

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

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

*Электронные свойства низкоразмерных систем*

*Структура и свойства объемных полупроводников*

*Новые электронные явления и материалы*

16 – 20 февраля 2026 года

Екатеринбург

**ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

Екатеринбург 2026

УДК 53  
ББК 22.3

**Электронные свойства низкоразмерных систем. Структура и свойства объемных полупроводников. Новые электронные явления и материалы [Текст]: Программа и Тезисы докладов XXVI Уральской международной зимней школы по физике полупроводников** (Екатеринбург, 16-20 февраля 2026 г.) / [отв. за вып. В.Н. Неверов]. - Екатеринбург, ИФМ УрО РАН, 2026. – с. 236

*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 978-5-6052052-1-0

Авторы, указанные в содержании, 2026  
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**

## **XXVI 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 16 – 20, 2026

Yekaterinburg

**ABSTRACT BOOK**

Yekaterinburg 2026



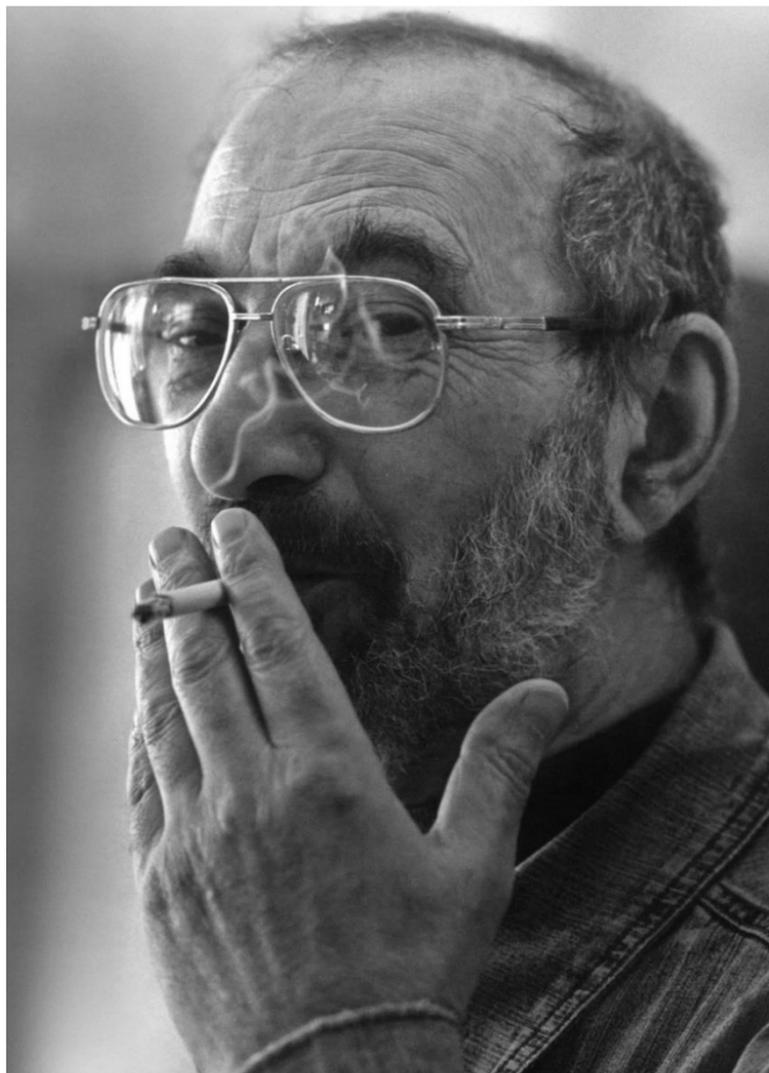
Памяти Юрия Григорьевича Арапова



12.02.1941 — 24.12.2024



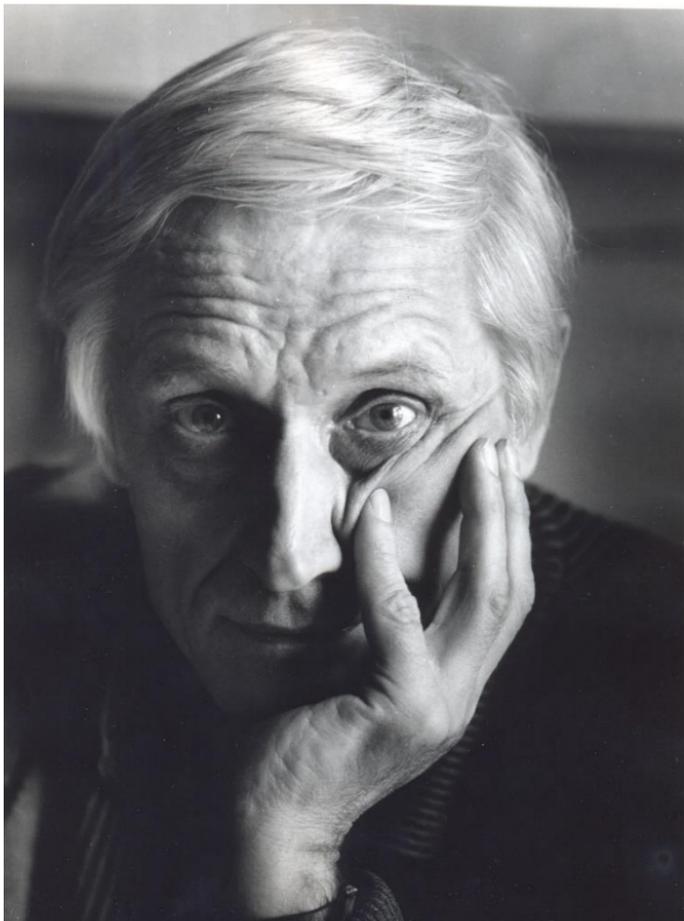
Памяти Григория Максовича Минькова



29.05.1945 — 28.02.2025



Памяти Всеволода Игоревича Окулова



29.11.1942 — 26.10.2025



## 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
Брусникова А.А.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Жевстовских И.В.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Коробейников И.В.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Морозова Н.В.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Перевозчикова Ю.А.	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Попов С.Д.	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

Бурмистров И.С., <i>сопредседатель</i> ,	ИТФ РАН, Черногловка
Германенко А.В., <i>сопредседатель</i> ,	УрФУ, Екатеринбург
Тарасенко С.А. <i>сопредседатель</i> ,	ФТИ РАН, Санкт-Петербург
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
Saraga S.	Department of Physics, Sapienza University of Rome (Италия)
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.  
Ивченко Е.Л.  
Каган М.С.  
Квон З.Д.  
Красильник З.Ф.  
Кульбачинский В.А.  
Лончаков А.Т.  
Марченков В.В.  
Мельников А.С.  
Парфеньев Р.В.  
Поляков Д.Г.  
Терещенко О.Е.  
Хохлов Д.Р.  
Шелушина Н.Г.

ИРЭ РАН, Москва  
ФТИ РАН, Санкт-Петербург  
ИРЭ РАН, Москва  
ИФП СО РАН, Новосибирск  
ИФМ РАН, Нижний Новгород  
МГУ, Москва  
ИФМ УрО РАН, Екатеринбург  
ИФМ УрО РАН, Екатеринбург  
ИФМ РАН, Нижний Новгород  
ФТИ РАН, Санкт-Петербург  
ИФП СО РАН, Новосибирск  
МГУ, Москва  
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
Brusnikova A.A.	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
Korobeynikov I.V.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Morozova N.V.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Perevozchikova Yu.A.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Popov S.D.	IMP UB RAS, Yekaterinburg
Sandakov N.S.	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

Burmistrov I.S., <i>co-chairman</i> ,	Ioffe PTI RAS, St. Petersburg
Germanenko A.V., <i>co-chairman</i> ,	UrFU, Yekaterinburg
Tarasenko S.A., <i>co-chairman</i> ,	Ioffe PTI RAS, St. Petersburg
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
Caprara S.	Department of Physics, Sapienza University of Rome
Val'kov V.V.	IP SB RAS, Krasnoyarsk
Volkov V.A.	Kotelnikov IRE RAS, Moscow
Gornyi I.V.	Karlsruhe Institute of Technology
Dvoretzkii S.A.	Rzhanov IPS SD RAS, Novosibirsk
Deviatov E.V.	Osipyan ISSP RAS, Chernogolovka
Drichko I.L.	Ioffe PTI RAS, St. Petersburg
Zaitsev-Zotov S.V.	Kotelnikov IRE RAS, Moscow

Ivchenko E.L.  
Kagan M.S.  
Kvon Z.D.  
Krasilnik Z.F.  
Kulbachinskii V.A.  
Lonchakov A.T.  
Marchenkov V.V.  
Melnikov A.S.  
Parfen'ev R.V.  
Polyakov D.G.  
Tereshchenko O.E.  
Khokhlov D.R.  
Shelushinina N.G.

Ioffe PTI RAS, St. Petersburg  
Kotelnikov IRE RAS, Moscow  
Rzhanov IPS SD RAS, Novosibirsk  
IMP RAS, Nizhnii Novgorod  
Lomonosov MSU, Moscow  
Mikheev IMP UB RAS, Yekaterinburg  
Mikheev IMP UB RAS, Yekaterinburg  
IMP RAS, Nizhnii Novgorod  
Ioffe PTI RAS, St. Petersburg  
  
Rzhanov IPS SD RAS, Novosibirsk  
Lomonosov MSU, Moscow  
Mikheev IMP UB RAS, Yekaterinburg

## 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»



ООО «Криогенные приборы»

# Криоприбор

## 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.

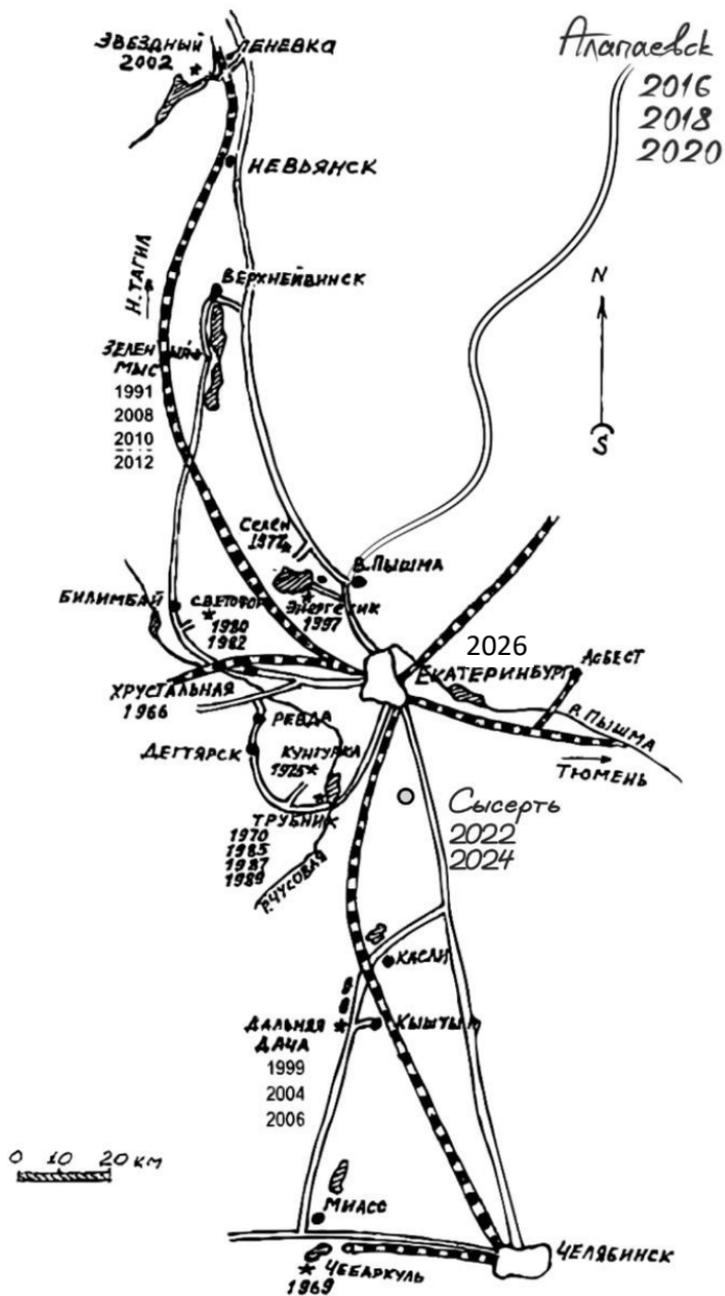


ООО «Криогенные приборы»

**Криоприбор**

## **География проведения Уральской Зимней Школы по физике полупроводников**

1. 1968 год, т.б. «Хрустальная», Первоуральск, Свердловская обл.
2. 1–6 марта 1969 г., сан. Урал ВО "Чебаркуль", Чебаркуль, Челябинская обл.
3. 15–21 марта 1970 г., б.о. "Трубник", Курганове, Свердловская обл.
4. 1975 год, б.о. «Кунгурка» Кунгурка, Свердловская обл.
5. 14–19 марта 1977 г., б.о. "Селен", Среднеуральск, Свердловская обл.
6. 1–7 марта 1980 г., б.о. "Светофор", Билимбай, Свердловская обл.
7. 28 февраля–5 марта 1982 г., б.о. "Светофор", Билимбай, 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.
26. 16-20 февраля 2026 г., ИФМ УрО РАН, г. Екатеринбург, Свердл. обл.



