d ионами, показали, что время релаксации функции распределения по энергиям комплексов определяется тремя механизмами: активационным и двумя туннельными: однофононным и двухфононным (см., например, [1]). Туннельные механизмы являются доминирующими при низких температурах, а скорости релаксации, связанные с ними, пропорциональны температуре в первой и третьей степени соответственно. Поглощение и дисперсия скорости ультразвука, обусловленные ЯТ подсистемой, зависят от многих

параметров: концентрации ЯТ ионов, констант вибронной связи, параметров решетки, температуры, частоты волн ω и динамического модуля упругости. В связи с этим сравнение проявления эффекта Яна-Теллера (ЭЯТ) в различных кристаллах весьма затруднено. Нами предложен вариант графического проявления ЭЯТ с помощью конфигурационного времени релаксации, экспериментально определенного с помощью температурных зависимостей поглощения или скорости ультразвука, и функции $f_2 = \omega\tau/[1 + (\omega\tau)^2]$, построенной для некоторого фиксированного значения ω . Пример такого представления для кристаллов со структурой флюорита приведен на рисунке 1. Там же приведено и значение энергии активации V_0 . Преимущество такого представления состоит в том, что по форме кривые близки к кривым поглощения, а положения по температуре с большой степенью точности совпадают с положением релаксационного пика поглощения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Программы развития Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина в соответствии с программой стратегического академического лидерства "Приоритет-2030"

[1] М. Н. Сарычев и др., *ЖЭТФ* **162**, 509 (2022).

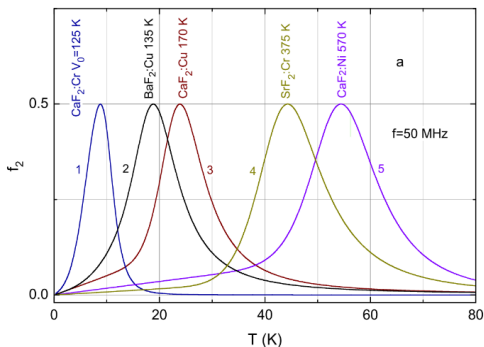


Рис. 1 - Графическое представление проявления эффекта Яна-Теллера в ультразвуковых экспериментах в кристаллах со структурой флюорита.

Магнитоупругость соединений II-VI:Cr

Сарычев М.Н.¹, Жевстовских И.В.^{1,2}, Офицерова Н.Ю.¹,
Коростелин Ю.В.³, Суриков В.Т.⁴, Аверкиев Н.С.⁵, Гудков В.В.¹

¹ УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

² ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

³ ФИАН им. П.Н. Лебедева, 119991, Москва, Ленинский
проспект, 53

⁴ ИХТТ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, Первомайская, 91

⁵ ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург,
ул. Политехническая, 26

В случае изовалентного замещения ионом хрома катиона в кристаллах II-VI, как в кубической, так и гексагональной фазах, образуется тетраэдрический ян-теллеровский (ЯТ) комплекс, описываемый в рамках $T \otimes (e + t_2)$ задачи с тетрагональными минимумами адиабатического потенциала (см., например, [1]). Ион Cr²⁺ обладает спиновым магнитным моментом, при этом, вследствие спин-орбитального взаимодействия, энергия иона в магнитном поле зависит и от локальных деформаций, обусловленных эффектом Яна-Теллера. Это проявляется в спектрах ЭПР [2] и в статических магнитных свойствах [3]. Влияние магнитного поля на поглощение и фазовую скорость ультразвука, что есть проявление магнитоупругости, было обнаружено в кристалле ZnSe:Cr [4], однако зависимости от магнитной индукции в сильных полях (выше 4 Тл) действительных и мнимых компонент тензора упругих модулей, которые определяют скорость и поглощение ультразвуковых волн, удалось объяснить, выполнив расчет изотермических-магнитостатических модулей упругости [5] с использованием спинового гамильтониана, приведенного в [2]. Влияние ЯТ подсистемы на упругие свойства кристалла со структурой сфалерита проявляется в тетрагональном модуле $c_E = (c_{11} - c_{12})/2$. Магнитное поле, приложенное вдоль оси [001], формирует синглетное основное состояние (см. Рис. 1

(a)), в то время как приложенное вдоль оси $[110]$ – дублетное (b). Это обстоятельство влияет на магнитополевые зависимости поглощения и фазовой скорости поперечных ультразвуковых волн, распространяющихся вдоль оси $[110]$ и поляризованных вдоль оси $[1\bar{1}0]$. В первом случае в синглетном состоянии в сильных магнитных полях зависимость не наблюдается за счет отсутствия релаксации, а во втором случае – усиливается (по сравнению с нулевым полем) за счет увеличения заселенности нижних уровней.

Работа выполнялась при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № FEUZ-2023-0013).

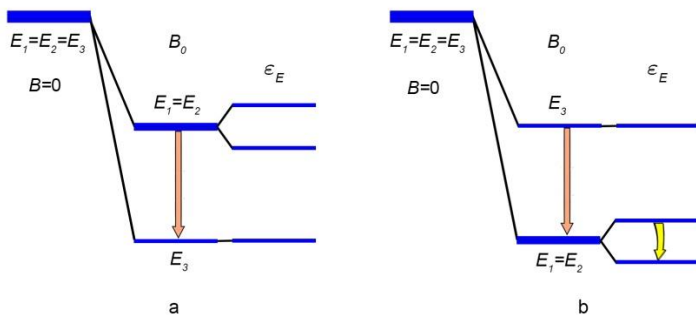


Рис. 2 – Схематическое представление уровней энергии основного состояния комплекса $Cr^{2+}Se_4$ в матрице $ZnSe$, созданных магнитным полем $\mathbf{B}||[001]$ (a) и $\mathbf{B}||[110]$ (b) и расщепленных тетрагональными деформациями e_E , обусловленными ультразвуковой волной.

- [1] J. T. Vallin et al., *Phys.Rev. B* **2**, 4313 (1970).
- [2] J. T. Vallin et al., *Phys. Rev. B* **9**, 2051 (1974).
- [3] W. Mac et al., *Phys. Rev. B* **50**, 14144 (1994).
- [4] V. V. Gudkov et al. *Solid State Phenomena* **190**, 7076 (2012).
- [5] М. Н. Сарычев и др., *ЖЭТФ* **163**, 96 (2023).

Структурные исследования перспективных материалов методом упругого когерентного рассеяния нейтронов

Сёмкин М.А.^{1,2,3}

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

²ИЕНиМ УрФУ, 620026, Екатеринбург, ул. Куйбышева, 48

³НИЦ КИ, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

Методом упругого когерентного рассеяния нейтронов в сочетании с дифракцией рентгеновских лучей, комбинационным рассеянием света, сканирующей электронной микроскопией и т. п. проведены комплексные экспериментальные исследования особенностей структурного упорядочения и фазовых переходов ряда объемных перспективных материалов на базе сложных оксидных систем, например, литий-ионных проводников на основе LiMePO_4 (Me – 3d-переходные металлы) [1-3], анодных материалов на основе систем двойных перовскитов $\text{Sr}_2\text{MeMoO}_6$ [4] и др.

К ряду основных достоинств экспериментов по рассеянию нейтронов в физике конденсированного состояния можно отнести, во-первых, достаточно высокую их проникающую способность позволяющую получать информацию со всего объема объекта исследования, во-вторых, их чувствительность к обнаружению в структуре атомов легких элементов, в-третьих, не регулярный характер функции длины когерентного рассеяния от номера элемента позволяет надежно различать соседние элементы периодической таблицы и их комбинации в образце.

Результаты исследований выполнены рамках темы «ПОТОК» № 122021000031-8.

[1] M.A. Semkin et al., *Phys.: Cond. Mat.*, **34**, 165801 (2022),

[2] M.A. Semkin et al., *Phys. Scripta*, **97**, 025707 (2022),

[3] N.V. Urusova et al., *J. All. Comp.* **781**, 571 (2019),

[4] N.V. Urusova et al., *Sol. St. Sci.* **99**, 106008 (2020).

Необычный эффект Холла и линейная магнитопроводимость в электронных системах со спин-импульсной связью

Зюзин В.А.

*ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, 142432, М.О., г. Черноголовка, просп.
Академика Семенова, д. 1А*

В докладе будет обсуждаться необычный эффект Холла и линейные по внешнему магнитному полю отклики электронных систем с различной спин-импульсной связью (по мотивам работ автора [1,2]).

Стоит отметить, что в обычном эффекте Холла три физических вектора: пропускаемого электрического тока \mathbf{j} , возникающей поперечной току разнице электрического напряжения \mathbf{E} и внешнего магнитного поля \mathbf{B} , взаимно перпендикулярны. Мы же рассмотрим два примера систем, в которых направления векторов пропускаемого электрического тока и возникающей поперечной току разнице электрического напряжения, как и в обычном эффекте Холла, взаимно перпендикулярны, а внешнее магнитное поле приложено в плоскости этих двух векторов.