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

16 – 20 февраля 2026 года  
Екатеринбург

**ПРОГРАММА ШКОЛЫ**

*Понедельник, 16 февраля 2026 года*



*Открытие Школы*

*9:30 – 10:00*

*Заседание I*  
**Председатель**

*Актовый зал*  
**Чарикова Татьяна Борисовна**

*9:30 - 11:30*

Неверов В.Н. Мушников Н.В.	Открытие Школы Приветственное слово	9:30 - 10:00
Загороднев И.В. (приглашенный доклад)	<b>L-12</b> Плазменные колебания в латерально-ограниченных двумерных электронных системах и не только	10:00 - 10:25
Дурнев М.В. (приглашенный доклад)	<b>L-23</b> Электрические, спиновые и долинные токи, индуцированные структурированным светом в двумерных дираковских системах	10:25 - 10:50
Погосов А.Г.	<b>L-17</b> Электронный клапан Теслы	10:50 - 11:10
Беспалов А.А.	<b>L-3</b> Краевой фотогальванический эффект в бесстолкновительном газе электронов	11:10 - 11:30



*Кофе-пауза 30 мин*



Понедельник, 16 февраля 2026 года

Терещенко О.Е. (приглашенный доклад)	<b>NM-13</b> Электронная и спиновая структура PbSnTe: от диэлектрика к топологическому изолятору и сверхпроводнику	16:25 - 16:50
Петякина А.С.	<b>NM-10</b> Изучение особенностей электронной структуры поверхности пленок PbSnTe(111):In	16:50 - 17:10
Эндерова Т.Н.	<b>S-5</b> Нерезонансное микроволновое поглощение в топологическом изоляторе $\text{Bi}_{1.06}\text{Sn}_{0.04}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$	17:10 - 17:30
Степина Н.П.	<b>NM-29</b> Управление многоканальным электронным транспортом в транзисторных структурах на основе пленок трехмерных топологических изоляторов $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$	17:30 - 17:50
Байдак С.Т.	<b>NM-6</b> Топологические состояния в узкозонных полупроводниках $\text{RSbS}_2\text{O}$	17:50 - 18:10
Кунцевич А.Ю. (Приглашенный доклад)	<b>NM-5</b> Пикоакустика слоев ван дер Ваальсовых материалов и их гетероструктур	18:10 - 18:35



Приветственный ужин 18:35 – 20:30

*Вторник, 17 февраля 2026 года*

**Заседание IV**  
**Председатель**

**Конференц-зал**  
**Терещенко Олег Евгеньевич**

**9:30 - 11:25**

Хохлов Д.Р. (приглашенный доклад)	<b>NM-16</b> РТ-симметричная фотопроводимость в топологических изоляторах на основе HgCdTe	09:30 - 09:55
Михайлов Н.Н. (приглашенный доклад)	<b>NM-1</b> Структуры с множественными квантовыми ямами Hg <sub>1-x</sub> Cd <sub>x</sub> Te/Hg <sub>1-y</sub> Cd <sub>y</sub> Te для ИК фотоприемников и лазеров	09:55 - 10:20
Якунин М.В.	<b>L-25</b> Падение холловского сопротивления при переходе в квантовое состояние с нулевым фактором заполнения в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe	10:20 - 10:40
Дроздов К.А. (приглашенный доклад)	<b>NM-21</b> Резистивные переключения в системах с элементами пониженной размерности	10:40 - 11:05
Снегирев А.В.	<b>NM-28</b> Низкочастотный долинный фотогальванический эффект в полуметаллах Вейля	11:05 - 11:25



**Кофе-пауза 25 мин**

**Заседание V**  
**Председатель**

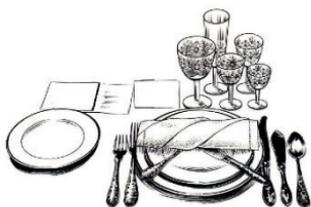
**Конференц-зал**  
**Бурмистров Игорь Сергеевич**

**11:50 - 14:00**

Садовский М.В. (лекция)	<b>NM-27</b> О максимальной температуре сверхпроводящего	11:50 - 12:50
----------------------------	--	---------------

**Вторник, 17 февраля 2026 года**

	перехода в системе электронов и фононов	
Тихонов Е.С. (приглашенный доклад)	<b>L-45</b> Неравновесная сверхпроводимость в гибридных структурах полупроводниковый нанопровод/сверхпроводник	12:50 - 13:15
Леонов И.В. (приглашенный доклад)	<b>NM-24</b> Никелаты: новый класс высокотемпературных сверхпроводников	13:15 - 13:40
Попов М.Р.	<b>L-18</b> Система вихрей Джозефсона в электронно-легированном высокотемпературном сверхпроводнике $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$	13:40 - 14:00



**Обед 14:00 – 16:00**

**Заседание VI  
Председатель**

**Конференц-зал  
Загороднев Игорь Витальевич**

**16:00 - 18:10**

Серов Ю.М. (приглашенный доклад)	<b>L-21</b> Неразличимость одиночных фотонов, излучаемых квантовыми точками InAs/InGaAs в структурах рекордной яркости	16:00 - 16:25
Дричко И.Л. (приглашенный доклад)	<b>L-8</b> Магнитофононный резонанс в структурах с квантовой ямой $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	16:25 - 16:50
Гудина С.В.	<b>L-27</b> Квантовые фазовые переходы плато - плато в квантовом эффекте Холла.	16:50 - 17:10

*Вторник, 17 февраля 2026 года*

	Предсказания теории и экспериментальные подтверждения	
Плетнев В.В.	<b>S-4</b> Индуцированная СТМ-зондом электролюминесценция в полупроводниковых гетероструктурах GaAs/AlGaAs	17:10 - 17:30
Жданов Е.Ю.	<b>L-11</b> Гигантские осцилляции Шубникова-де Гааза с V-образными минимумами	17:30 - 17:50
Грунин А.Б.	<b>L-7</b> Примесный продольный обратный магнитоэлектрический эффект в квантовой яме	17:50 - 18:10 <b>(Online)</b>



*Кофе-пауза 30 мин*



*Стендовая сессия*

*Коридор 3-го этажа южного крыла главного корпуса  
ИФМ УрО РАН*

*18:10 -20:00*

**Председатель**

**Коробейников Игорь Витальевич**

Анненков Д.С.	<b>NM-2</b> Взаимодействие сегнетоэлектричества и межслоевой сверхпроводимости в ван-дер-Ваальсовых бислоях
---------------	---

**Вторник, 17 февраля 2026 года**

Арбузов Д.А.	<b>L -32</b> Сверхпроводящий спиновый клапан в режиме уединенной сверхпроводимости
Боков Т.С.	<b>S-6</b> Влияние сульфита натрия на фоточувствительные свойства химически осажденных пленок PbS
Брусникова А.А.	<b>L -28</b> Скейлинг в режиме квантового эффекта Холла в структуре HgTe/CdHgTe с двойной квантовой ямой
Бускина А.В.	<b>NM-7</b> Тяжелофермионный d-f гибрид как минимальная теоретическая модель SmB <sub>6</sub>
Васякин М.М.	<b>NM-19</b> Сдвиг Найта в гибридных системах сверхпроводник-альтермагнетик
Верчук М.М.	<b>L-36</b> Электронные состояния на поверхности GaAs n-типа с адсорбированными слоями цезия и кислорода
Горбенко И.В.	<b>L-6</b> Индуцированные dc-током неустойчивости и усиление оптического сигнала в плазменном кристалле
Загороднев И.В.	<b>L-12</b> Антиферроэлектрический переход в орторомбическом монослое Bi
Здоровейшев А.В.	<b>L-31</b> Влияние быстрого отжига на структурные и оптические свойства SiO <sub>x</sub> с нанопрослойками олова
Здоровейшев А.В.	<b>NM-15</b> Магнитный полупроводник (Ga,Mn)As, легированный ионами азота
Каграманов Ю.А.	<b>L-13</b> Сопряженный теплообмен в спутнике Cubesat U2
Курмачев Д.А.	<b>L-42</b> Флуктуации контактанса в мезоскопических проводниках на основе сильно разупорядоченного двумерного полуметалла
Морозова Н.В.	<b>S-8</b> Повышение стабильности фазы высокого давления в галогенидном перовските CH <sub>3</sub> NH <sub>3</sub> PbBr <sub>3</sub>

*Вторник, 17 февраля 2026 года*

Мостовщикова Е.В.	<b>S-10</b> Оптические и фотоэлектрические свойства пленок PbS:I на различных подложках
Никонов А.В.	<b>L-30</b> Плазмон-поляритоны в двумерной электронной системе с боковым контактом
Павлова А.Ю.	<b>S-3</b> Поверхностные электрические и транспортные свойства пленок PbS, легированных йодом, кобальтом и никелем
Попов С.Д.	<b>NM-11</b> Влияние типа контакта провод-образец на возникновение пиков напряжения в режиме квантового эффекта Холла
Ромашко П.Е.	<b>NM-26</b> Валентные состояния 3d-переходных металлов в литиевых ортофосфатах
Савельев А.П.	<b>L-35</b> Электрон-электронное взаимодействие в проводимости гетероструктур InGaAs/GaAs
Тарасенко С.А.	<b>L-23</b> Межзонные оптические переходы под действием структурированного света
Чарикова Т.Б.	<b>NM-14</b> Ступени Фиске в слоистом сверхпроводнике $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$
Чарикова Т.Б.	<b>S-11</b> Электрические свойства пленок PbS, легированных йодом в процессе химического осаждения

*Среда, 18 февраля 2026 года*

**Заседание VII  
Председатель**

**Конференц-зал  
Кунцевич Александр Юрьевич**

**9:30 - 11:40**

Кульбачинский В.А. (приглашенный доклад)	<b>NM-17</b> Термоэлектрические явления в наноструктурах	9:30 - 9:55
Колобов А.В. (приглашенный доклад)	<b>NM-23</b> Recent developments in chalcogenide nonvolatile memory devices: neuromorphic networks and selector-only memory	9:55 - 10:20
Коробейников И. (приглашенный доклад)	<b>S-7</b> Дихалькогениды переходных металлов в условиях квазигидростатического сжатия: термоэлектрические свойства	10:20 - 10:55
Дворецкий С.А. (приглашенный доклад)	<b>S-1</b> Диагностика кристаллического состояния гетероструктур ртутьсодержащих теллуридов методами генерации второй гармоники	10:55 - 11:20 <b>(Online)</b>
Вяткин Е.С.	<b>NM-8</b> Генерация второй гармоники в гибридной структуре «2D нелинейный кристалл – метаповерхность»	11:20 - 11:40



**Кофе-пауза 20 мин**

*Среда, 18 февраля 2026 года*

**Заседание VIII  
Председатель**

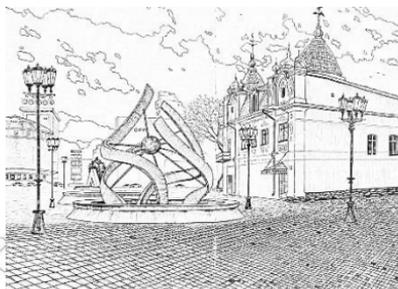
**Конференц-зал  
Леонов Иван Васильевич**

**12:00 - 13:50**

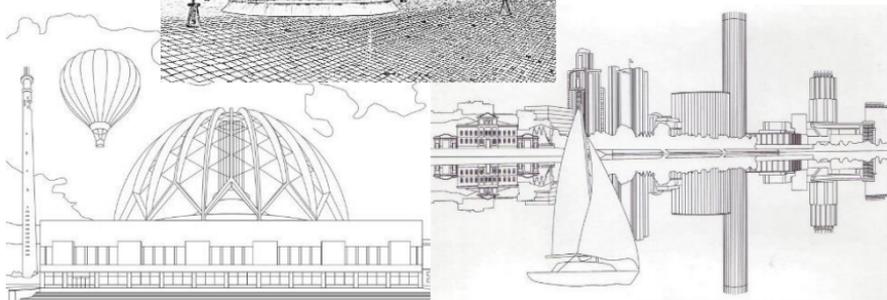
Астафьев О.В. (лекция)	<b>NM-18</b> Сверхпроводниковые квантовые системы	12:00 - 13:00
Мионов А.Ю. (приглашенный доклад)	<b>NM-4</b> Динамические свойства сверхизолирующих систем	13:00 - 13:25
Бурмистров И.С. (приглашенный доклад)	<b>L-33</b> Майорановские связанные состояния в гетероструктурах киральнй ферромагнетик - сверхпроводник	13:25 - 13:50



**Обед 13:50 – 15:00**



**Экскурсия  
15:00 – 18:00**





**Четверг, 19 февраля 2026 года**

Столяров В.А.	<b>L-22</b> Высокодобротные микрорезонаторы с брэгговскими зеркалами на основе короткопериодных сверхрешёток GaAs/AlAs	12:15 - 12:35
Егоров Д.А.	<b>L-10</b> Электрон-электронное взаимодействие в подвешенном ДЭГ с учётом малоуглового рассеяния	12:35 - 12:55
Сандаков Н.С.	<b>L-43</b> Спин-зависимое рассеяние в квантовых ямах HgCdTe с высокой электронной концентрацией	12:55 - 13:15
Козлов Д.А. (приглашенный доклад)	<b>L-41</b> Аномальное квантование кондактанса точечных контактов на основе трехмерного топологического изолятора в HgTe	13:15 - 13:40 <b>(Online)</b>



**Обед 13:40 – 15:30**

**Заседание XI Конференц-зал 15:30 - 16:30**  
**Председатель Кульбачинский Владимир**  
**Анатольевич**

Алексеев П.С.	<b>L-2</b> Нелинейные течения вязкой двумерной электронной жидкости в магнитном поле	15:30 - 15:50
Похабов Д.А.	<b>L-19</b> Холловская электронная вязкость	15:50 - 16:10
Сарыпов Д.И.	<b>L-20</b> Вязкость и проскальзывание электронной жидкости в GaAs микросужениях	16:10 - 16:30