В первом примере [1,3] это будет двумерная электронная система со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и Дрессельхауза, обладающего симметрией C_{3v} или C_v . Необычный эффект Холла в такой системе есть $\delta j_x = \sigma_{I\rho HE} B_y E_y$, $\delta j_y = -\sigma_{I\rho HE} B_y E_x$, где $\sigma_{I\rho HE}$ есть коэффициент пропорциональности. Такой отклик был относительно недавно экспериментально наблюден разными группами [4,5].

Во втором примере [2] будет рассмотрена антиферромагнитная проводящая электронная система, в которой электроны проводимости взаимодействуют с антиферромагнитным порядком (вектор Нееля по оси \mathbf{z}) при помощи импульсно-зависящего обменного взаимодействия, об-

ладающего d-волновой симметрией. В такой системе необычный эффект Холла зависит от квадрата внешнего магнитного поля и обладает d-волновой симметрией по нему: $\delta j_x = \sigma_{DWHE} B_x B_y E_y$, $\delta j_y = -\sigma_{DWHE} B_x B_y E_x$, где σ_{DWHE} есть коэффициент пропорциональности. Антиферромагнитный порядок нарушает симметрию по отношению к обращению времени, следовательно, такой отклик разрешен (σ_{DWHE} меняет знак при обращении времени).

Мы рассмотрим примеры магнитных, ферро и антиферромагнитных систем, в которых возможна линейная по внешнему магнитному полю магнитопроводимость [1]. Стоит отметить, что в немагнитных системах, согласно принципу Онзагера, магнитопроводимость должна быть строго квадратичной по внешнему магнитному полю на малых полях. Магнитные же системы спонтанно нарушают симметрию по отношению к обращению времени, следовательно, принцип Онзагера допускает линейные по полю отклики в них. Относительно недавно такие отклики были экспериментально наблюдаемы [6-8] в ферромагнетиках и антиферромагнетиках, однако, физических механизмов и/или теоретических моделей для описания этих эффектов, помимо принципа Онзагера, толком не было. Мы их и рассмотрим.

Автор доклада поддержан Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

[1] V.A. Zyuzin, *Phys. Rev. B* 95, 245128 (2017); 102, 241105(R) (2020); 104, L140407 (2021)

[2] D.L. Vorobev and V.A. Zyuzin, *arXiv:2311.04890* (2023).

[3] A.G. Mal'shukov et al, *Phys. Rev. B* 57 2069(R) (1998).

[4] T. Liang et al, *Nature Physics* 14, 451 (2018).

[5] X. Li et al, *Nature Communications* 14, 1642 (2023).

[6] K. Kuroda et al, *Nature Material* 16, 1090 (2017).

[7] Y. Wang et al, *Nature Communications* 11, 216 (2020).

[8] B. Jiang et al, *Phys. Rev. Lett.* 126, 236601 (2021).

Содержание

Электронные свойства низкоразмерных систем
Electron properties of Low-Dimensional systems

L-1.....	38
Поиск майорановских квазичастиц в гибридных проводах полупроводник/сверхпроводник Аксенов С.В. Search for Majorana quasiparticles in semiconductor/superconductor hybrid wires Aksenov S.V.	
L-2.....	39
Влияние магнитного порядка на топологический индекс антиферромагнитного изолятора MnBi_2Te_4 Вальков В.В. , Злотников А.О., Гамов А. Influence of magnetic order on the topological index of the antiferromagnetic insulator MnBi_2Te_4 Val'kov V.V., Zlotnikov A.O., Gamov A.	
L-3.....	41
Возникновение спинового и орбитального углового момента света в скрученных фотонных ван - дер - ваальсовых структурах Вяткин Е.С. , Пошакинский А.В., Тарасенко С.А. Emergent spin and orbital angular momentum of light in twisted photonic van der Waals structures Vyatkin E.S., Poshakinskiy, A. V., Tarasenko S.A.	
L-4.....	43
Сдвиг Лэмба энергий двумерных экситонов Глазов М.М. , Семина М.А.	

	Lamb shift of two-dimensional exciton energies M.M. Glazov, M.A. Semina	
L-5	Развитие теории магнитосопротивления в слоистых квазидвумерных металлах Григорьев П.Д. , Могилюк Т.И., Гудин С.А. Development of the theory of magnetoresistance in layered quasi-two-dimensional metals Grigoriev P.D., Mogilyuk T.I., Gudin S.A.	45
L-6	Магнитный отклик топологических поверхностных состояний в вейлевских полуметаллах Девятов Э.В. Magnetic response of topological surface states in Weyl semimetals Deviatov E.V.	47
L-7	Необычные состояния дробного квантового эффекта Холла в двухслойных электронных системах Дорожкин С.И. , Капустин А.А., Федоров И.Б. Unconventional fractional quantum Hall states in bilayer electron systems Dorozhkin S.I., Kapustin A.A., Fedorov I.B.	49
L-8	Гистерезис высокочастотной проводимости в магнитном поле в <i>p</i> -GaAs/AlGaAs при 20 мК Дричко И.Л. , Смирнов И.Ю., Суслов А.В., Baldwin K.W., Pfeiffer L.N., West K.W., Гальперин Ю.М. High-frequency conductance hysteresis in a magnetic field in <i>p</i> -GaAs/AlGaAs at 20 mK Drichko I.L. , Smirnov I.Yu., Suslov A.V., Baldwin K.W., Pfeiffer L.N., West K.W., Galperin Yu.M.	51

L-9.....	53
	Измерения длины электрон-электронного рассеяния в подвешенном ДЭГ методом магнитной фокусировки
	Егоров Д.А. , Похабов Д.А. , Погосов А.Г. , Жданов Е.Ю. , Сарыпов Д.И. , Бакаров А.К.
	Measurement of the electron-electron scattering length in a suspended 2DEG using magnetic focusing
	Egorov D.A. , Pokhabov D.A., Pogosov A.G., Zhdanov E. Yu., Sarypov D.I., Bakarov A.K.
L-10.....	55
	Возникновение квазиодномерных спин-поляризованных состояний в ультратонких пленках Bi на InAs(111)A
	Еремеев С.В. , Михалюк А.Н., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Грузнев Д.В., Соловова Н.Ю., Голяшов В.А., Терещенко О.Е., Окуда Т., Кимура А., Зотов А.В., Саранин А.А.
	Emergence of quasi-1D spin-polarized states in ultrathin Bi films on InAs(111)A
	S. V. Eremeev, A. N. Mihalyuk, L. V. Bondarenko, A. Y. Tupchaya, D. V. Gruznev, N. Y. Solovova, V. A. Golyashov, O. E. Tereshchenko, T. Okuda, A. Kimura, A. V. Zotov, A. A. Saranin
L-11.....	57
	Плазменные солитоны в экранированной двумерной электронной системе
	Заболотных А.А. , Рубан В.П.
	Plasma solitons in gated two-dimensional electron system
	Zabolotnykh A.A., Ruban V.P.

L-12.....	59
	Кинетика волны зарядовой плотности в магнитном поле Зайцев-Зотов С.В., Кон И.А. Charge density wave kinetics in magnetic field Zaitsev-Zotov S.V., Cohn I.A.
L-13.....	61
	Отрицательная дифференциальная проводимость в полупроводниках и полупроводниковых структурах Каган М.С. Negative differential conductivity in semiconductors and semiconductor structures Kagan M.S.
L-14.....	62
	Квантовая интерферометрия на основе геликоидальных состояний Ниязов Р.А., Крайнов И.В., Аристов Д.Н., Качоровский В.Ю. Quantum interferometry based on helical states Niyazov R.A., Krainov I.V., Aristov D.N., Kachorovskii V.Yu.
L-15.....	64
	Мезоскопические флуктуации кондактанса двумерного полуметалла в квантовой яме HgTe Квон З.Д. , Худайбердиев Д.А. , Энтин М.В., Михайлов Н.Н. Mesoscopic Conductance Fluctuations in 2D HgTe Semimetal Kvon Z.D. , Khudaiberdiev D., Entin M.V., Mikhailov N.N.