*Четверг, 19 февраля 2026 года*



*Кофе-пауза 15 мин*



**Круглый стол**

*Конференц-зал*

*16:45 - 18:00*

**Председатель** **Бурмистров Игорь Сергеевич**

<b>Круглый стол:</b>	Роль инструментов искусственного интеллекта в современной физике	16:45 - 18:00
----------------------	--	---------------



**Товарищеский ужин**  
**19:00 – 23:00**

*Пятница, 20 февраля 2026 года*

**Заседание XII Конференц-зал 10:00 - 11:30**  
**Председатель Тихонов Евгений Сергеевич**

Каган М.С. (приглашенный доклад)	<b>S-2</b> Транспорт дырок в CVD плёнках монокристаллического алмаза с бором	10:00 - 10:25
Гиппиус Н.А. (Приглашенный доклад)	<b>NM-20</b> Метод резонансного подпространства для составных систем	10:25 - 10:50
Фоминых Б.М.	<b>NM-30</b> Квантовые осцилляции и поверхность Ферми в топологическом полуметалле $WTe_2$	10:50 - 11:10
Шайблер Г.Э.	<b>L-24</b> Преломление электронов при фотоэмиссии из $Na_2KSb(Cs,Sb)$ -фотокатода	11:10 - 11:30



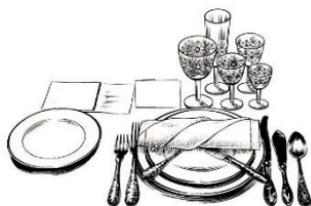
*Кофе-пауза 30 мин*

**Заседание XIII Конференц-зал 12:00 - 13:55**  
**Председатель Тиходеев Сергей Григорьевич**

Мельников А.С. (приглашенный доклад)	<b>NM-25</b> Interplay of superconductivity and altermagnetism in hybrid systems	12:00 - 12:25
Апостолов С.С. (приглашенный доклад)	<b>NM-3</b> Сопряжение магнитных скирмионов и сверхпроводящих вихрей: стабильность и управление неоднородным электрическим полем	12:25 - 12:50

**Пятница, 20 февраля 2026 года**

Михайлин Н.Ю.	<b>L-16</b> Скачки намагниченности в наноструктурированных сверхпроводниках	12:50 - 13:10
Неверов В.Н.	<b>L-26</b> Механизмы сбоя фазы для одиночных и двойных гетеропереходов в квантовых фазовых переходах плато-плато квантового эффекта Холла	13:10 - 13:30
Caprara S. (invited talk)	<b>L-34</b> Mapping the softening of the breathing phonons to elucidate the structure of charge fluctuations in YBCO	13:30 - 13:55 <b>(Online)</b>



**Обед 13:55 – 16:00**

**Заседание XIV**  
**Председатель**

**Конференц-зал**  
**Квон Зе Дон**

**16:00 - 17:30**

Садовников А.В. (Приглашенный доклад)	<b>NM-12</b> Спиновые волны в ферромагнитных пленках: безщелевая дисперсия и нутационные моды	16:00 - 16:25
Мостовщикова Е.В. (Приглашенный доклад)	<b>S-9</b> ИК спектроскопия для изучения зарядовой подсистемы в магнитных полупроводниках	16:25 - 16:50
Жевстовских И.В.	<b>NM-22</b> Магнитные свойства монокристаллов галогенидных перовскитов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$	16:50 - 17:10

*Пятница, 20 февраля 2026 года*

Ляпилин И.И.	<b>NM-9</b> О фазе Берри неоднородного диэлектрического ферромагнетика	17:10 - 17:30
--------------	--	---------------



*Кофе-пауза 20 мин*



*Закрытие Школы*

*Конференц-зал*

*17:50- 18:50*

**Председатель Чарикова Татьяна Борисовна**

	Научная программа. Итоги	17:50- 18:00
Гудина С.В.	Зимняя школа 2026. Статистика	18:00- 18:10
	Зимняя школа 2026. Комментарии	18:10- 18:30
Чарикова Т.Б. Якунин М.В.	Награждение за лучший доклад среди молодых ученых Памятные подарки «За преданность Уральской зимней школе по физике полупроводников»	18:30- 18:40
Неверов В.Н.	Закрытие школы	18:40- 18:50

Тезисы докладов

---

Abstracts



Электронные  
свойства низкоразмерных систем

---

---

Electron properties of Low-Dimensional systems

## Усиление эффекта храповика в плазменном кристалле за счёт интерференции светлых и темных мод

Поташин С.О.<sup>1\*</sup>, Горбенко И.В.<sup>1</sup>, Качоровский В.Ю.<sup>1</sup>

*<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

Постоянный dc ток под воздействием внешнего излучения возникает при сочетании нелинейности системы и структурной асимметрии, за счёт так называемого эффекта «храповика». В частности, этот эффект изучался как теоретически, так и экспериментально в 2D системах с двойным решёточным затвором (ДРЗ), который создаёт периодическую модуляцию плотности и плазменной скорости. Постоянный ток в такой системе возникает при условии, что поле внешней волны модулировано с тем же периодом, но сдвинуто по фазе относительно модуляции концентрации. В результате модуляции, в системе возникает латеральный плазмонный кристалл (ЛПК), зонами которого можно управлять затворными напряжениями. Простейший пример ЛПК — две чередующиеся области длиной  $L_1$  и  $L_2$  с разными плазменными скоростями  $s_1$  и  $s_2$  и характерными частотами  $\omega_1 = \pi s_1/L_1$  и  $\omega_2 = \pi s_2/L_2$ , которые контролируются напряжениями на затворных подрешётках структуры с ДРЗ.

В работе изучается возникновение dc тока в ЛПК за счёт эффекта храповика в режимах слабой ( $\delta s = s_1 - s_2 \ll s_1$ ), промежуточной ( $s_2 \sim s_1$ ) и сильной связи ( $s_2 \ll s_1$ ) [1, 2]. Ключевую роль в расчёте играют два типа плазмонных возбуждений — так называемые светлые и тёмные моды [2] (см. рис.1).

В отличие от предыдущих исследований (см. [3] и ссылки там), ограниченных случаем слабой связи, где dc-фототок учитывался лишь в линейном порядке по  $\delta s$ :  $J_{dc} \propto \delta s$  и предсказывался только один

резонансный пик, мы применяем непertурбативный подход, позволяющий описывать ЛПК с произвольной силой связи.

В качестве ключевого результата, мы показываем, что уже в квадратичном порядке  $(\delta s)^2$  возникает расщепление светлых ( $\omega = \omega_n^b$ ) и темных мод ( $\omega = \omega_n^d$ ), которое наблюдается в постоянном токе  $J$  (см. рис. 2) при условии, что система достаточно чистая:  $\gamma \ll \omega_1^b - \omega_1^d \propto (\delta s)^2$ , где  $\gamma$  – темп релаксации импульса, а  $n=1$  соответствует фундаментальным модам. Принципиально важно, что при этом  $J$  многократно усиливается за счёт интерференции двух типов мод. Также показано, что в случае сильной связи, когда  $\omega_1 \gg \omega_2$  существует два режима: при  $\gamma \ll \omega_2$  возникает «супер-резонансный» режим с множеством светлых и тёмных пиков. При увеличении  $\gamma$  выше  $\omega_2$ , часть пиков сливается и на этом фоне возникает один резонансный пик.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 25-12-00212).

[1] V. Kachorovskii, M. Shur, *App. Phys. Lett.* 100, 232108 (2012).

[2] I.V. Gorbenko, V.Yu. Kachorovskii, *Phys. Rev. B* 110, 155406 (2024).

[3] S. Potashin, L.Golub, V.Kachorovskii, *Phys. Rev. B* 111, 205401(2025).

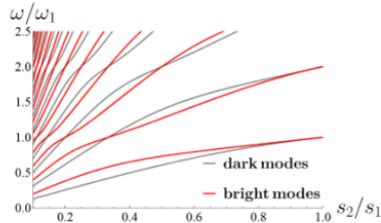


Рис.1- Зависимость частот  $\omega_{bright}$  (красные линии) и  $\omega_{dark}$  (серые линии) в единицах  $\omega_1$  от отношения  $s_2/s_1$  при  $L_1 = L_2$ .

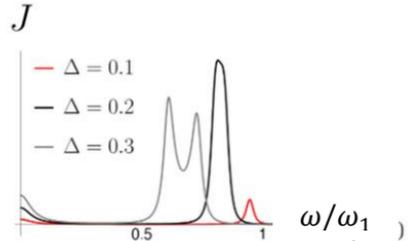


Рис.2- Зависимость dc тока от частоты  $\omega$  в единицах  $\omega_1$  при разных значения  $\Delta = (s_1 - s_2)/s_1$  при  $L_1 = L_2$  и  $\gamma\omega_1 = 0.05$

## Нелинейные течения вязкой двумерной электронной жидкости в магнитном поле

Алексеев П.С.<sup>1</sup>, Семина М.А.<sup>1</sup>

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

Развита теория нелинейного гидродинамического магнетотранспорта двумерных электронов в наноструктурах с малой плотностью дефектов, где доминируют межэлектронные столкновения и формируется вязкая электронная жидкость. Рассмотрен механизм нелинейности за счёт появления в магнитном поле сильных парных корреляций в динамике электронов, обусловленных

их циклотронным вращением [1]. Такие корреляции могут быть описаны как последовательные «повторные» столкновения одних и тех же электронов, временно объединённых в пары (см. Рис.1). Для случаев стационарных и медленных течений эти корреляции приводят к появлению в уравнениях гидродинамики типа Навье-Стокса зависимости у коэффициентов вязкости жидкости от градиентов скорости потока [2]. Жидкости с такой нелинейной вязкостью обычно называются «неньютоновскими», то есть парные корреляции являются одним из механизмов неньютоновского поведения электронной жидкости. Другим механизмом нелинейности и неньютоновости электронной жидкости

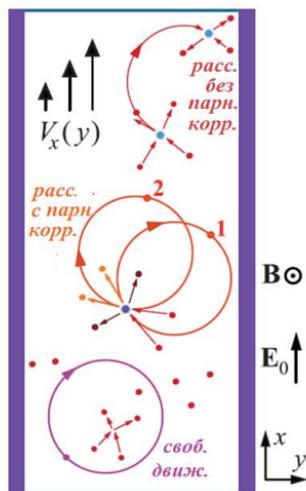


Рисунок 1. Образец с двумерными электронами, приложенные магнитное и электрическое поля, траектории электронов с корреляциями за счёт циклотронного вращения между столкновениями и без корреляций.

может быть эффект разогрева электронов при достаточно больших потоках.

С помощью гидродинамических уравнений с нелинейной вязкостью были аналитически рассчитаны профили течения электронной

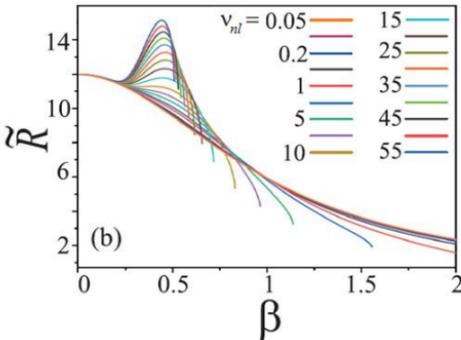


Рисунок 2. Безразмерное дифференциальное магнетосопротивление двумерной электронной жидкости как функция безразмерного магнитного поля  $\beta$  при различных величинах параметра нелинейности  $v_{nl}$ .

жидкости в стационарном режиме в длинных образцах с шероховатыми краями и соответствующее дифференциальное магнетосопротивление [2]. Нелинейные слагаемые приводят к характерной немонотонной зависимости магнетосопротивления от магнитного поля, амплитуда которой растёт с ростом тока (см. Рис. 2).

Полученное в расчёте дифференциальное магнетосопротивление нелинейного

течения Пуазейля было сопоставлено с экспериментальными данными работы [3] по нелинейному магнетотранспорту в сверхчистых квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Выполненный анализ показывает, что механизм нелинейности за счёт парных корреляций может отвечать за часть наблюдаемых особенностей дифференциального магнетосопротивления, а именно: появление с ростом тока на кривой магнетосопротивления максимума при некотором небольшом магнитном поле (см. Рис.2).

Работа поддержана грантом РФФ № 25-12-00093.

[1] P. S. Alekseev, A. P. Alekseeva, *Phys. Rev. B*, **III**, 235202 (2025).

[2] P. S. Alekseev, M. A. Semina, *Phys. Rev. B*, accepted (2025).

[3] Q. Shi, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B*, **90**, 201301 (2014).

## Краевой фотогальванический эффект в бесстолкновительном газе электронов

Беспалов А.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афоново, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

В ряде современных экспериментов по исследованию поверхностного (или краевого) фотогальванического эффекта в твёрдых телах [1,2,3] поверхностный ток возбуждался фемтосекундными лазерными импульсами, длительность которых может быть короче времени свободного пробега электронов. В связи с этим актуальны теоретические исследования краевого фотогальванического эффекта в бесстолкновительном режиме.

В работе исследована генерация постоянного краевого тока излучением в тонкой металлической пластине и в двумерном электронном газе — см. рис. 1а и 1б соответственно [4]. Предполагается, что электромагнитная волна падает по нормали на газ электронов и просвечивает его — металлическая пластина достаточно тонкая. Электронный газ вырожденный и бесстолкновительный. Граница электронного газа — плоскость  $x = 0$  — считается гладкой жёсткой стенкой. Квадратичный по полю краевой (поверхностный) ток рассчитан в рамках двух микроскопических подходов, основанных на одночастичном уравнении Шрёдингера и кинетическом уравнении

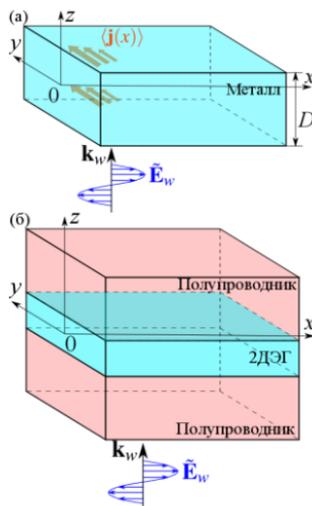


Рис.1. — Металлическая пластина (а) и двумерный электронный газ (б), на которые по нормали падает электромагнитная волна.

Больцмана. Оба подхода дают одинаковые ненулевые значения интегрального краевого тока для излучения с круговой поляризацией:  $I = e^3 n_e E^2 / (4m^2 \omega^3)$ , где  $e$  — заряд электрона,  $m$  — масса электрона,  $\omega$  — частота излучения,  $E$  — амплитуда электрического поля в газе электронов, а  $n_e$  — количество электронов на единицу площади в плоскости  $xу$ . Полный краевой ток в случае линейно поляризованной волны равен нулю — в этом состоит основное отличие от ситуации, когда существенны процессы рассеяния электронов [5]. Рассчитаны также пространственные профили плотности постоянного тока  $\langle \mathbf{j}(x) \rangle$ . Показано, что она спадает степенным образом при удалении от плоскости  $x = 0$ . Показатель степени зависит от размерности системы и получается разным для двух упомянутых подходов. Например, квантовомеханический подход даёт  $\langle \mathbf{j}(x) \rangle \propto x^{-2}$  в трёхмерном случае и  $\langle \mathbf{j}(x) \rangle \propto x^{-1.5}$  в двумерном случае. Кроме того, плотность тока осциллирует в пространстве с периодом, равным произведению скорости Ферми на период колебаний поля излучения  $2\pi/\omega$ .

Рассчитан также интегральный постоянный краевой ток в тонкой сверхпроводящей пластине (рис. 1а) в приближении нестационарных уравнений Боголюбова-де Жена. Профиль параметра порядка предполагался однородным, так что уравнение самосогласования удовлетворяется вдали от границы металла. Обнаружено, что интегральный ток расходится в пределе медленного включения поля, если квант излучения  $\hbar\omega$  равен удвоенной сверхпроводящей щели. Кроме того, наблюдается ненулевой отклик на линейно поляризованное излучение, если  $\hbar\omega$  превышает удвоенную сверхпроводящую щель.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 25-12-00042.

[1] Г.М. Михеев и др., *Письма в ЖЭТФ*, **109**, 739 (2019),

[2] G.M. Mikheev et al., *Appl. Phys. Lett.*, **115**, 061101 (2019),

[3] A.E. Fateev et al., *Appl. Sci.*, **12**, 6869 (2022),

[4] А.А. Беспалов, *Изв. вузов. Радиофизика*, **67**, 620 (2024),

[5] M.V. Durnev and S.A. Tarasenko, *Phys. Status Solidi B*, **258**, 2000291 (2021).

## Квантовые эффекты и температурная зависимость спин-флоп перехода в топологическом антиферромагнитном изоляторе $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$

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

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

Экспериментальные исследования магнитных свойств топологического ван-дер-ваальсового антиферромагнитного изолятора  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  продемонстрировали не только аномальное поведение намагниченности до и после спин-флоп перехода, но и сильную зависимость поля спин-флоп перехода  $H_{\text{sf}}$  от температуры.

Для описания этой зависимости применено атомное представление для спиновых операторов и использована диаграммная техника для операторов Хаббарда. Это позволило развить квантовую теорию сильно анизотропного антиферромагнетика с  $S=5/2$  на треугольной решетке при учете квантовых эффектов, индуцируемых тригональной компонентой одноионной анизотропии (ОА).

Получено дисперсионное уравнение, описывающее температурную зависимость спектра элементарных возбуждений магнитной подсистемы  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ . Из условия потери положительной определенности нижней ветви спектра вычислены температурные зависимости поля  $H_{\text{sf}}$  и поля насыщения. Построена фазовая диаграмма, определяющая области реализации допустимых конфигураций магнитной структуры.

Температура Нееля рассчитывалась при учете спин-волновых ренормировок и поправок от ОА. Существенно, что только при совместном учете тригональной компоненты ОА и переходов между высоколежащими по энергии одноионными состояниями удастся описать наблюдаемое экспериментально уменьшение  $H_{\text{sf}}$  с ростом температуры и увеличение суммарной намагниченности подрешеток при возрастании магнитного поля в коллинеарной фазе.

Для понимания механизма ОА  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ , в котором магнитоактивные ионы находятся в состоянии орбитального синглета, учтены зарядовые флуктуации, индуцирующие примешивание возбужденных состояний ионов марганца и теллура. При расчетах принималась во внимание конкретная кристаллическая структура трехслоек  $\text{Te-Mn-Te}$ , входящих в слоевые последовательности семислоек  $\text{Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te}$  ван-дер-ваальсового изолятора  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ .

При решении этой задачи введено мультиплетное представление для фермиевских операторов через операторы, описывающие переходы между многоэлектронными функциями. Во втором порядке теории возмущений получены выражения для заселенностей состояний ионов  $\text{Mn}$  при различных значениях проекции спина.

Показано, что совместное влияние спин-орбитального взаимодействия и зарядовых флуктуаций обеспечивает снятие шестикратного вырождения орбитального синглета  $^6\text{S}$  иона  $\text{Mn}$  и обеспечивает зависимость энергетических уровней от проекции спина.

Флуктуационный механизм обеспечивает реализацию анизотропии типа "легкая ось", имеющей место в  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ . При этом интервал значений константы анизотропии  $D_2$ , возникающий при варьировании исходных параметров модели, включает значение, необходимое для получения экспериментальных значений  $H_{sf}$ .

Предложенный механизм имеет широкую область применимости для описания ОА соединений, в которых основное состояние магнитоактивного иона в схеме слабого кристаллического поля соответствует орбитальному синглету.

Работа выполнена в рамках научной тематики Госзадания ИФ СО РАН. Гамов А. выражает благодарность Фонду развития теоретической физики и математики "БАЗИС" за поддержку.

# Хиральные 2D экситоны в атомарно-тонких гибридных полупроводниках на основе соединений $A^{II}B^{VI}$

Васильев Р.Б.

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

Двумерные (2D) полупроводники проявляют сильные экситонные эффекты благодаря уменьшению диэлектрического экранирования и усилению кулоновских взаимодействий, что делает их потенциальными кандидатами для новых оптоэлектронных приложений. В данной работе рассматривается новый тип полупроводниковых наноструктур: атомарно тонкие (толщиной менее 1 нм) нанолисты халькогенидов кадмия и цинка, выращенные в коллоидных системах с точно заданной толщиной на уровне атомных плоскостей [1–2]. Отличительной особенностью метода синтеза является возможность гибридизации с органическими молекулами, прикрепленными к базальным плоскостям атомарно тонкой наноструктуры. Особенный интерес вызывает возможность гибридизации с энантиомерными молекулами, что

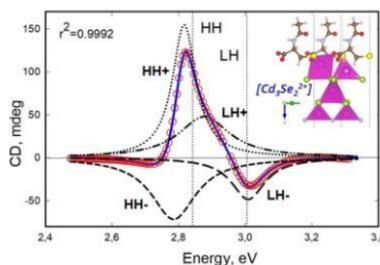


Рис. 1. – Спектр кругового дихроизма образца хиральных атомарно-тонких наноструктур CdSe толщиной 2 монослоя, покрытых лигандами N-ацетил-L-цистеина. Пунктирными линиями показано разложение КД полос LH и HH экситонов на право- и лево-поляризованные компоненты. На вставке – фрагмент кристаллической структуры.

делает наноструктуры хиральными, одновременно индуцируя хиральность в экситонных возбуждениях. Такие хиральные наноструктуры представляют интерес для фотоники, энантиоселективного разделения, асимметрического синтеза, квантовой оптики и квантовой криптографии [3].

Исследованы оптические и хиральные оптические свойства таких наноструктур при гибридизации с энантиомерно чистыми лигандами различной природы, существенно изменяющими свойства двумерных экситонов. Продемонстрированы сильные диссимметричные взаимодействия с право- и лево-поляризованными фотонами, проявляющиеся в спектрах кругового дихроизма (КД) и оптического вращения. Показано появление узких (шириной 10–15 нм) чередующихся полос в спектрах КД в спектральном диапазоне 300–500 нм. Эти полосы соответствуют экситонам подзон тяжелых (ТД) и легких (ЛД) дырок в оптических спектрах с максимальным фактором диссимметрии, достигающим  $2 \cdot 10^{-2}$ . Замена L-стереоизомера лиганда на D-стереоизомер приводит к зеркальному отображению спектров КД, сохраняя спектральное положение и эллиптичность, т.е. хиральность экситонных возбуждений. Обсуждается природа хиральности, разложение спектров КД на компоненты (рис. 1) и их связь с типом лиганда и координацией лиганда на поверхности.

Продемонстрированные свойства хиральных двумерных экситонов с зеркальной асимметрией, наблюдающихся в хиральных атомарно-тонких гибридных 2D полупроводников на основе соединений  $A^{IV}B^{VI}$  с энантиомерными лигандами, показывают большой потенциал данных полупроводниковых наноструктур для приложений в фотонике.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 25-13-00416.

[1] D.A. Kurtina et al., *Optical Materials*, **158**, 116483 (2025),

[2] M.Y. Skrypnik et al., *Nanomaterials*, **14**, 1921 (2024),

[3] D.A. Kurtina et al., *Chem. Mater.*, **31**, 9652 (2019).

# Индукированные dc-током неустойчивости и усиление оптического сигнала в плазменном кристалле

Горбенко И.В., Качоровский В.Ю.

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

Постоянный ток в 2D системе приводит как к плазменной неустойчивости (ПН) и генерации излучения [1], так и к усилению внешнего излучения [2,5]. В этой работе мы обобщаем различные механизмы ПН и усиления в латеральном плазменном кристалле (ЛПК), который реализуется в системе с двумя решетчатыми затворами. Прикладывая разные затворные напряжения,  $U_1$  и  $U_2$  к решёткам, создаются чередующиеся области длиной  $L_1$  и  $L_2$  с различными концентрацией электронов  $N_1$  и  $N_2$  (для определённости  $N_2 \leq N_1$ ) и плазменными скоростями:  $s_2 < s_1$  [3]. Зонной структурой ЛПК можно управлять, меняя  $U_{1,2}$  и переводя систему в режим слабой ( $s_1 - s_2 \ll s_1$ ), сильной ( $s_2 \ll s_1$ ) или же промежуточной ( $s_2 \sim s_1$ ) связи [5, 6]. Несмотря на ряд теоретических результатов (см. [2-6] и ссылки там) и первые экспериментальные измерения [5], эффекты dc-тока в ЛПК пока поняты недостаточно.

Эволюция различных плазменных мод  $\omega_n(K)$  в центре зоны Бриллюэна ( $K = 0$ ) от dc тока  $J = e N_1 V_1 = e N_2 V_2$  показана на Рис 1а. Выделим три режима: *малый ток*  $V_1 < s_1$  и  $V_2 < s_2$ , *промежуточный ток*  $V_1 < s_1$  и  $V_2 > s_2$  и *сильный ток*  $V_1 > s_1$  и  $V_2 > s_2$ . Показано, что есть

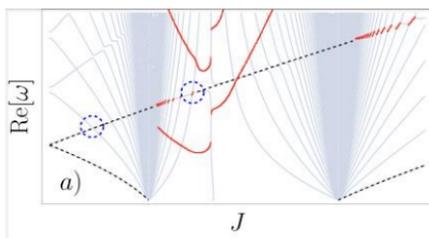


Рис.1а. – Моды ЛПК (неустойчивые показаны жирным красным).

два типа ПН. Первый тип связан с наличием антипересечений, которые бывают устойчивые и неустойчивые (изображены на Рис. 1б в увеличенном масштабе). Неустойчивые антипересечения (НАП) имеются в

режиме промежуточных и сильных токов (в отличие от [3,4] мы изучаем антипересечения зависимости частоты от  $J$ , а не от вектора  $K$ ).

Условия на ПН можно получить, используя 4 волновых вектора  $q_{1,2}^{\pm} = \omega/(s_{1,2} \pm V_{1,2})$ :

$q_1^+ L_1 + q_2^+ L_2 = \pi n$  и  $q_1^- L_1 + q_2^- L_2 = \pi t$ , НАП реализуются при целых  $n > 0$  и целых  $t < 0$ . Второй тип неустойчивости аналогичен известной неустойчивости Дьяконова-Шура (ДШ) [1] и реализуется в интервале промежуточных токов. В случае  $s_2 \ll s_1$ , условие для неустойчивости  $(q_1^+ + q_1^-) L_1 = 2\pi n$  аналогично неустойчивости ДШ с точностью до чётности квантования мод:  $(q_1^+ + q_1^-) L_1 = \pi(2n + 1)$  [1].

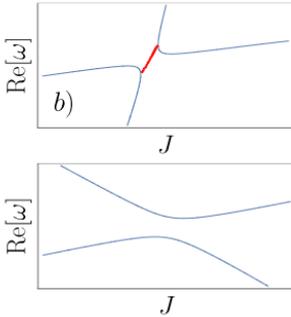


Рис.1б. – Неустойчивое и устойчивое антипересечения (пунктирные кружки на Рис. 1а.).