L-16.....	66
Квантовый эффект Холла и нулевое плато в объемном HgTe	
Козлов Д.А. , Савченко М.Л., Михайлов Н.Н., Квон З.Д. и Пименов А.	
Quantum Hall effect and zero R _{xy} plateau in bulk HgTe	
Kozlov D.A., Savchenko M.L., Mikhailov N.N., Kvon Z.D., Pimenov A.	
L-17.....	68
Сильный немагнитный механизм рассеяния назад в краевых состояниях 2D топологического изолятора	
Крайнов И.В. , Ниязов Р.А, Аристов Д.Н., Качоровский В.Ю.	
Strong nonmagnetic backscattering mechanism of the edge states of 2D topological insulator	
Krainov I.V., Niyazov R.A., Aristov D.N., Kachorovskii V.Yu.	
L-18.....	70
СВЧ-фотопроводимость CdHgTe/HgTe квантовых ям критической толщины	
Кузьмин Н.С. , Ярошевич А.С., Квон З.Д., Михайлов Н.Н.	
Low-frequency microwave photoconductivity of CdHgTe/HgTe quantum wells with critical thickness	
Kuzmin N.S., Jaroshevich A.S., Kvon Z.D., Mikhailov N.N.	
L-19.....	71
Квантовые точки InAs в кремнии: рост методом МПЭ и оптические свойства	
Лендяшова В.В. , Илькив И.В., Шугабаев Т. Бородин Б.Р., Талалаев В.Г.	
InAs quantum dots in Si: MBE growth and optical properties	

	Lendyshova V.V., Ilkiv I.V., Shugabaev T., Borodin B.R., Talalaev V.G., Cirlin G.E.	
L-20	Эффекты увлечения в металлах, полупроводниках и магнитных диэлектриках Ляпилин И.И. Drag effects in metals, semiconductors and magnetic dielectric Lyapilin I.I.	73
L-21	Теория перколяции классического неидеального двумерного электронного газа в пределе сильных магнитных полей Махмудиан М.М. , Энтин М.В. Percolation theory of a classical nonideal two-dimensional electron gas in the limit of strong magnetic fields Mahmoodian M.M., Entin M.V.	75
L-22	Наногетероструктуры в системе узкозонных твердых растворов InAs-InSb Моисеев К.Д. , Романов В.В. Nanoheterostructures in the InAs-InSb narrow-gap solid solutions system Moiseev K.D. , Romanov V.V.	77
L-23	Контактная разность потенциалов в отсутствие тока через образец в режиме квантового эффекта Холла Неверов В.Н. , Гудина С.В., Туруткин К.В., Васильевский И.С., Виниченко А.Н. Contact potential difference in the absence of current through the sample in the quantum Hall effect regime	79

	Neverov V. N., Gudina S. V., Turutkin K. V., Vasil'evskii I. S., Vinichenko A. N.	
L-24.....	Связь топологических свойств и ферроэлектрической поляризации в топологическом полуметалле GeTe Орлова Н.Н. , Колесников Н.Н., Тимонина А.В., Девятков Э.В. Relationship between topological properties and ferroelectric polarization in GeTe topological semimetal Orlova N.N. , Kolesnikov N.N., Timonina A.V. and Deviatov E.V.	81
L-25.....	Анализ фазовых состояний одномерных спиновых систем с использованием марковских цепей Панов Ю.Д. Analysis of the phase states of one-dimensional spin systems using Markov chains Panov Y.D.	83
L-26.....	Вязкая двумерная электронная жидкость в наноструктурах на основе GaAs/AlGaAs Погосов А.Г. , Похабов Д.А., Сарыпов Д.И., Жданов Е.Ю., Бакаров А.К. Viscous two-dimensional electron liquid in nanostructures based on GaAs/AlGaAs A. G. Pogosov, D. A. Pokhabov, D. I. Sarypov, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov	85
L-27.....	Разработка и применение криогенного шумового туннельного микроскопа Поляк Б.А. , Храпай В.С.	87

	Development and application of a cryogenic shot-noise scanning tunneling microscope	
	Poliak B.A. , Khrapai V.S.	
L-28.....		89
	Изучение влияния параллельного магнитного поля на двойные квантовые ямы в гетеросистеме HgTe/CdHgTe	
	Попов С.Д. , Якунин М.В., Алешкин В.Я., Неверов В.Н., Попов М.Р., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.	
	Study of the influence of a parallel magnetic field on double quantum wells in the HgTe/CdHgTe heterosystem.	
	Popov S.D., Yakunin M.V., Aleshkin V.Ya., Neverov V.N., Popov M.R., Mikhaylov N.N., Dvoretzkiy S.A.	
L-29.....		91
	Гидродинамический эффект "храповика" при оптическом возбуждении электронной жидкости	
	Поташин С.О. , Голуб Л.Е., Качоровский В.Ю.	
	Hydrodynamic ratchet effect in optical excitation of electron fluid	
	Potashin S.O., Golub. L.E., Kachorovskii V.Yu.	
L-30.....		93
	Электронный транспорт в квантовых точечных контактах траншейного типа с многоямным ограничивающим потенциалом	
	Похабов Д.А. , Погосов А.Г., Сарыпов Д.И., Жданов Е.Ю., Шевырин А.А., Бакаров А.К.	
	Electron transport in trench-type quantum point contacts with multiwell confinement	
	Pokhabov D.A., Pogosov A.G., Sarypov D.I., Zhdanov E.Yu., Shevyrin A.A., Bakarov A.K.	

L-31.....	95
	Резонансная спиновая динамика двумерных электронов в условиях сильной спин-орбитальной связи
	Ракицкий М.А., Денисов К.С., Рожанский И.В.
	Resonant spin dynamics of two-dimensional electrons with strong spin-orbit coupling
	Rakitskii M.A., Denisov K.S., Rozhansky I.V.
L-32.....	97
	Электронная структура нанокристаллов Ga ₂ O ₃
	Ревин А.А., Конаков А.А., Королев Д.С.
	Electronic structure of Ga ₂ O ₃ nanocrystals
	Revin A.A., Konakov A.A., Korolev D.S.
L-33.....	98
	Полупроводниковые нанокристаллы: влияние размерного квантования и поверхности на оптические и спиновые свойства
	Родина А.В.
	Semiconductor nanocrystals: The influence of size quantization and surface on optical and spin properties
	Rodina A. V.
L-34.....	100
	Магнитоплазмоны в анизотропных двумерных электронных системах в случае сильной экранировки металлом
	Родионов Д.А., Загороднев И.В.
	Magnetoplasmons in anisotropic two-dimensional electron systems strongly screened by metal
	Rodionov D.A., Zagorodnev I.V.
L-35.....	102
	Термодинамические свойства системы триплетных бозонов в приближении среднего поля
	Рюмшин В.С., Нужин С.В., Панов Ю.Д., Москвин А.С.

	Thermodynamic properties of triplet bosons system in mean field approximation Ryumshin V.S., Nuzhin S.V., Panov Yu.D., Moskvina A.S.	
L-36.....	Оптические осцилляции Шубникова – де Гааза Савченко М.Л. , Господарич Я., Шуваев А., Дмитриев И.А., Дзиом В., Добрецова А.А., Михайлов Н.Н., Квон З.Д., Пименов А. Optical Shubnikov - de Haas oscillations M. L. Savchenko, J. Gospodaric, A. Shuvaev, I. A. Dmitriev, V. Dziom, A. A. Dobretsova, N. N. Mikhailov, Z. D. Kvon, A. Pimenov	104
L-37.....	Гальваномеханические эффекты в гексагональных дираковских 2D монослойных материалах Снегирев А.В. , Ковалев В.М. Энтин М.В. Galvanomechanic effects in hexagonal dirac 2D monolayer materials Snegirev A.V. Kovalev V.M. Entin M.V.	105
L-38.....	Поляризационная зависимость ЭПР в AlAs квантовых ямах Худайбердиев Д.А. , Джикирба К.Р., Савченко М.С., Щепетильников А.В., Шуваев А., Муравьев В.М. Polarization dependence of EPR in AlAs quantum wells Khudaiberdiev D.A., Dzhikirba K.R., Savchenko M.S., Shchepetilnikov A.V., A. Shuvaev, Muravyov V.M.	107

L-39.....	108
	Преломление электронов при фотоэмиссии из p-GaAs(Cs,O)
	Шайблер Г.Э., Бакин В.В., Косолобов С.Н., Рожков С.А, Терехов А.С.
	Refraction of electrons during photoemission from p-GaAs(Cs,O)
	Scheibler H.E., Bakin V.V., Kosolobov S.N., Rozhkov S.A., Terekhov A.S.
L-40.....	110
	Электрически контролируемое переключение между пространственно разделенными проводящими каналами в квантовом точечном контакте
	Сарыпов Д.И., Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Бакаров А.К.
	Electrically controlled switching between spatially separated conducting channels in a quantum point contact
	D. I. Sarypov, D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov
L-41.....	112
	Метамембрана с максимальной хиральностью
	Валенко Н.В., Дмитриева О.А., Тиходеев С.Г.
	Metamembrane with maximum chirality
	Valenko N.V., Dmitrieva O.A., Tikhodeev S.G.
L-42.....	114
	Ближнепольная оптическая спектроскопия углеродных и графеноподобных материалов
	Курусь Н.Н., Небогатикова Н.А., Милёхин И.А., Басалаева Л.С., Антонова И.В., Родякина Е.Е., Милёхин А.Г., Латышев А.В.