падающей на кристалл волны в определенном интервале токов. На Рис 1с в качестве примера изображены две фундаментальные моды, нижняя из которых переходит в режим усиления (светлый зеленый цвет), т.е. диссипация в канале  $P$  меняет знак. Эти моды аналогичны найденным в работе [2] для другой системы.

Показано, что ряд мод может отвечать за усиление амплитуды

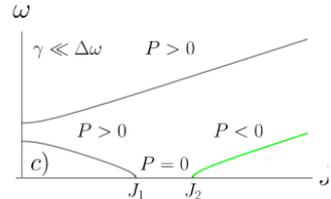


Рис.1с. – Усиление основной моды (пунктиры на Рис. 1а.).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 25-12-00212.

[1] M. Dyakonov, M. Shur, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2465 (1993),  
 [2] S.A. Mikhailov, *Phys. Rev. B*, **58**, 1517 (1980),  
 [3] V. Kachorovskii, M. Shur, *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 232108 (2012),  
 [4] A. Petrov et al., *Phys. Rev. B*, **95**, 045405 (2017),  
 [5] S. Boubanga-Tombet et al., *Phys. Rev. X*, **10**, 031004 (2012),  
 [6] I. Gorbenko, V. Kachorovskii, *Phys. Rev. B*, **110**, 155406 (2024).

## Примесный продольный обратный магнитоэлектрический эффект в квантовой яме

Грунин А.Б.

*Пензенский государственный университет, Пенза, ул. Красная, 40*

В наноструктурах (НС) с нарушением пространственно-временной симметрии, связанным с тороидным упорядочением [1], наблюдается больший, чем в объемных материалах, магнитоэлектрический эффект (МЭ). Исследование нерелятивистского орбитального МЭ [2,3] показало его сильную чувствительность к степени неравновесности и легирования асимметричных НС. Применение обратного МЭ в электрически перестраиваемых устройствах СВЧ-диапазона, магнитных элементах памяти с электрической записью и считыванием информации [4] делают его изучение с учетом примесных состояний актуальным.

Цель данной работы состоит в теоретическом изучении обратного МЭ в полупроводниковой квантовой яме (КЯ) с параболическим потенциалом конфайнмента, содержащей  $D^{(-)}$ -центры [5], в продольном электрическом  $\vec{E}(0,0,E_z)$  и поперечном магнитном  $\vec{B}(0,B_y,0)$  по отношению к оси её роста постоянных полей. Потенциал примеси моделируется потенциалом нулевого радиуса [6]. В асимметричной калибровке векторного потенциала в приближении эффективной массы методом функции Грина получены аналитические выражения для волновой функции  $D^{(-)}$ -центра, среднего значения проекции дипольного магнитного момента  $\langle \Delta p_y^{(m)} \rangle$  примеси, индуцированного электрическим полем, и дисперсионное уравнение, определяющее зависимость энергии связи примеси от параметров КЯ, координаты  $z_a$  примеси, значений напряженности и магнитной индукции. Вклад электронных состояний зоны проводимости КЯ с противоположными проекциями  $k_x$  квазиволнового вектора в электрическом и магнитном полях в волновую функцию примесного состояния является асимметричным. Доминирующий вес дают состояния, расстояния от центров осцилляторов

которых до положения примеси не превышают гибридной длины. Кривые 2 и 3 для  $z_a \geq 0$  на рис. 1, показывают диамагнитный характер зависимости  $\langle \Delta p_y^{(m)} \rangle$ . Кривая 1 для  $z_a < 0$  – немонотонная, с характерным максимумом в парамагнитной области, и переходом в диамагнитную область. При смещении примесного центра по направлению электрического поля относительное изменение среднего значения проекции дополнительного дипольного магнитного момента  $\mathbf{D}^{(-)}$ -состояния возрастает (см. кривые 1-3 на рис.2) от 10% до 100%.

[1] Ю. В. Конаев. УФН, **179**, 1, 75 (2009).

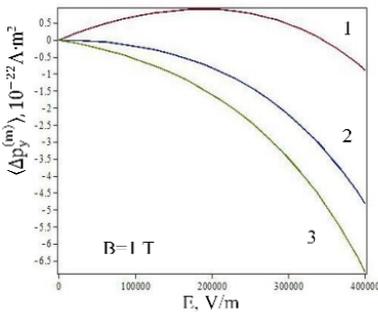


Рис.1. Полевая зависимость среднего значения  $\langle \Delta p_y^{(m)} \rangle$  проекции дипольного магнитного момента  $\mathbf{D}^{(-)}$ -центра в КЯ для координат  $z_a$ : 1 -  $z_a = -2.5$  нм; 2 -  $z_a = 0$  нм; 3 -  $z_a = 1$  нм.

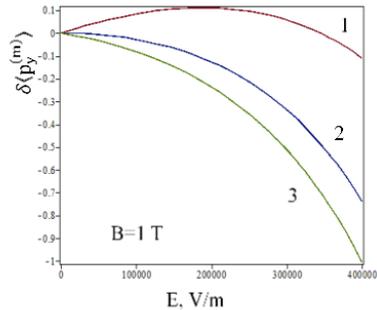


Рис.2. Полевая зависимость относительного изменения среднего значения  $\delta \langle p_y^{(m)} \rangle$  проекции дипольного магнитного момента  $\mathbf{D}^{(-)}$ -центра в КЯ для координат  $z_a$  (см. рис. 1).

[2] А. А. Горбацевич и др. Письма в ЖЭТФ, **57**, 9, 565 (1993).

[3] А. А. Горбацевич и др. УФН, **179**, 8, 887 (2009).

[4] А. Klimov et al., Appl. Phys. Lett., **110**, 222401 (2017).

[5] S. Huant et al. Phys. Rev. Lett., **65**, 12, 1486 (1990).

[6] В. Д. Кречвик, Э. З. Имамов. ФТП, **17**, 7, 1235 (1983).

## Магнитофононный резонанс в структурах с квантовой ямой $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Дричко И.Л.<sup>1</sup>, Смирнов И.Ю.<sup>1</sup>, Сафончик М.О.<sup>1</sup>, Шахов М.А.<sup>1</sup>,  
Соловьев В.А.<sup>1</sup>, Чернов М.Ю.<sup>1</sup>, Гудина С.Ю.<sup>2</sup>, Виниченко А.Н.<sup>3</sup>

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

*2 ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*  
*3 НИЯУ МИФИ, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31*

В тройных соединениях с квантовой ямой  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  частота оптических фононов, взаимодействующих с электронами, зависит не только от  $x$  (если  $x \rightarrow 1$ , то частота оптических фононов будет «InAs-like», если  $x \rightarrow 0$ , то «GaAs-like»), но и от ширины квантовой ямы. Кроме того, в двумерных структурах по сравнению с трехмерными объектами происходят изменения не только электронного, но и фононного спектров. Наиболее существенным оказывается возникновение новых ветвей в колебательном спектре решетки, а именно: интерфейсных оптических фононов. Показано, что в узких квантовых ямах определяющую роль играет взаимодействие заряженных частиц именно с интерфейсными продольными оптическими фононами [1], при этом частота оптического фонона, с которым взаимодействуют электроны, может зависеть и от материала интерфейса. Все эти закономерности можно проследить, наблюдая магнитофононный резонанс в структурах с квантовой ямой  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с разным строением. Магнитофононным резонансом называются осцилляции сопротивления в магнитном поле, связанные с резонансным рассеянием электронов на оптических фононах, которые осуществляются при выполнении условия:  $\omega_{LO} = k\omega_c$ ,  $k=1, 2, \dots$ , где  $\omega_{LO}$  - частота оптического фонона,  $\omega_c$  - циклотронная частота.

Исследования магнитофононного резонанса производились в импульсном магнитном поле до 30 Тл в температурном диапазоне (77-

260) К. Длительность импульса магнитного поля была 11 мс. Измерения производились на структурах с квантовыми ямами  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с разными  $x$ , разной шириной квантовых ям и с разными интерфейсами.

В структуре  $\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}$ , выращенной на подложке GaAs и легированной Te с одной стороны ( $n=6\times 10^{11}\text{см}^{-2}$ ,  $\mu=2\times 10^4\text{ см}^2/\text{Вс}$  при  $T=77\text{ К}$ ), ширина ямы составляла 30 нм. Первая осцилляция магнитофонного резонанса ( $k=1$ ) наблюдалась в магнитном поле  $B=10.4\text{ Тл}$ . По вышеприведенной формуле была определена  $\omega_{LO}=241\text{ см}^{-1}$ , что соответствовало частоте продольного оптического фонона “InAs-like” ( $238\text{ см}^{-1}$ ).

В структуре  $\text{In}_{0.81}\text{Al}_{0.19}\text{As}/\text{In}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{In}_{0.81}\text{Al}_{0.19}\text{As}$  ( $n=7.2\times 10^{11}\text{см}^{-2}$  и  $\mu=2\times 10^5\text{ см}^2/\text{Вс}$ ) ширина квантовой ямы была 14 нм. Структура была легирована Si с одной стороны. Первая осцилляция магнитофонного резонанса наблюдалась в магнитном поле 14.5 Тл, что соответствовало частоте оптического фонона  $338\text{ см}^{-1}$ , которая оказалась близка к величине интерфейсного оптического фонона барьера  $-352\text{ см}^{-1}$ .

В одиночном гетеропереходе  $n\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ , выращенном методом жидкофазной эпитаксии на полуизолирующей подложке InP ( $n=4.2\times 10^{11}\text{ см}^{-2}$ ,  $\mu=2.8\times 10^4\text{ см}^2/\text{Вс}$ ), первая осцилляция магнитофонного резонанса наблюдалась при  $B=16\text{ Тл}$ , что соответствует частоте оптического фонона  $355\text{ см}^{-1}$ . По-видимому, электроны в треугольной яме гетероперехода взаимодействуют с продольными оптическими фононами объемного InP [2].

Таким образом, наблюдая магнитофонный резонанс в структурах с квантовыми ямами InGaAs, мы продемонстрировали что действительно частота продольных оптических фононов, с которыми взаимодействуют заряженные носители, зависит от строения структуры.

[1] А.Ю. Маслов, О.В. Прошина, ФТП, **44**, 200 (2009).

[2] R.J. Nicholas, *Modern Problem in Condensed Matter Science*, v.2 p.778 (1991), editor G. Landwehr, E.I. Rashba.

## **Электрические, спиновые и долинные токи, индуцированные структурированным светом в двумерных дираковских системах**

**Дурнев М.В.<sup>1</sup>**

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

Технологические достижения последних лет открывают возможность создавать оптические пучки с заданным пространственным и временным распределением электромагнитного поля [1]. Такой структурированный свет с неоднородными параметрами: интенсивностью, поляризацией или фазой – имеет приложения в спектроскопии, метрологии и квантовой информатике [2]. Яркими примерами являются пучки закрученных фотонов, обладающих орбитальным угловым моментом, и векторные пучки с неоднородной поляризацией [3].

Несмотря на прогресс в методах структурирования излучения, физика взаимодействия структурированного света с полупроводниковыми системами, в том числе двумерными, остаётся малоизученной. Совсем недавно появились эксперименты, в которых обнаружено, что возбуждение полупроводников структурированным светом приводит к возникновению фотоотклика, чувствительного к локальным градиентам параметров Стокса и орбитальному моменту фотонов [4-6]. Полученные экспериментальные результаты стимулируют теоретические исследования фототоков, индуцированных структурированным излучением. В многодолинных полупроводниках и кристаллах с сильным спин-орбитальным взаимодействием, помимо электрических токов, ожидаются также фотоиндуцированные спиновые и долинные токи.

В работе представлены результаты теоретических исследований генерации электрических, спиновых и долинных токов структурированным светом в двумерных полупроводниковых системах. В отличие от более привычных фотогальванических и спин-гальванических токов,

возникающих в средах без центра инверсии [7], рассматриваемые токи индуцированы пространственной неоднородностью электромагнитного поля и полностью контролируются его структурой [8]. Обсуждаются различные механизмы генерации фототоков для падающего излучения широкого спектрального диапазона, вызывающего как внутризонные, так и межзонные оптические переходы. Показано, что помимо вклада, связанного с градиентом интенсивности излучения, фототок содержит также вклады, обусловленные градиентами поляризационных параметров Стокса и фазы электромагнитного поля. При межзонных переходах токи, пропорциональные градиентам параметров Стокса, связаны, в основном, с оптической ориентацией спинов и долин циркулярно поляризованным излучением и оптическим выстраиванием импульсов электронов линейно поляризованным излучением. Более того, спиновые/долинные и электрические токи связаны между собой за счет прямого и обратного спинового/долинного эффектов Холла. Построенная микроскопическая теория для класса двумерных систем, обладающих дираковским спектром, применена для расчёта пространственного распределения фототоков, создаваемых пучками закрученного света и оптическими поляризационными решётками.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 22-12-00211-П).

[1] A. Forbes, M. de Oliveira, M. R. Dennis, *Nat. Photon.* **15**, 253 (2021).

[2] G. Molina-Terriza, J. P. Torres, L. Torner, *Nat. Phys.* **3**, 305 (2007).

[3] Б. А. Князев, В. Г. Сербю, *Усп. физ. наук* **188**, 508 (2018).

[4] S. Sederberg et al., *Nat. Photon.* **14**, 680 (2020).

[5] J. Zhurun et al., *Science* **368**, 763 (2020).

[6] K. Wang et al., *Nat. Commun.* **15**, 9036 (2024).

[7] E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, *Semicond. Sci. Technol.* **23**, 114007 (2008).

[8] A. A. Gunyaga, M. V. Durnev, S. A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **108**, 115402 (2023); *Phys. Rev. Lett.* **134**, 156901 (2025).