	Near-field optical spectroscopy of carbon and graphene-like materials Kurus N.N., Nebogatikova N.A., Kalinin A.V., Milekhin I.A., Basalaeva L.S., Antonova I.V., Rodyakina E.E., Milekhin A.G., Latsyshev A.V.	
L-43	Токи, индуцированные структурированным терагерцевым излучением в двумерных системах Гуныга А.А., Дурнев М.В., Тарасенко С.А. Currents induced by structured terahertz radiation in two-dimensional systems A.A. Gunyaga, M.V. Durnev, S.A. Tarasenko	116
L-44	Параметры электронного энергетического спектра в квантующих магнитных полях в метаморфных гетероструктурах InGaAs/InAlAs Сандаков Н.С. , Гудина С.В., Неверов В.Н., Боголюбский А.С., Туруткин К.В., Якунин М.В., Васильевский И.С., Виниченко А.Н. Parameters of the electronic energy spectrum in quantizing magnetic fields in InGaAs/InAlAs metamorphic heterostructures Sandakov N.S., Gudina S.V., Neverov V.N., Bogoliubskii A.S., Turutkin K.V., Yakunin M.V., Vasil'evskiy I.S., Vinichenko A.N.	117
L-45	Флуктуационные топологические переходы в квантовых нитях с электронными корреляциями Шустин М.С. , Аксенов С.В., Бурмистров И.С. Fluctuation topological transitions in quantum wires with electron correlations S.V. Aksenov, I.S. Burmistrov	119

L-46.....	121
	Магнитосопротивление двойной квантовой ямы HgTe/CdHgTe в параллельном магнитном поле Якунин М.В. , Алешкин В.Я., Неверов В.Н., Попов М.Р., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. Magnetoresistance of the HgTe/CdHgTe double quantum well in a parallel magnetic field Yakunin M.V., Aleshkin V.Ya., Neverov V.N., Popov M.R., Mikhailov N.N, Dvoretzky S.A.
L-47.....	123
	Пороговые эффекты в энергетическом спектре квазидвумерных электронов обогатённого слоя Шульман А.Я. , Посвянский Д.В. Threshold effects in the energy spectrum of quasi-two-dimensional electrons of the accumulation layer Shul'man A.Ya., Posvyanskii D.V.
L-48.....	125
	Продольно-поперечное и анизотропное расщепления ферми-поляронов в двумерных полупроводниках Яковлев З.А. , Глазов М.М. Longitudinal-transverse and anisotropic splitting of Fermi polarons in two-dimensional semiconductors Iakovlev Z.A., Glazov M.M.
L-49.....	127
	Особенности в СВЧ-фотоотклике полевого транзистора и квантового точечного контакта Ткаченко В.А. , Ярошевич А.С., Кузьмин Н.С., Ткаченко О.А., Бакшеев Д.Г., Бакаров А.К., Родякина Е.Е., Антонов В.А., Попов В.П., Квон З.Д.

-
- Features in the low-frequency microwave photoresponse of field transistor and quantum point contact
Tkachenko V.A., Jaroshevich A.S., Kuzmin N.S., Tkachenko O.A., Baksheev D.G., Bakarov A.K., Rodyakina, E.E., Antonov V.A., Popov V.P., Kvon Z.D.
- L-50.....129
- Исследование поляритонного Бозе-конденсата в высокодобротных микрорезонаторах, выращенных в СПбГУ
Столяров В.А., Курдюбов А.С., Петров М.Ю., Ложкин М.С., Ефимов Ю.П., Елисеев С.А., Ловцюс В.А., Игнатьев И.В.
Study of polariton Bose–Einstein condensate in high-quality microcavities fabricated at SPbU
Stolyarov V.A., Kurdyubov A.S., Petrov M.Yu., Lozhkin M.S., Efimov Yu.P., Eliseev S.A., Lovtcius V.A., Ignatiev I.V.
- L-51.....131
- Расчёт ёмкости между полевым электродом и двумерным электронным газом в широких ямах на HgTe
Шерстобитов А.А., Миньков Г.М., Рут О.Э. Германенко А.В., Алёшкин В.Я.
Calculation of the capacitance between the field electrode and two-dimensional electron gas in wide wells on HgTe
Sherstobitov A.A., Minkov G.M., Rut O.E. Germanenko A.V., Aleshkin V.Ya.
- L-52.....133
- Сдвиговые волны в 2D электронной жидкости
Алексеев П.С.
Shear-stress waves in 2D electron fluid

Alekseev P.S.

L-53.....135

Магнитосопротивление в двойных квантовых ямах
InGaAs/GaAs в параллельном магнитном поле:
исследование механизмов рассеяния

Гудина С.В., Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Савельев
А.П., Шелушина Н.Г., Якунин М.В.

Magnetoresistance in InGaAs/GaAs double quantum
wells in in-plane magnetic field: study of scattering
mechanisms

Gudina S.V., Arapov Yu.G., Neverov V.N., Savelyev
A.P., Shelushinina N.G., Yakunin M.V.

Новые электронные явления и материалы

New electronic phenomena and materials

NM-1.....138

Phase transitions in carbon materials at high pressures

Tikhomirova G.V., Petrosyan T.K., Volkova Ya.Yu.,
Tebnikov A.V., Sokolovskiy.D.N.

Phase transitions in carbon materials at high pressures

Tikhomirova G.V., Petrosyan T.K., Volkova Ya.Yu.,
Tebnikov A.V., Sokolovskiy.D.N.

NM-2.....140

Электронная структура поверхности легированных
In пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe/BaF_2(111)$

Микаева А.С., Голяшов В.А., Кавеев А.К.,
Терещенко О.Е.

Electronic structure of the In-doped $Pb_{1-x}Sn_xTe/BaF_2$
(111) films surface

Mikaeva A.S., Golyashov V.A., Kaveev A.K.,
Tereshchenko O.E.

NM-3.....	142
	Конкуренция орбитальных, зарядовых и спиновых степеней свободы в ян-теллеровских магнетиках Москвин А.С. Competition of orbital, charge and spin degrees of freedom in Jahn-Teller magnets Moskvin A. S.
NM-4.....	144
	Оптическая ориентация горячих экситонов в гибридных наноструктурах Аверкиев Н.С. , Коротченков А.В., Котова Л.В., Кочерешко В.П., Вознюк Г.В., Евтихийев В.П. Optical orientation of hot excitons in hybrid nanostructures Averkiev N.S., Korotchenkov A.V., Kotova L.V., Kochereshko V.P., Voznyuk G.V., Evtikhiev V.P.
NM-5.....	146
	Объемная и поверхностная рекомбинация носителей заряда в спектрах фотолуминесценции и катодолуминесценции монокристалла $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ Ахатов М.В. , Жевстовских И.В., Сарычев М.Н., Семенова О.И. Bulk and surface recombination of charge carriers in the photoluminescence and cathodoluminescence spectra of a $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ single crystal Akhatov M.V., Zhevstovskikh I.V., Sarychev M.N., Semenova O.I.
NM-6.....	148
	Наблюдение гигантского планарного эффекта Холла в ультрачистом монокристаллическом образце селенида ртути Бобин С.Б. , Лончаков А.Т.

	Observation of a giant planar Hall effect in an ultra-pure mercury selenide single crystal sample Bobin S.B., Lonchakov A.T.	
NM-7.....	Затухание фононов в двумерных изгибных мембранах Коковин А.Д., Качоровский В.Ю., Бурмистров И.С. Attenuation of phonons in two-dimensional flexible materials Kokovin A.D., Kachorovskii V.Yu., Burmistrov I.S.	150
NM-8.....	Технология магнитного охлаждения: деградация физических свойств магнитных материалов в циклических магнитных полях Гамзатов А.Г. Magnetic cooling technology: degradation of the physical properties of magnetic materials in cyclic magnetic fields Gamzatov A.G.	152
NM-9.....	Электронная структура vicинальных поверхностей трехмерного топологического изолятора Bi_2Te_3 Голяшов В.А. , Кумар Н., Тарасов А.С., Швец И.А., Еремеев С.В., Кох К.А., Терещенко О.Е. Electronic structure of vicinal Bi_2Te_3 3D topological insulator surfaces Golyashov V.A., Kumar N., Tarasov A.S., Shvets I.A., Eremeev S.V., Kokh K.A., Tereshchenko O.E.	153
NM-10.....	Формирование молекулярных наноструктур при термовакuumном осаждении в магнитном поле Гордеев К.М. , Сачков Ю.И., Коптяев А.И.	155

	Molecular nanostructures formation by thermal vacuum deposition in a magnetic field Gordeev K.M., Sachkov Yu.I., Koptyaev A.I.	
NM-11.....	Гибридные гамильтонианы для описания электронных свойств твистронных ван-дер-ваальсовых гетероструктур на основе графена Еналдиев В.В. Hybrid Hamiltonians describing electron properties in twistrionic vand der Waals heterostructures based on grapheme Enaldiev V.V.	157
NM-12.....	Тонкая экситонная структура и рекомбинация дырочно-акцепторных пар в монокристаллах гибридных перовскитов Жевстовских И.В. , Аверкиев Н.С., Сарычев М.Н., Семенова О.И., Терещенко О.Е. Fine exciton structure and recombination of donor-acceptor pairs in hybrid perovskite single crystals Zhevstovskikh I.V., Averkiev N.S., Sarychev M.N., Semenova O.I., Tereshchenko O.E.	159
NM-13.....	Применение тонких ферромагнитных пленок CoPt(Pd) в качестве функционального материала нанoeлектроники Здоровейщев А.В. , Дорохин М.В., Кудрин А.В., Темирязева М.П., Темирязов А.Г. Application of thin ferromagnetic CoPt(Pd) films as a functional nanoelectronics material Zdoroveyshchev A.V. , Dorokhin M.V., Kudrin A.V., Temiryazeva M.P., Temiryazev A.G.	161

NM-14.....	163
<p>Халькогенидная наноэлектроника: от халькогенидных стекол до двумерных халькогенидов Колобов А.В. Chalcogenide nanoelectronics; from chalcogenide glasses to two-dimensional chalcogenides Kolobov A.V.</p>	
NM-15.....	165
<p>In situ исследование оптических свойств спинового бесщелевого полупроводника FeCrTiAl Коренистов П.С., Шредер Е.И., Наумов С.В. In situ study of the optical properties of the spin gapless semiconductor FeCrTiAl Korenistov P.S., Shreder E.I., Naumov S.V.</p>	
NM-16.....	167
<p>Ферромагнитные полупроводниковые структуры АШВV:Fe, полученные импульсным лазерным осаждением Кудрин А.В., Лесников В.П., Дорохин М.В., Данилов Ю.А., Крюков Р.Н., Яковлева А.А. АШВV:Fe ferromagnetic semiconductor structures obtained by pulsed laser deposition Kudrin A.V., Lesnikov V.P., Dorokhin M.V., Danilov Yu.A., Kryukov R.N., Yakovleva A.A.</p>	
NM-17.....	169
<p>Термоэлектрические свойства топологических изоляторов висмут-мышьяк-теллур и наноккомпозитов с графитом на их основе Кульбачинский В.А., Кытин В.Г., Апрелева А.С. Thermoelectric properties of topological insulators bismuth-arsenic-tellurium and nanocomposites with graphite based on them Kulbachinskii V.A., Kytin V.G., Apreleva A.S.</p>	

NM-18.....	171
	Перенос тепла и заряда в поликристаллическом хромите меди (I), легированном магнием Кытин В.Г., Корсаков И.Е., Куприянов Е.Е., Константинова Е.А., Павликов А.В., Кульбачинский В.А. Heat and Charge Transfer in Magnesium-Doped Polycrystalline Copper(I) Chromite Kytin V.G., Korsakov I.E., Kupriyanov E.E., Konstantinova E.A., Pavlikov F.V., Kulbachinskii V.F.
NM-19.....	173
	Эффект близости в топологическом изоляторе TaSe ₃ Лукманова Р.М. , Кон И.А., Минакова В.Е., Зайцев-Зотов С.В. Proximity effect in topological insulator TaSe ₃ Lukmanova R.M. , Kohn I.A., Minakova V.E., Zaitsev-Zotov S.V.
NM-20.....	175
	AC Hall effect and photon drag of superconducting condensate Mel'nikov A.S. , Mironov S.V., Buzdin A.I.
NM-21.....	177
	Низкоразмерные структуры на основе HgCdTe для физических исследований и приборных применений Михайлов Н.Н. , Дворецкий С.А., Ужаков И.Н., Ремесник В.Г. Low-dimensional HgCdTe-based structures for physical research and instrument applications Mikhailov N.N., Dvoretzkiy S.A., Uzhakov I.N., Remesnik V.G.

NM-22.....	179
<p>Метод среднего поля для системы триплетных локальных композитных бозонов в ортоникелатах Нужин С.В., Рюмшин В.С., Панов Ю.Д., Москвин А.С. Mean field theory for the triplet local composite boson system in the orthonickelates Nuzhin S.V., Riumshin V.S., Panov Yu.D., Moskvina A.S.</p>	
NM-23.....	180
<p>Особенности электронного транспорта и оптических свойств монокристаллов WTe₂ и MoTe₂ Передалова А.Н., Наумов С.В., Шредер Е.И., Фоминых Б.М., Неверов В.Н., Марченкова Е.Б., Марченков В.В. Features of electronic transport and optical properties of WTe₂ and MoTe₂ single crystals Perevalova A.N., Naumov S.V., Shreder E.I., Fominykh B.M., Neverov V.N., Marchenkova E.B., Marchenkov V.V.</p>	
NM-24.....	182
<p>Предельно короткие электромагнитные импульсы. Нобелевская премия по физике 2023 года Розанов Н.Н. Electromagnetic few and half-cycles. Nobel prize in physics 2023 Rosanov N.N.</p>	
NM-25.....	183
<p>Пределы применимости теории Элиашберга и ограничения на температуру сверхпроводящего перехода Садовский М.В. Limits of Eliashberg theory and bounds for superconducting transition temperature</p>	

<hr/>	
	Sadovskii M.V.
NM-26.....	184
	Электронные и магнитные свойства сплавов Гейслера на основе кобальта
	Семяникова А.А. , Лукоянов А.В., Ирхин В.Ю., Шредер Е.И., Марченкова Е.Б., Марченков В.В.
	Electronic and magnetic properties of cobalt-based Heusler alloys
	Semiannikova A.A., Lukoyanov A.V., Irkhin V.Yu., Shreder E.I., Marchenkova E.B., Marchenkov V.V.
NM-27.....	186
	Эпитаксиальный рост и электронная структура тонких плёнок Bi/InAs(111)A
	Соловова Н.Ю. , Голяшов В.А., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Грузнев Д.В., Саранин А.А. , Михайлюк А.Н., Еремеев С.В., Терещенко О.Е.
	The epitaxial growth and the electronic structure of Bi/InAs(111)A thin films
	Solovova N.Yu., Golyashov V.A., Bondarenko L.V., Tupchaya A.Y., Gruznev D.V., Saranin A.A., Mikhailyuk A.N., Eremeev S.V., Tereshchenko O.E.
NM-28.....	188
	Магнетосопротивление и эффект Холла в пленках трехмерных топологических изоляторов $\text{Bi}_y\text{Sb}_{2-y}\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$
	Степина Н.П., Баженов А.О., Шумилин А.В., Кунцевич А.Ю., Кириенко В.В., Ищенко Д. В., Терещенко О.Е.
	Magnetoresistance and Hall effect in 3D films of three- dimensional $\text{Bi}_y\text{Sb}_{2-y}\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$ topological insulators
	N. P. Stepina , A. O. Bazhenov, A. V. Shumilin, A. Yu. Kuntsevich, V. V. Kirienko, D. V. Ishchenko, and O. E. Tereshchenko

NM-29.....190

Топологическая инверсия зон в HgSe: поверхностные и объемные состояния из фотоэмиссии и расчетов из первых принципов
Голяшов В.А., Бобин С.Б., Кумар Н., Говоркова Т.Е., Лончаков А.Т., Закиров Е.Р., Еремеев С.В., Тарасов А.В., Естюнин Д.А., Климовских И.И., Шикин А.М., **Терещенко О.Е.**

Topological band inversion in HgSe: surface and bulk states from photoemission and first-principles calculations

Golyashov V.A., Bobin S.B., Kumar N., Govorkova T.E., Lonchakov A.T., Zakirov E.R., Eremeev S.V., Tarasov A.V., Estyunin D.A., Klimovskikh I.I., Shikin A.M., Tereshchenko O.E.

NM-30.....192

Моделирование магнитоэлектрических явлений в полупроводниковом искусственном графене
Ткаченко О.А., **Ткаченко В.А.**, Бакшеев Д.Г., Сушков О.П.

Modeling of magnetoelectric phenomena in semiconductor artificial graphene

Tkachenko O.A., **Tkachenko V.A.**, Baksheev D.G., Sushkov O.P.

NM-31.....194

Внутренний эффект Джозефсона в электронно-легированном сверхпроводнике $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$

Чарикова Т.Б., Девятериков Д.И., Неверов В.Н., Попов М.Р., Шелушинина Н.Г., Иванов А.А.

Intrinsic Josephson effect in the electron-doped superconductor $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$

Charikova T.B., Devyaterikov D.I., Neverov V.N., Popov M.R., Shelushinina N.G., Ivanov A.A.