## Электрон-электронное взаимодействие в подвешенном ДЭГ с учётом малоуглового рассеяния

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

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

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

Изучение электрон-электронного (е-е) взаимодействия в полупроводниковых микро- и наноструктурах представляет значительный интерес в связи со множеством экспериментально наблюдаемых эффектов, в которых оно играет определяющую роль. Обычные измерения сопротивления почти нечувствительны к е-е взаимодействию, т.к. оно сохраняет полный импульс электронной системы. Но вклад отдельных баллистических траекторий в кондактанс оказывается чувствительным к нему. Экспериментально вклад таких траекторий может быть зарегистрирован в измерениях пиков нелокального магнетосопротивления в эффекте магнитной фокусировки. В чистых баллистических системах именно е-е рассеяние является основным механизмом, разрушающим фокусировку. И благодаря чувствительности е-е рассеяния к температуре [1], измерения температурного подавления фокусируемых пиков являются удобным способом изучения е-е взаимодействия.

Амплитуда пиков нелокального магнетосопротивления подавляется по закону  $\exp(-\alpha \frac{l}{l_{ee}})$ , где  $l$  — длина резонансной траектории,  $l_{ee}$  — длина е-е рассеяния,  $\alpha$  — геометрический фактор, ответственный за вклад рассеяния на малые углы. Таким образом анализ температурного подавления фокусируемых пиков позволяет непосредственно извлечь  $l_{ee}$  и её температурную зависимость.

Интерес представляют подвешенные структуры, которые отделяются от подложки с помощью селективного травления жертвенного слоя под исследуемой структурой. Теория предсказывает усиление е-е

взаимодействия в таких системах из-за уменьшения эффективной диэлектрической проницаемости окружающей среды.

Возможность рассеянного на малый угол электрона попасть в детектирующий контакт приводит к отличию коэффициента  $\alpha$  от единицы. Его зависимость от геометрии используемых структур представляет большой интерес, поскольку этот коэффициент критически важен для извлечения длины  $e$ - $e$  рассеяния.

Экспериментально изучено не-локальное магнетосопротивление в микроструктурах на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с 2D-электронным газом. Систематические измерения электронной фокусировки в образцах с различной геометрией позволили получить зависимости коэффициента  $\alpha$  как от длины резонансной траектории, так и от ширины детектирующего контакта. Предложена модель, успешно описывающая наблюдаемые экспериментальные зависимости при различных геометриях, которая параметризует вклад малоуглового рассеяния единственным параметром — угловым размером детектирующего контакта [2]. Анализ температурных зависимостей амплитуд фокусировочных пиков в неподвешенных и подвешенных образцах показал заметное уменьшение эффективной диэлектрической проницаемости в результате подвешивания, что указывает на ожидаемое усиление  $e$ - $e$  взаимодействия [3].

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

[1] G. Giuliani et al., *Phys. Rev. B*, **26**, 4421 (1982).

[2] D. A. Egorov et al., *Appl. Phys. Lett.* **125**, 112103 (2024).

[3] D. A. Egorov et al., *J. Appl. Phys.* **138**, 115701 (2025).

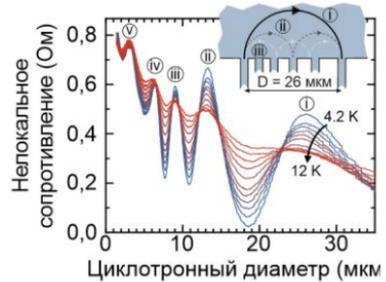


Рис. 1. — Зависимость не-локального сопротивления от циклотронного диаметра баллистических траекторий.

## Гигантские осцилляции Шубникова-де Гааза с V-образными минимумами

Жданов Е.Ю.<sup>1,2</sup>, Буданцев М.В.<sup>1,2</sup>, Сарыпов Д.И.<sup>1,2</sup>  
 Похабов Д.А.<sup>1,2</sup>, Бакаров А.К.<sup>1,2</sup>, Погосов А.Г.<sup>1,2</sup>

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

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

Экспериментально продемонстрировано, что в квантово-чистых образцах с малым уширением уровней Ландау наблюдаются гигантские осцилляции Шубникова-де Гааза (ОШДГ) с V-образными минимумами. Такие осцилляции наблюдались в высокоподвижном (подвижность  $\mu = 2 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/Вс, концентрация  $n = 7 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>) двумерном электронном газе (ДЭГ) на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs. В магнитных полях от 1 Тл до 3,5 Тл, где в столь чистых системах традиционно формируются широкие плато зануления, характерные для режима квантового эффекта Холла, были обнаружены узкие V-образные минимумы с точечным нулевым сопротивлением. Это прямо свидетельствует о крайне малой плотности локализованных состояний в энергетических щелях между слабо уширенными уровнями Ландау, что препятствует пиннингу уровня Ферми и формированию плато.

Такие осцилляции слабо изучены, несмотря на то, что они допускают прозрачное количественное описание с помощью феноменологической модели, включающей всего лишь два подгоночных параметра — транспортное время релаксации импульса  $\tau_{tr}$  и квантовое время рассеяния  $\tau_q$ . Разработанная модель включает три ключевых элемента: (1) квазиклассическую плотность состояний с гауссовым уширением уровней Ландау, зависящим от магнитного поля [1]; (2) зависимость времени релаксации импульса от плотности состояний:  $1/\tau_B(E) \propto \nu(E)$  [2]; (3) колебания уровня Ферми  $E_F$  при фиксированной концентрации электронов [3].

Данная модель обеспечивает качественное и количественное соответствие экспериментально наблюдаемому продольному магнетосопротивлению

$R(B, T)$  в широком диапазоне магнитных полей (до 3,5 Тл) и температур (от 2 К до 15 К). Модель воспроизводит не только форму и амплитуду осцилляций, включая V-образные минимумы, но и плавный положительный фон магнетосопротивления в области температурного подавления ОШдГ.

Важным результатом является возможность надежного определения параметров  $\tau_{tr}$  и  $\tau_q$  даже в микроструктурах, где поведение сопротивления при нулевом поле существенно отклоняется от друдевского за счёт баллистических и гидродинамических эффектов. Анализ температурных зависимостей показывает, что  $\tau_{tr}$  уменьшается с ростом температуры по закону, характерному для рассеяния на акустических фононах, в то время как  $\tau_q$  не зависит от температуры.

Предложенная модель представляет собой эффективный инструмент для спектроскопии параметров ДЭГ по данным магнетотранспортных измерений, особенно в микро- и наноструктурах с высокой подвижностью и слабым потенциалом беспорядка.

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

[1] M. E. Raikh et al., *Phys. Rev. B* 47,1522 (1993).

[2] P. T. Coleridge, et al., *Phys. Rev. B* 39, 1120 (1989).

[3] A. Endo et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* 77, 064713 (2008).

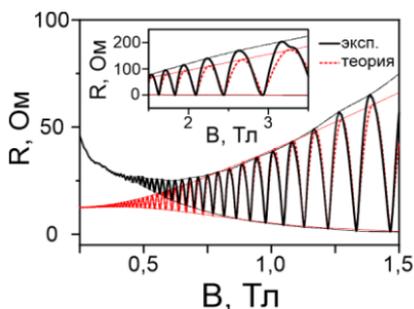


Рис.1. – Продольное магнетосопротивление ДЭГ при температуре  $T = 2K$ : эксперимент (сплошная кривая) и модель (пунктирная кривая).

## Антиферроэлектрический переход в орторомбическом монослое Bi

Загороднев И.В.<sup>1,2,3</sup>, Понкратова Д.В.<sup>1,2,3</sup>, Еналдиев В.В.<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11к7

<sup>2</sup>МФТИ, 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9

<sup>3</sup>НИУ ВШЭ, 101000, г. Москва, ул. Мясницкая, д. 20

В последнее время активно исследуется сегнетоэлектричество в двухмерных материалах. В частности, в монослое висмута с решеткой типа черного фосфора на подложке из HOPG был обнаружен сегнетоэлектрический фазовый переход [1]. В нашей работе мы показываем возможность как сегнетоэлектрического, так и антисегнетоэлектрического перехода в монослое висмута без учёта подложки (в вакууме). Мы используем классический подход Клазиуса-Моссотти, позволяющий хотя бы приближенно учесть существенно нелокальное межэлектронное взаимодействие вблизи сегнетоэлектрических переходов. При этом для нахождения восприимчивости поляризуемость атомов в кристаллической решетке мы вычисляем в рамках теории функционала плотности в пакете VASP. Такая поляризуемость отличается от поляризуемости свободного атома висмута наличием существенных недиагональных компонент  $xz$  и  $zx$  (ось  $x$  лежит в плоскости монослоя, а ось  $z$  – перпендикулярна). Оказывается, что даже для изотропной (атомной) поляризуемости при характерных параметрах решетки монослоя антисегнетоэлектрический переход может происходить до сегнетоэлектрического. Наличие недиагональности поляризуемости приводит к тому, что сегнетоэлектрический переход следует ожидать ещё «позже».

[1] J. Gou et al., *Nature* 617, 67 (2023).

## Сопряженный теплообмен в спутнике Cubesat U2

Каграманов Ю.А.<sup>1</sup>, Чибухчян С.С.<sup>2</sup>, Бадалян Д.К.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620062, Екатеринбург, ул. Мира, 19

<sup>2</sup>Национальный политехнический университет Армении, 0010, г. Ереван, ул. Терьяна 105, Республика Армения

Космическая деятельность служит катализатором технологического развития, создавая уникальную среду для испытаний материалов и систем в условиях микрогравитации, глубокого вакуума и экстремальных температурных перепадов. Полученные результаты инициируют трансфер технологий в смежные отрасли, стимулируя прогресс в микроэлектронике, телекоммуникациях и дистанционном зондировании. Современный этап развития отрасли характеризуется активным созданием малых космических аппаратов, таких как микро-спутники стандарта CubeSat. Однако проектирование этих аппаратов, например, формата 2U, сталкивается с серьёзными ограничениями, исключая применение активных систем терморегулирования и делающими тепловой режим критически зависимым от внешнего излучения и внутреннего тепловыделения.

Целью данного исследования является разработка математической модели и проведение численного анализа нестационарного температурного состояния аппарата CubeSat 2U на солнечно-синхронной орбите. Для прогнозирования температурных полей применялось трёхмерное моделирование сопряжённых задач внешнего радиационного воздействия и внутреннего кондуктивно-радиационного теплообмена. Результаты моделирования выявили существенную неоднородность теплового поля. Установившиеся температуры на различных участках конструкции варьировались от 33 °С до 62 °С. Наиболее критические значения были зафиксированы для модуля энергопитания: температура литий-ионных аккумуляторов достигала 87–88 °С, что значи-

тельно превышает допустимый эксплуатационный предел и приближается к порогу начала необратимого экзотермического процесса — теплового разгона (рис. 1).

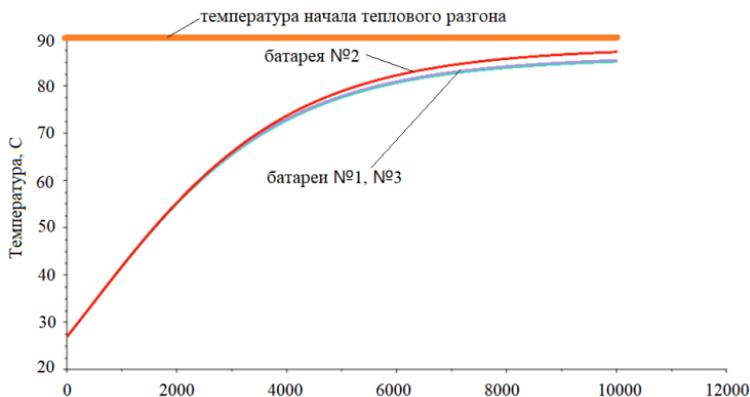


Рисунок 1 – Скорость изменения температур батарей

Основной вывод работы заключается в доказанной неэффективности пассивной системы терморегулирования в условиях разреженной космической среды. Полученные данные указывают на необходимость срочных проектных изменений, включающих редизайн радиационных поверхностей и внедрение усовершенствованных методов отвода тепла от критически важных компонентов, та-ких как блоки батарей. Для повышения точности прогнозирования требуется дальнейшая валидация модели на основе экспериментальных данных.

#### Список литературы

- [1] С.С. Чибухчян, И.Е. Белых, В.К. Бодров, *Вестник НПУА. Механика, машиноведение, машиностроение*, 2, 58 (2024).
- [2] G.A. Gurzadyan, J.B. Ohanesyan, *Space Science Reviews*, 13, 647 (1972).
- [3] G.A. Gurzadyan et al., *Space Science Instrumentation*, 1, 269 (1974).
- [4] G.A. Gurzadyan, *Nature*, 250, 477 (1974).
- [5] G.A. Gurzadyan et al., *Astronomy & Astrophysics*, 35, 493 (1974).

## Латеральные плазмонные кристаллы

Горбенко И.В., Поташин С.О., Качоровский В.Ю.

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

Исследование плазменных колебаний в 2D электронных системах началось несколько десятилетий назад [1,2]. Помимо фундаментальной важности 2D плазменных явлений, они имеют огромный прикладной потенциал, в частности, для создания перестраиваемых плазмонных детекторов и эмиттеров ТГц излучения. Интерес к 2D плазмонике резко возрос после предсказания Дьяконова и Шура [3], что dc-ток в 2D электронной жидкости (ЭЖ), существующей в канале полевого транзистора, может стать неустойчивым по отношению к резонансному возбуждению плазменных колебаний. Частота колебаний регулируется напряжением на затворе и, за счёт высокой скорости плазменных волн ( $> 10^8$  см/с) и малого характерного размера современных транзисторов (100 – 1000 нм), попадает в ТГц диапазон. Также был предсказан ряд фундаментальных плазменных явлений, имеющих гидродинамическую природу, таких как возбуждение плазмонных солитонов и кинков и «захлебывание» (choking) электронного потока.

Многообещающий способ улучшения связи плазмонных резонансов с внешним излучением заключается в использовании искусственных систем, например, решётчатых затворов, которые пространственно модулируют плотность электронов в 2D канале и, как следствие, их плазменную скорость. В результате, в системе возникает кристалл для 2D плазменных волн. Замечательным свойством такого *латерального плазменного кристалла* (ЛПК) является возможность легко регулировать параметры зонной структуры, в частности, ширину разрешённых и запрещённых зон, напряжением на решётчатом затворе.

Возможность наблюдения управляемых плазмонных резонансов с хорошей добротностью в ЛПК появилась недавно за счёт использова-

ния 2D структур с контролируемой периодической геометрией решетчатых затворов и высокой подвижностью. Была экспериментально продемонстрирована возможность управляемого перехода ЛПК из режима сильной связи в режим слабой связи [4], а также перехода между режимами резонансного и «супер-резонансного» возбуждения.

В докладе предполагается сделать обзор ряда *фундаментальных* явлений в ЛПК, которые изучались в наших недавних работах [5-12]:

(а) управление зонной структурой с помощью затворных электродов, режимы слабой и сильной связи [5,9-11];

(б) возбуждение «светлых» и «темных» плазмонных мод [9];

(в) расщепление плазмонных резонансов на «супер-резонансы» по мере перехода из режима сильной связи в режим слабой связи [9];

(г) конверсия падающей электромагнитной волны в постоянный ток за счёт так называемого эффекта «храповика» [6-8,12];

(д) переход в гидродинамический режим (ГР) течения ЭЖ, способы оптической идентификации ГР и измерения вязкости ЭЖ [8,12];

(е) возбуждение «направленных» плазмонов [12];

(ж) индуцированное dc током усиление электромагнитной волны, проходящей через ЛПК [5].

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 25-12-00212.

[1] A. V. Chaplik, *Sov. Phys. JETP* **35**, 395 (1972).

[2] S. J. Allen, D. C. Tsui, R. A. Logan, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 980 (1977).

[3] M. Dyakonov and M. S. Shur, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2465 (1993).

[4] P. Sai et al *Phys. Rev. X* **13**, 041003 (2023).

[5] S. Boubanga-Tombet et al. *Phys. Rev. X*, **10**, 031004 (2020).

[6] S. Hubmann et al *Phys. Rev. Research* **2**, 033186 (2020)–

[7] P. Sai et al. *Phys. Rev. B* **104**, 045301 (2021).

[8] E. Mönch et al. *Phys. Rev. B* **105**, 045404 (2022); **107**, 115408 (2023)

[9] I.V. Gorbenko, V.Yu. Kachorovskii , *Phys. Rev. B* **110**, 155406 (2024).

[10] I.V. Gorbenko, V.Yu. Kachorovskii, *Semiconductors* **58**, 113 (2024);

[11] I. V. Gorbenko, V.Yu. Kachorovskii, *JETP Letters* **122**, 55 (2025)

[12] S. Potashin, L.Golub, V.Kachorovskii, *Phys. Rev. B* **111**, 205401 (2025); *arXiv:2405.09668*

## Локализация и двумерный топологический изолятор

Квон З.Д.<sup>1,2</sup>

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

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

Андерсоновская локализация относится к числу самых фундаментальных квантовомеханических явлений, с тех пор как она впервые была введена в физику [1]. В классических работах В. Березинского было строго доказано, что в одномерных электронных системах указанная локализация приводит к подавлению металлической проводимости при любом сколь угодно слабом беспорядке. Учет эффектов электрон-электронного взаимодействия делает картину не столь простой. И существует огромная литература, посвященная свойствам одномерной Латтинжеровской жидкости, в которой предсказываются различные диэлектрические фазы одномерной электронной системы [2]. Но практически вся она сосредоточена на рассмотрении теоретических вопросов, тогда как эксперимент был ограничен всего лишь несколькими работами с квантовыми проволоками микронной длины [3]. Подобная ситуация была связана с тем, что существует немалые технологические трудности в создании длинных однородных квантовых проволок, в которых бы одномерный транспорт сохранялся на макроскопических масштабах. Экспериментальная реализация двумерных топологических изоляторов в HgTe квантовых ямах изменило ее принципиальным образом. Было установлено, в ямах с инверсным зонным спектром возникают краевые состояния, представляющие собой практически идеальный одномерный проводник, в котором можно реализовать условия как баллистического, так и диффузионного транспорта. Практически сразу было предположено, что если в краевом канале реализуется режим диффузионного транспорта, тогда в эксперименте должно наблюдаться диэлектрическое поведение, то есть активационный рост сопротивления при понижении температуры. Но проведен-

ный эксперимент продемонстрировал неожиданный результат: металлическое поведение сохранялось вплоть до самых низких температур. Спустя несколько лет эффекты локализации в двумерном ТИ на основе HgTe квантовой ямы с инверсным спектром были все же обнаружены, но при наличии магнитного поля [4]. Причем следует особо отметить, что тем самым впервые удалось получить информацию об экспериментальном поведении сопротивления неупорядоченного одномерного проводника в режиме локализации. Оказалось, что в зависимости от затворного напряжения возникают гигантские флуктуации этого сопротивления, амплитуда которых достигает нескольких порядков. Подобный результат был объяснен тем, что магнитное поле нарушает симметрию по обращению времени и тем самым приводит к подавлению топологической защиты от эффектов интерференции. Последующие эксперименты показали, что локализация в двумерных ТИ может существовать и в отсутствие магнитного поля [5]. Таким образом в реальных двумерных ТИ на основе HgTe квантовых ям могут реализоваться самые различные сценарии эффектов одномерной локализации: их отсутствие, возникновение под действием магнитного поля и их наличие уже в нулевом поле. Более того, в этих ямах удалось обнаружить существование двумерного Андерсоновского топологического изолятора, в котором объем квантовой ямы локализован, а краевые токовые состояния демонстрируют металлическое поведение [6]. Приведенные результаты свидетельствуют, что поведение эффектов локализации в двумерных топологических ТИ на основе HgTe квантовых ям демонстрирует крайне неоднозначный характер, и выяснение подобного факта требует дальнейших как теоретических, так и экспериментальных исследований.

[1]. P.W. Anderson, *Phys. Rev.* 109, 1492 (1958).

[2]. A. Mirlin, I. Gornyi, D. Polyakov, *PRB*, 75, 085421 (2007)

[3]. E. Levy et al, *PRB*, 85, 045315 (2012)

[4]. U. Piatrusha et al, *Phys. Rev.Lett.*, v.123, 056801 (2019).

[5]. E. B. Olshanetsky et al, *Physica E*, 147, 115605 (2023).

[6]. D. A. Khudaiberdiev et al, *PRR*, 7, L022033 (2025)

## Скачки намагниченности в наноструктурированных сверхпроводниках

. Шитов А.Е.<sup>1,2</sup>, Михайлин Н.Ю.<sup>1</sup>, Шамшур Д.В.<sup>1</sup>, Волков М.П.<sup>1</sup>,  
Кумзеров Ю.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

Нами были изучены магнитные свойства сверхпроводящих наноструктур, созданных путем введения сверхпроводящего металла I рода (In, Pb) в пористое стекло с различным характерным размером пор D из расплава под давлением. В пористом стекле сверхпроводник образует многосвязную сеть нитей, характерный размер которых сравним с длиной когерентности  $\xi$  в массивном сверхпроводнике. Это приводит к изменению критических параметров сверхпроводящего состояния (критической температуры  $T_c$  и критического магнитного поля  $H_c$ ) за счет поверхностных и квантовых размерных эффектов [1]. Также в сверхпроводящих наносистемах могут возникать эффекты, характерные для сверхпроводников II рода с сильным пиннингом, в частности захват магнитного потока и скачки намагниченности [2,3] (рис. 1).

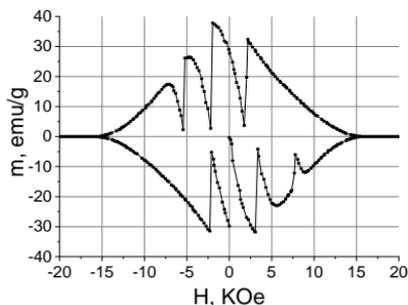


Рис.1. – Зависимость намагниченности от магнитного поля в пористом стекле с Pb,  $D = 7$  нм,  $T = 5$  К

В сверхпроводниках II рода захват потока и скачки намагниченности определяются взаимодействием вихрей Абрикосова с центрами пиннинга [4]. Размер отдельного элемента в рассматриваемых наносистемах слишком мал для образования вихря, и предположительно захват потока и скачки намагниченности происходят за счет круговых токов в контурах, существующих в системе нитей. Для одиночных сверхпроводящих дисков взаимодействие с внешним магнитным полем определяется соотношением длины когерентности  $\xi$  и радиуса диска  $r$ . Зависимость намагниченности от магнитного поля будет сменяться с плавного гистерезиса при  $r < \xi$  к возникновению скачка, связанного с фазовым переходом I рода при  $r \approx \xi$ , и переходу к возникновению пилообразных осцилляций на прямом и обратном ходе при  $r > \xi$  [5]. Можно предположить, что возникновение и характерный вид скачков в рассматриваемых наносистемах также определяется соотношением  $r$  и  $\xi$ . Эффективная длина когерентности  $\xi_{eff}(T, H = 0) = \frac{\phi_0}{2\pi H_{c2}(T)}$  будет уменьшаться при уменьшении температуры  $T$ , что при постоянном  $r$  приводит к возникновению малых осцилляций при  $H < 5$  кЭ (рис. 2).

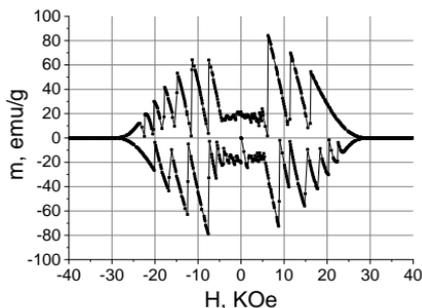


Рис.2. – Зависимость намагниченности от магнитного поля в пористом стекле с Pb,  $D = 7$  нм,  $T = 2$  К

- [1] Bose S. and Ayyub P., *Rep. Prog. Phys.* 77 116503 (2014)
- [2] Mikhailin N. Y. et al., *J. Exp. Theor. Phys.* 60 1942-1947 (2019)
- [3] Tien C. et al., *Phys. Rev. B* 83, 014502 (2011)
- [4] Swartz P. S. and Bean C. P. *J. Appl. Phys.* 39 4991–4998 (1968)
- [5] Geim A. K. et al., *Phys. Rev. Lett.* 85 1528 (2000)

## Электронный клапан Теслы

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

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

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

Аналогия коллективного движения электронов в достаточно чистых проводниках с течением вязкой жидкости продуктивна в том смысле, что позволяет предсказывать и анализировать эффекты, обусловленные электрон-электронным взаимодействием, интуитивно основываясь на представлениях о соответствующих явлениях в динамике жидкостей и газов [1]. Это вдохновляет на создание устройства, работа которого основывается на гидродинамическом поведении электронов, — электронного аналога клапана Теслы [2], призванного выпрямлять поток жидкости без использования движущихся частей.

Согласно идее Н. Теслы, сопротивление клапана должно зависеть от направления потока в силу асимметрии структуры (рис. 1). Высокое сопротивление возникает при обратном протекании, когда поток разделяется на две части, направленные навстречу друг другу, а низкое — при прямом свободном течении. Примечательно, что описанный эффект выпрямления достигается лишь в турбулентном режиме, как показано в эксперименте на водяных клапанах [3].

Хотя клапан Теслы запатентован более ста лет назад, его способность выпрямлять потоки газов и жидкостей остается в фокусе современных исследований [3]. Течение же электронной жидкости в таких структурах не исследовано вовсе и рабочий электронный клапан Теслы до сих пор не был реализован.

В данной работе мы представляем клапан Теслы, изготовленный на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с высокоподвижным двумерным электронным газом. Клапан создан с помощью электронной литографии с характерной шириной канала  $2,5 \div 5$  мкм, его геометрия идентична запатентованной [2]. Измерены вольт-амперные характеристики GaAs клапанов. Показано, что при обратном токе более 200 мкА сопротивление клапана начинает резко расти, тогда как при прямом токе оно практически не меняется (рис. 1). Схожий пороговый характер эффекта в электронном и водянном [3] клапане Теслы указывает на единый механизм

выпрямления — турбулентность гидродинамического потока.

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

[1] D. I. Sarypov, D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov et al., *Phys. Rev. Lett.*, **134**, 026302 (2025).

[2] N. Tesla, *Valvular conduit*. US patent 1,329,559 (1920).

[3] Q. M. Nguyen et al., *Nat Commun*, **12**, 2884 (2021).

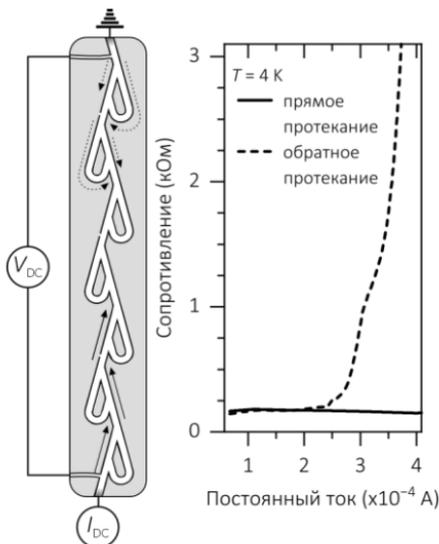


Рис.1. – Сопротивление GaAs клапана Теслы при прямом (сплошная кривая) и обратном (штриховая кривая) протекании как функция постоянного тока. Слева схематически представлен изучаемый клапан Теслы.