NM-32.....	196
	Необычные свойства скрытого состояния в 1T-TaS ₂ Кунцевич А.Ю. , Блуменау М.И., Таркаева Е.В. Unusual properties of the hidden state in 1T-TaS ₂ Kuntsevich A.Yu, Tarkaeva E.V., Blumenau M.I.
NM-33.....	198
	A phenomenological model for the competition between superconductivity and charge order Caprara S. A phenomenological model for the competition between superconductivity and charge order Caprara S.
NM-34.....	199
	Оптические свойства фотонно-кристаллических слоёв в окрестности резонансов Фрадин И.М., Салахова Н.С., Дьяков С.А., Гиппиус Н.А. Optical properties of photonic crystal slabs in the vicinity of resonances Fradin I.M., Salakhova N.S., Dyakov S.A., Gippius N.A.

Структура и свойства объемных полупроводников
Structure and properties of bulk semiconductors

S-1.....	202
	Сенсибилизированные красителем фотоаноды для гибких солнечных элементов на основе нанотрубок TiO ₂ Крупанова Д.А. , Текшина Е.В., Козюхин С.А. Dye sensitized photoanodes for flexible solar cells based on TiO ₂ nanotubes Krupanova D.A., Tekshina E.V., Kozyukhin S.A.

S-2	Локальные измерения слабых напряжений на поверхности структур (013) HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs с помощью генерации второй гармоники Ступак М.Ф., Дворецкий С.А. , Михайлов Н.Н., Макаров С.Н., Елесин А.Г. Local measurements of weak stresses on the surface of (013) HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs structures using second harmonic generation Stupak M.F., Dvoretsky S.A. , Mikhailov N.N., Makarov S.N., Elesin A.G.	204
S-3	Критическая толщина и напряжения слоев HgTe на подложках (013) Hg _x Cd _{1-x} Te/ZnTe/GaAs Дворецкий С.А. , Михайлов Н.Н., Меньшиков Р.В., Окулов В.И., Говоркова Т.Е. Critical thickness and stress of HgTe layers on substrates (013) Hg _x Cd _{1-x} Te/ZnTe/GaAs Dvoretsky S.A. , Mikhailov N.N., Menshchikov R.V., Okulov V.I., Govorkova T.E.	206
S-4	Расчет ростовых параметров в методе ГФЭ МОС для фотодиодной структуры на 1,55 мкм Балясников Д.М. , Байдусь Н.В., Зубков С.Ю. Calculation of growth parameters in MOCVD method for a 1.55 μm photodiode structure Balyasnikov D.M. , Baidus N.V., Zubkov S.Y.	208
S-5	Термоэлектрическое преобразование энергии: история, современное состояние, перспективы Бурков А.Т. Thermoelectric energy conversion: history, present, future	210

A.T. Burkov

S-6.....212

Исследование состава и пространственного распределения примесно-дефектных центров в легированном железом CVD-ZnSe

Калинушкин В.П., Уваров О.В., **Гладилин А.А.**,
Миронов С.А., Пупырев П.Д., Гаврищук Е.М.,
Тимофеева Н.А.

Study of the composition and spatial distribution of impurity-defect centers in iron-doped CVD-ZnSe

Kalinushkin V.P., Uvarov O.V., Gladilin A.A.,
Mironov S.A., Pupyrev P.D., Gavrishchuk E.M.,
Timofeeva N.A.

S-7.....214

Проявление внутрицентровых d^5 -состояний примесных ионов в люминесценции оксида цинка

Груздев Н.Б., Вохминцев А.С., Соколов В.И.,
Меньшенин В.В., Савченко С.С., Вайнштейн И.А.

The Manifestation of Intracentral d^5 -states of Impurity Ions in Zinc Oxide Luminescence

Gruzdev N.B., Vokhmintsev A.S., Sokolov V.I.,
Menshenin V.V., Savchenko S.S., Weinstein I.A.

S-8.....216

Модель косвенного обменного взаимодействия в разбавленных магнитных полупроводниках в диэлектрической фазе

Кокурин И.А., Аверкиев Н.С.

Model of indirect exchange interaction in diluted magnetic semiconductors in insulating phase

Kokurin I.A., Averkiev N.S.

S-9.....218

Фазовая стабильность галогенидного перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ при циклическом сжатии под давлением

	<p>Морозова Н.В., Жевстовских И.В., Коробейников И.В., Сарычев М.Н., Семенова О.И., Овсянников С.В. Manipulating the phase stability of a halide perovskite $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ by highp-ressure cycling Morozova N.V., Zhevstovskikh I.V., Korobeynikov I.V., Sarychev M.V., Semenova O.I., Ovsyannikov S.V.</p>	
S-10	<p>Вклад ядерных спин-спиновых взаимодействий в спектры поглощения в слабых магнитных полях Литвяк В.М., Бажин П.С., Кавокин К.В. Contribution of nuclear spin-spin interactions to absorption spectra in weak external magnetic fields Litvyak V.M., Bazhin P.S., Kavokin K.V.</p>	220
S-11	<p>Конфигурационное время релаксации как индивидуальная характеристика ян-теллеровского комплекса в легированных кристаллах со структурой флюорита Офицерова Н.Ю., Сарычев М.Н., Жевстовских И.В., Уланов В.А., Егранов А.В., Суриков В.Т., Аверкиев Н.С., Гудков В.В. Configurational Relaxation Time as Individual Characteristic of the Jahn-Teller Complex in Doped Crystals with Fluorite Structure Ofitserova N.Yu., Sarychev M.N., Zhevstovskikh I.V., Ulanov V.A., Egranov A.V., Surikov V.T., Averkiev N.S., Gudkov V.V.</p>	222
S-12	<p>Магнитоупругость соединений II-VI:Cr Сарычев М.Н., Жевстовских И.В., Офицерова Н.Ю., Коростелин Ю.В., Суриков В.Т., Аверкиев Н.С., Гудков В.В.</p>	224

Magnetoelasticity of compounds II-VI:Cr

Sarychev M.N., Zhevstovskih I.V., Ofitserova N.Yu.,
Korostelin Yu.V., Surikov V.T., Gudkov V.V.

S-13.....226

Структурные исследования перспективных
материалов методом упругого когерентного
рассеяния нейтронов

Сёмкин М.А.

Structural investigations of advanced materials using
coherent elastic neutron scattering

Semkin M.A.

S-14.....227

Необычный эффект Холла и линейная
магнитопроводимость в электронных системах со
спин-импульсной связью

Зюзин В.А.

Unusual Hall effect and linear magnetoconductivity in
electron systems with spin-momentum locking

Zyuzin V.A.

Авторский указатель

- Baldwin K.W., 51
Buzdin A.I., 175
Caprara S., 198
Mel'nikov A.S., 175
Mironov S.V., 175
Petrosyan T.K., 138
Pfeiffer L.N., 51
Sokolovskiy D.N., 138
Tebenkov A.V., 138
Tikhomirova G.V., 138
Volkova Ya.Yu., 138
West K.W., 51
Аверкиев Н.С., 144, 159, 216, 222, 224
Аксенов С.В., 38, 119
Алексеев П.С., 133
Алешкин В.Я., 89, 121
Алёшкин В.Я., 131
Антонов В.А., 127
Антонова И.В., 114
Апрелева А.С., 169
Арапов Ю.Г., 135
Аристов Д.Н., 62, 68
Ахатов М.В., 146
Баженов А.О., 188
Бажин П.С., 220
Байдусь Н.В., 208
Бакаров А.К., 53, 85, 93, 110, 127
Бакин В.В., 108
Бакшеев Д.Г., 127, 192
Балясников Д.М., 208
Басалаева Л.С., 114
Блуменау М.И., 196
Бобин С.Б., 190
Бобин С.Б., 148
Боголюбский А.С., 117
Бондаренко Л.В., 55, 186
Бородин Б.Р., 71
Бурков А.Т., 210
Бурмистров И.С., 119, 150
Вайнштейн И.А., 214
Валенко Н.В., 112
Вальков В.В., 39
Васильевский И.С., 79, 117
Виниченко А.Н., 79, 117
Вознюк Г.В., 144
Вохминцев А.С., 214
Вяткин Е.С., 41
Гаврищук Е.М., 212
Гальперин Ю.М., 51
Гамзатов А.Г., 152
Гамов А., 39
Германенко А.В., 131
Гиппиус Н.А., 199
Гладилин А.А., 212
Глазов М.М., 43, 125
Говоркова Т.Е., 190
Говоркова Т.Е., 206
Голуб Л.Е., 91
Голяшов В.А., 55, 140, 153, 186, 190
Гордеев К.М., 155
Госпорадич Я., 104
Григорьев П.Д., 45
Груздев Н.Б., 214
Грузнев Д.В., 55, 186
Гудин С.А., 45
Гудина С.В., 79, 117, 135
Гудков В.В., 222, 224
Гуныга А.А., 116
Данилов Ю.А., 167
Дворецкий С.А., 89, 121, 177, 204, 206
Девятериков Д.И., 194
Девятов Э.В., 47, 81
Денисов К.С., 95
Джикирба К.Р., 107

Дзиом В., 104
Дмитриев И.А., 104
Дмитриева О.А., 112
Добрецова А.А., 104
Дорожкин С.И., 49
Дорохин М.В., 161, 167
Дричко И.Л., 51
Дурнев М.В., 116
Дьяков С.А., 199
Евтихийев В.П., 144
Егоров Д.А., 53
Егранов А.В., 222
Елесин А.Г., 204
Елисеев С.А., 129
Еналдиев В.В., 157
Еремеев С.В., 55, 153, 186, 190
Естюнин Д.А., 190
Ефимов Ю.П., 129
Жданов Е.Ю., 53, 85, 93, 110
Жевстовских И.В., 146, 159, 218,
222, 224
Заболотных А.А., 57
Загороднев И.В., 100
Зайцев-Зотов С.В., 59, 173
Закиров Е.Р., 190
Здоровейшев А.В., 161
Злотников А.О., 39
Зотов А.В., 55
Зубков С.Ю., 208
Зюзин В.А., 227
Иванов А.А., 194
Игнатъев И.В., 129
Илькив И.В., 71
Ирхин В.Ю., 184
Ищенко Д. В, 188
Кавеев А.К., 140
Кавокин К.В., 220
Каган М.С., 61
Калинушкин В.П., 212
Капустин А.А., 49
Качоровский В.Ю., 62, 68, 91, 150
Квон З.Д., 64, 66, 70, 104, 127
Кимура А., 55
Кириенко В.В., 188
Климовских И.И., 190
Ковалев В.М., 105
Козлов Д.А., 66
Козлохин С.А., 202
Коковин А.Д., 150
Кокурин И.А., 216
Колесников Н.Н., 81
Колобов А.В., 163
Кон И.А., 59, 173
Конаков А.А., 97
Константинова Е.А., 171
Коптяев А.И., 155
Коренистов П.С., 165
Коробейников И.В., 218
Королев Д.С., 97
Коростелин Ю.В., 224
Коротченко А.В., 144
Корсаков И.Е., 171
Косолобов С.Н., 108
Котова Л.В., 144
Кох К.А., 153
Кочерешко В.П., 144
Крайнов И.В., 62, 68
Крупанова Д.А., 202
Крюков Р.Н., 167
Кудрин А.В., 161, 167
Кузьмин Н.С., 70, 127
Кульбачинский В.А., 169, 171
Кумар Н., 190
Кумар Н., 153
Кунцевич А.Ю., 188, 196
Куприянов Е.Е., 171
Курдюбов А.С., 129
Курусъ Н.Н., 114
Кытин В.Г., 169, 171
Латышев А.В., 114
Лендяшова В.В., 71
Лесников В.П., 167

-
- Литвяк В.М.**, 220
Ловцос В.А., 129
Ложкин М.С., 129
Лончаков А.Т., 190
Лончаков А.Т., 148
Лукманова Р.М., 173
Лукоянов А.В., 184
Ляпилин И.И., 73
Макаров С.Н., 204
Марченков В.В., 180, 184
Марченкова Е.Б., 180, 184
Махмудиан М.М., 75
Меньшенин В.В., 214
Меньщиков Р.В., 206
Микаева А.С., 140
Милёхин А.Г., 114
Милёхин И.А., 114
Минакова В.Е., 173
Миньков Г.М., 131
Миронов С.А., 212
Михайлов Н.Н., 64, 66, 70, 89, 104,
121, 177, 204, 206
Михайлюк А.Н., 186
Михалюк А.Н., 55
Могилюк Т.И., 45
Моисеев К.Д., 77
Морозова Н.В., 218
Москвин А.С., 102, 142, 179
Муравьев В.М., 107
Наумов С.В., 165, 180
Небогатикова Н.А., 114
Неверов В.Н., 79, 89, 117, 121, 135,
180, 194
Ниязов Р.А., 68
Ниязов Р.А., 62
Нужин С.В., 102, 179
Овсянников С.В., 218
Окуда Т., 55
Окулов В.И., 206
Орлова Н.Н., 81
Офицерова Н.Ю., 222, 224
Павликов А.В., 171
Панов Ю.Д., 83, 102, 179
Перевалова А.Н., 180
Петров М.Ю., 129
Пименов А., 66, 104
Погосов А.Г., 53, 85, 93, 110
Поляк Б.А., 87
Попов В.П., 127
Попов М.Р., 89, 121, 194
Попов С.Д., 89
Посвянский Д.В., 123
Поташин С.О., 91
Похабов Д.А., 53, 85, 93, 110
Пошакинский А.В., 41
Пупырев П.Д., 212
Ракицкий М.А., 95
Ревин А.А., 97
Ремесник В.Г., 177
Родина А.В., 98
Родионов Д.А., 100
Родякина Е.Е., 114, 127
Рожанский И.В., 95
Рожков С.А¹, 108
Розанов Н.Н., 182
Романов В.В., 77
Рубан В.П., 57
Рут О.Э., 131
Рюмшин В.С., 102, 179
Савельев А.П., 135
Савченко М.Л., 66, 104
Савченко М.С., 107
Савченко С.С., 214
Садовский М.В., 183
Салахова Н.С., 199
Сандаков Н.С., 117
Саранин А.А., 55, 186
Сарыпов Д.И., 53, 85, 93, 110
Сарычев М.Н., 146, 159, 218, 222,
224
Сачков Ю.И., 155
Семенова О.И., 146, 159, 218

-
- Семина М.А., 43
Сёмкин М.А., 226
Семяникова А.А., 184
Смирнов И.Ю., 51
Снегирев А.В., 105
Соколов В.И., 214
Соловова Н.Ю., 55, 186
Степина Н.П., 188
Столяров В.А., 129
Ступак М.Ф., 204
Суриков В.Т., 222, 224
Суслов А.В., 51
Сушков О.П., 192
Талалаев В.Г., 71
Тарасенко С.А., 41, 116
Тарасов А.В., 190
Тарасов А.С., 153
Таркаева Е.В., 196
Текшина Е.В., 202
Темирязов А.Г., 161
Темиряева М.П., 161
Терехов А.С., 108
Терещенко О.Е., 55, 140, 153, 159,
186, 188, 190
Тимонина А.В., 81
Тимофеева Н.А., 212
Тиходеев С.Г., 112
Ткаченко В.А., 127, 192
Ткаченко О.А., 127, 192
Тупчая А.Ю., 55, 186
Туруткин К.В., 79, 117
Уваров О.В., 212
Ужаков И.Н., 177
Уланов В.А., 222
Федоров И.Б., 49
Фоминых Б.М., 180
Фрадин И.М., 199
Храпай В.С., 87
Худайбердиев Д.А., 64, 107
Чарикова Т.Б., 194
Шайблер Г.Э., 108
Швец И.А., 153
Шевырин А.А., 93
Шелушинина Н.Г., 135, 194
Шерстобитов А.А., 131
Шикин А.М., 190
Шредер Е.И., 165, 180, 184
Шуваев А., 107
Шуваев А., 104
Шугабаев Т., 71
Шульман А.Я., 123
Шумилин А.В., 188
Шустин М.С., 119
Щепетильников А.В., 107
Энтин М.В., 64, 75, 105
Яковлев З.А., 125
Яковлева А.А., 167
Якунин М.В., 89, 117, 121, 135
Ярошевич А.С., 70, 127

ООО «Криотрейд инжиниринг» – это торгово-производственная компания, выполняющая поставки научного оборудования для лабораторий и промышленности на протяжении 15 лет. Основное направление деятельности – производство криостатов для научных исследований. Также выполняется гарантийное и постгарантийное сервисное обслуживание криостатов и криогенных систем, а также их модернизация под новые задачи. Наши высококвалифицированные технические специалисты всегда готовы помочь с подбором оборудования, максимально соответствующего требованиям заказчика.

Собственное оборудование:



- Компактные заливные азотные криостаты моделей LN-120 и LN-121-SPECTR (диапазон температур – от 77 до 500K);
- Азотные и гелиевые криостаты проточного и замкнутого типа – как стандартные, так под за-

дачи пользователя;

- Гелиевые криостаты замкнутого типа со сниженными вибрациями для оптических экспериментов;



- Сверхпроводящие магниты любой конфигурации;



- Криостаты с базовой температурой 0.3 и 0.8K;
- Переливные устройства для LN₂ и LHe с ЭВТИ, а также системы выдачи азота (азотные питатели);
- Криовакуумные камеры и холодные экраны, а также температурные столы для вакуумных камер;
- Генераторы жидкого азота производительностью от 20 до 300 л/сутки.

Поставляемое криогенное, холодильное и вакуумное оборудование:

- Гелиевые ожижители и реконденсаторы производительностью от 20 до 200 л/сутки;
- Термостатируемые столики с диапазоном температур $-190...+1200$ °С, подходящие в том числе для микроскопии;
- Любое сопутствующее криогенное оборудование – криогенные провода температурные датчики, мониторы и контроллеры температур, источники тока сверхпроводящих магнитов, сосуды Дьюара др.;



- Турбомолекулярные откачные посты, вакуумные датчики, насосы, а также сопутствующие товары и арматура;
- Криогенные рефрижераторы, в том числе компактные
- Оборудование для вакуумных систем – сверхвысоковакуумные переносные камеры, системы линейного перемещения (от 1 до 5 осей), высокотемпературные испарители, затворы и многое другое;
- LN_2 генераторы смесового типа про-

изводительностью от 1 до 50 л/ч.



Кроме того, мы занимаемся **выполнением обслуживания криогенных и вакуумных систем**. Наша производственная база имеет все необходимые инструменты, оборудование и ЗИП. Основные выполняемые работы: плановые ТО, диагностика неисправностей, вакуумирование объемов и проверка на течи, обслуживание криорефрижераторов и компрессоров, модернизация оборудования.

Лабораторное и измерительное оборудование:

- Электромагниты, в том числе векторные, катушки Гельмгольца, а также установки на их основе (VSM, системы измерения эффекта Холла, Керра, установки размагничивания и другие);
- Гаусс-метры и флюксометры, а также зонды для них, в том числе криогенные;





- Электрическое измерительное оборудование (мультиметры, источники тока/ напряжения, LCR-метры, источники-измерители, импедансные анализаторы, тестеры проводов и батарей и т.п.);

- Синхронные усилители с частотным диапазоном до 60 МГц (с конца 2023 года доступны модели с частотой до 300 МГц);

- Лабораторные планетарные шаровые мельницы;

- Системы перемещения (линейное, вращение, качание) с

пьезоприводами, в том числе криогенные пьезосканеры и пьезоступени;

- Оборудование для СВЧ-измерений, в том числе для криогенных: детекторы, циркуляторы, изоляторы, коаксиальные провода, маломощные усилители, фазовращатели, зонды, фильтры и другое;

- Оборудование для квантовых компьютеров;

- Возможна поставка любого оборудования под заказ и оснащение лабораторий «под ключ».

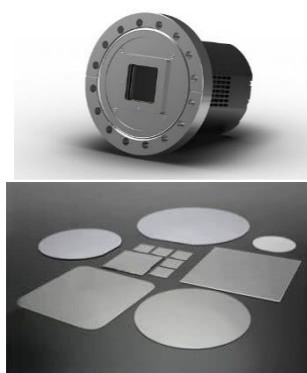
Оптическое оборудование и фотоника:

- Узкополосные одночастотные лазеры с длиной волны от 185 до 2 371 нм и мощностью от 1 мВт до 18 Вт;
- Квантово-каскадные ИК-лазеры с длиной волны от 760 до 14 000 нм и мощностью от 1 мВт до 9 Вт;
- Импульсные твердотельные лазеры с длиной волны от 236 до 1 342 нм;
- Терагерцовые источники излучения от 1.3 до 4.7 ТГц мощностью от 0.1 до 5.0 мВт;



- Широкополосные источники излучения мощностью до 1 кВт;
- Волоконные оптические усилители;
- Лазерные диоды;
- Кремниевые фотоумножители;
- Электро- и акустооптические модуляторы;
- Микроскопы, в том числе стерео-микроскопы, конфокальные, сканирующие, биологические, металлургические и т.п.;

- Спектрометры комбинационного рассеяния;
- TCSPC системы, FLIM, конфокальные системы;
- Научные и промышленные камеры в таких спектральных диапазонах, как рентген, видимый, ближний и дальний ИК, с возможностью интеграции в систему заказчика;
- виброизоляционные столы и аксессуары к ним;
- оптические компоненты, полупроводниковые подложки (Si, GaAs, GaSb, InSb, Ge и многие другие), сцинтилляционные кристаллы и массивы, кристаллы для лазеров, окна прозрачности.



Чиллеры и термостабилизаторы:

Компания Coolingstyle специализируется на проектировании, разработке и производстве высокоточных устройств контроля температуры широкого спектра применения, включая промышленные чиллеры, системы охлаждения корпусов, микрокомпрессоров, и др.

Продукция отличается высокой надёжностью, эффективностью энергоиспользования и компактными размерами. Точность контроля температуры оставляет ± 0.1 °C, что позволяет их активно применять для поддержания температуры лазеров, где незначительно изменение температуры может привести к сдвигу частоты.

Основные преимущества:

- Компактная конструкция позволяет существенно экономить пространство в лаборатории. Имеет возможность размещения

как в стандартной стойке, так и просто на любой горизонтальной поверхности;

- При низких нагрузках скорость вращения вентилятора охлаждения существенно снижается, что позволяет снизить шум;
- Несмотря на компактные размеры, чиллеры укомплектованы мощными насосами, позволяющими обеспечить высоту водяного столба до 50 м.
- Диапазон мощностей охлаждения – от 480 до 2700 Вт (измеряется при уставке 25 °С и окружающей температуре 25 °С).
- Имеется возможность установки интерфейса для связи с ПК.
- Практически всегда имеются чиллеры в наличии на складе РФ.



Термостабилизаторы серии НТИ могут широко применяться в лабораториях и на производствах при необходимости выполнять

охлаждение оборудования с выделяемой тепловой мощностью от 3 до 100+ кВт.

Особенности конструкции термостабилизаторов НТИ

Система охлаждения:

- В термостабилизаторах НТИ применяется экологически чистый хладагент R-407c;
- Используется популярный и надежный спиральный компрессор Japan Panasonic;
- Конденсатор с алюминиевым оребрением и медной трубкой легко поддается чистке;
- Мощный вентилятор обеспечивают достаточный объем охлаждающего воздуха
- В конструкции используется пластинчатый теплообменник из нержавеющей стали SS304;



- Система управления обеспечивает стабилизацию температуры в пределах $\pm 1-2$ °С (опционально доступная версия со стабильностью ± 0.1 °С в случае низкопроизводительных моделей и ± 0.5 °С для высокопроизводительных)
- Предохранительные устройства обеспечивают стабильную и безопасную работу чиллера.

Встроенные модули защиты:

- Перегрузка двигателя,
- Высокое и низкое давление,
- Перегрев охлаждающей воды,
- Уровень воды в баке,
- Фазовая защита, защита от замерзания, переключатель потока

Газовые детекторы и анализаторы:

Существуют различные типы газоанализаторов и сигнализационных приборов для определения концентрации тех или иных газов в смеси (в том числе в окружающей среде). Нами поставляется следующее оборудование для детектирования и контроля концентраций газов в окружающей среде либо в газовых линиях:



- контроллеры газовой сигнализации;
- газовые извещатели;
- портативные газовые извещатели;
- охранная сигнализация;
- светодиодные электронные табло;
- и многое другое (около 200 наименований), в т. ч. высокоточное оборудование для производств.



Газоанализатор – позволяет выполнять быстрый анализ концентрации тех или иных компонентов в газовой смеси. Применяется как в научных исследованиях, так и в сложных рабочих условиях на производстве. Некоторые анализаторы газов позволяют обнаруживать до 18 компонентов одновременно.

Детектор газа позволяет оперативно отслеживать превышение концентрации конкретного газа в смеси. Они широко используются в производстве для контроля превышения допустимых концентраций

Поставляются детекторы следующих типов:

- Горючие газы: стирол, пропан, пропилен, ксилол, дихлорметан, толуол, метанол, метан, водород, кислород, этанол, ацетилен, уксусная кислота и др.;

- Токсичные газы: аммиак, акрилонитрил, озон, сероуглерод, диоксиды азота, серы и хлора, фтористый водород, газообразный фтор, фосген, силан, водород, окись этилена, толуол, формальдегид, хлористый водород, хлор, винилхлорид, хлороформ, монооксид азота и углерода и др.;
- Органические соединения: бензольный ряд, фенолы, циклопентан, гексан, альдегиды, трихлорэтилен, бромистый метил, сложные эфиры.
- Другие: азот, углекислый газ, гелий, аргон, хладагенты и др.



Программа и Тезисы докладов
XXV Уральской международной зимней школы
по физике полупроводников

г. Екатеринбург, 12 – 17 февраля 2024 г.

ISBN 978-5-6045774-9-3



Материалы школы
публикуются в авторской редакции

Ответственный за выпуск:	<i>В.Н. Неверов</i>
Верстка и техническое редактирование:	<i>А.С. Боголюбский</i>
Дизайн:	<i>С.Б. Бобин</i>
Редактирование:	<i>С.В. Гудина</i>

Подписано в печать 26.01.2024

Тираж 40 экз.

Участок оперативной полиграфии ИФМ УрО РАН
620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

ИФМ УрО РАН
620108, г. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18
e-mail: uiwsp@imp.uran.ru