## Система вихрей Джозефсона в электронно- легированном высокотемпературном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$

Попов М.Р.<sup>1</sup>, Чарикова Т.Б.<sup>1</sup>, Барташевич А.М.<sup>1</sup>, Неверов В.Н.<sup>1</sup>,  
Шелушина Н.Г.<sup>1</sup>, Иванов А.А.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет  
«МИФИ», 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

Исследованы магнитотранспортные свойства эпитаксиальных пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$  ( $x = 0,145$ ) с осью  $c$ , направленной вдоль длинной стороны пленки. Измерения  $R_c(B)$  (сопротивление между плоскостями  $\text{CuO}_2$ ) проводились на установке PPMS в диапазоне магнитных полей  $B = (-9 - +9)$  Т при температурах  $T = 1,9$  и  $4,2$  К. В смешанном состоянии (в режиме потока джозефсоновских вихрей) на зависимости сопротивления вдоль оси  $c$  от магнитного поля, параллельного слоям  $\text{CuO}_2$ , наблюдается четко выраженная ступенчатая структура (Рис. 1а).

Показано, что в области свободного течения джозефсоновских вихрей структура является периодической с периодом  $B_0 \sim \Phi_0 / (\lambda_{ab}\lambda_c)$  (Рис. 1б). Здесь глубина проникновения магнитного поля в плоскости  $ab$  ( $\lambda_{ab}$ ) и вдоль оси  $c$  ( $\lambda_c$ ) определяют размеры джозефсоновских вихрей в модели Лоуренса-Дониаха [1] для анизотропного слоистого сверхпроводника.

Для нашего образца с параметрами  $\lambda_{ab} = (300 \pm 15)\text{nm}$  и  $\lambda_c = (16 \pm 3)\text{nm}$  оценка периодичности дает  $B_0(0.077 \pm 0.007)\text{T}$ , что хорошо согласуется с экспериментальными данными,  $B_0(0.070 \pm 0.004)\text{T}$ . Таким образом, наблюдаемый период структуры пиков на

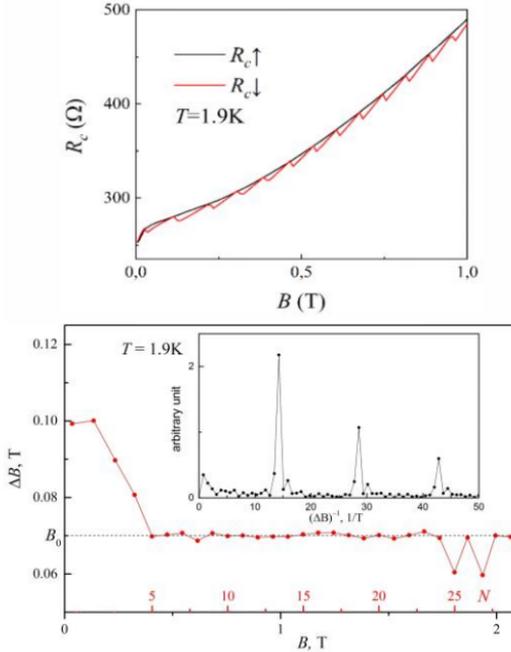


Рис.1. – (а) Фрагмент зависимости  $R_c(B)$  на входе ( $B_\uparrow$ , черная линия) и на выходе ( $B_\downarrow$ , красная линия) поля при  $T = 1,9$  К, (б) Ширина ступеней,  $\Delta B$ , в зависимости от магнитного поля,  $B$ , и от номера ступени,  $N$ , при  $T = 1,9$  К. Вставка: преобразование Фурье функции  $R_c(B_\downarrow)$  при  $B = (0.45 \div 1.75)T$ .

нисходящей ветви  $R_c(B)$  может быть связан с последовательным «выключением» джозефсоновских вихрей по мере уменьшения магнитного поля. Фактически, мы имеем квантовую картину: сопротивление в режиме потока «считает» джозефсоновские вихри, каждый из которых содержит квант магнитного потока.

[1] W. E. Lawrence and S. Doniach, *Theory of Layer-Structure Superconductors*, Keigaku, Tokyo (1971).

## Холловская электронная вязкость

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

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

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

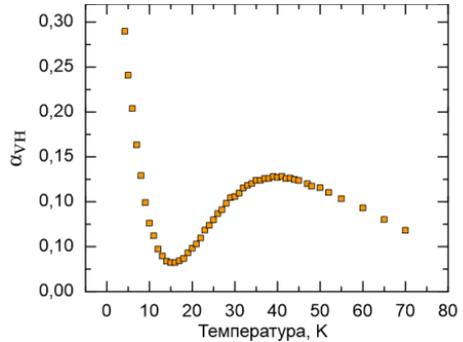
Электронная гидродинамика представляет собой одну из наиболее интенсивно развивающихся областей современной физики полупроводников. В чистых низкоразмерных системах, где электрон-электронные столкновения начинают преобладать над другими механизмами рассеяния, коллективное движение носителей заряда успешно описывается в рамках гидродинамического подхода, по аналогии с поведением классических жидкостей [1].

Особый интерес вызывает поведение электронной жидкости в магнитном поле, сопровождающееся возникновением ряда нетривиальных эффектов. Одним из наиболее тонких и интересных из них является феномен холловской (нечётной) вязкости, характеризующийся одноимённым коэффициентом  $\nu_H$ . Хотя эффект возникновения холловской вязкости недавно был исследован в графене [2], его проявление в классических полупроводниковых системах, в частности в гетероструктурах на основе GaAs/AlGaAs, до настоящего времени остаётся не изученным. Теоретические исследования [3] указывают на необходимость более тщательного подхода к изучению данного эффекта, в том числе рассмотрения переходов между режимами электронного транспорта вблизи границ образца.

В настоящей работе изучены магнетопольевые зависимости сопротивления, измеренного в так называемой вицинальной геометрии, в микроструктурах, созданных на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с высокоподвижным двумерным электронным газом (ДЭГ). Для измерений использовались субмикронные потенциометрические контакты,

находящиеся на расстоянии 1 мкм друг от друга, расположенные на берегу макроскопического электронного моря. Помимо изучения холловской вязкости в обычных неподвешенных образцах, аналогичные измерения также проведены в подвешенных (отделённых от подложки) образцах, характеризующихся усиленным  $e$ - $e$  взаимодействием [4].

Из анализа антисимметричной компоненты сопротивления были получены значения безразмерного коэффициента  $\alpha_{\nu_H}$ , который равен отношению вклада холловской вязкости к обычному холловскому сопротивлению, а также значения самого коэффициента холловской вязкости  $\nu_H$ . Обнаружено немонотонное температурное поведение коэффициента  $\alpha_{\nu_H}$ , а также выра-



*Рис.1. — Температурная зависимость коэффициента  $\alpha_{\nu_H}$ , характеризующего вклад холловской вязкости.*

женные особенности как в температурных, так и в магнетопольевых зависимостях коэффициента  $\nu_H$ , не наблюдавшиеся в измерениях в графене [2]. Столь существенное отличие двух систем объясняется фундаментальной разницей в параметрах электронного транспорта. К ним относятся энергия Ферми, а также характерные масштабы, определяющие температурный и магнетопольевой диапазоны измерений.

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

[1] R. N. Gurzhi, *Sov. Phys. JETP*, **44**, 771–772 (1962).

[2] A. I. Berdyugin, S. G. Xu, F. M. D. Pellegrino et al., *Science* **364**, 6436 (2019).

[3] N. Ben-Shachar, J. T. Johnson, M. Madadi et al., *Phys. Rev. B* **III**, 125145 (2025).

[4] D. A. Egorov, D. A. Pokhobov, E. Yu. Zhdanov et al., *Appl. Phys. Lett.* **125**, 112103 (2024).

## Вязкость и проскальзывание электронной жидкости в GaAs микросужениях

Sarypov D.I., Pokhabov D.A., Pogosov A.G., Zhdanov E.Yu., Shevyrin A.A., Bakarov A.K., Shklyaev A.A.

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

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

В достаточно чистых электронных системах, таких как двумерный электронный газ в графене или GaAs, частые электрон-электронные ( $e-e$ ) столкновения могут привести к эффектам, имеющим аналоги в классических жидкостях и газах. В таких условиях гидродинамическое описание электронного транспорта становится продуктивным, поскольку позволяет предсказать и наблюдать необычные многочастичные явления, например, эффект Гуржи, электронные вихри и сверхбаллистический транспорт [1].

Гидродинамическое поведение электронов в твердых телах во многом определяется граничными условиями. Литографические границы образцов традиционно считаются шероховатыми, то есть нет проскальзывания электронов на границе. Это позволяет объяснить наблюдаемое течение Пуазёйля в графеновых каналах [2]. Однако вопрос о том, возможно ли идеальное проскальзывание электронной жидкости на литографической границе, остается открытым.

Кроме того, для полноты гидродинамической аналогии необходимо установить связь между гидродинамическими величинами и общепринятыми характеристиками электронного транспорта, например, между вязкостью электронов  $\nu$  и длиной  $e-e$  рассеяния  $l_{ee}$ . Кинетическая теория газов предсказывает, что эти величины пропорциональны друг другу. Однако измерения электронной вязкости, проведенные в настоящей работе [3], расходятся с данным предсказанием при относительно

высоких температурах. Это ставит под сомнение устоявшуюся теоретическую модель и требует систематической экспериментальной проверки.

Данная работа посвящена независимому измерению вязкости  $\nu$  и длины  $l_{ee}$  на одном образце, созданном на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом. Длина  $l_{ee}$  измерена с помощью магнитной фокусировки [4], а  $\nu$  извлечена из сверхбаллистического кондуктанса [3]. Такой экспериментальный подход позволяет непосредственно сравнить  $\nu$  и  $l_{ee}$  и устано-

вить связь между этими величинами (рис. 1). Проведенные измерения не только подтвердили предсказание кинетической теории при низких температурах, но и выявили значительное проскальзывание электронов на литографических границах [5]. Это проскальзывание отличает GaAs наноструктуры от графеновых образцов, где шероховатые стенки приводят к пуазейлевскому профилю скоростей электронов. Результаты эксперимента согласуются с теорией вязкого течения электронов для случая идеально гладких границ образца [6].

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

[1] L. Fritz, T. Scaffidi, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, **15**, 17 (2024).

[2] J. A. Sulpizio et al., *Nature*, **576**, 75 (2019).

[3] D. I. Sarypov et al., *Phys. Rev. Lett.*, **134**, 026302 (2025).

[4] D. A. Egorov et al., *Appl. Phys. Lett.*, **125**, 112103 (2024).

[5] D. I. Sarypov et al., *accepted to Phys. Rev. Lett.*, arXiv: 2506.10276.

[6] S. S. Pershoguba et al., *Phys. Rev. B*, **102**, 125404 (2020).

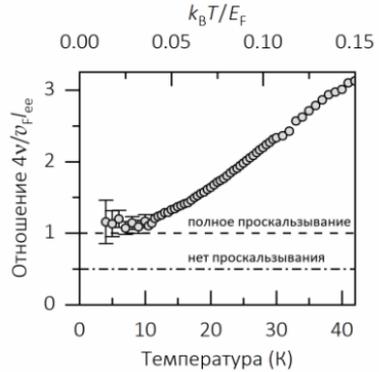


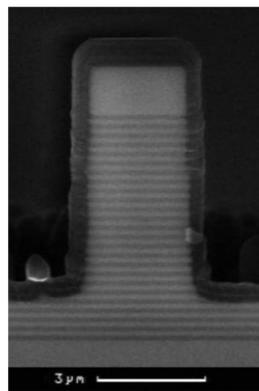
Рис. 1. – Отношение  $4\nu/(v_F l_{ee})$  как функция температуры, где  $v_F$  – скорость Ферми, а величины  $\nu$  и  $l_{ee}$  измерены двумя разными способами.

## Неразличимость одиночных фотонов, излучаемых квантовыми точками InAs/InGaAs в структурах рекордной яркости

**Серов Ю.М.**, Галимов А.И., Веретенников А.И., Вейшторт Г.П., Рахлин М.В., Клишко Г.В., Лакунцева О.Е., Седова И.В., Сорокин С.В., Салий Ю.А., Березина Д.С., Кулагина М.М., Задиранов Ю.М., Трошков С.И., Васильев А.П., Бобров М.А., Малеев Н.А., Шубина Т.В., Торопов А.А.

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

Многие технологии квантовой информатики, включая квантовое распределение ключей для защищённых линий связи, опираются на использование источников одиночных фотонов (ИОФ). К основным параметрам ИОФ относят яркость — вероятность генерации фотона под действием импульса возбуждения, и однофотонную чистоту, определяемую вероятностью излучения нескольких фотонов. Рекордные значения этих параметров достигаются при реализации ИОФ на основе InAs/GaAs квантовых точек (КТ), излучающих на длине волны  $\approx 920$  нм, помещённых в микрорезонаторные структуры. Однако эффективное применение ИОФ для квантовой криптографии требует соответствия длины волны телекоммуникационному С-диапазону (1550 нм), в котором ранее опубликованные результаты показывают яркость на выходе оптического волокна не более 6,5% [1]. Ряд технологий, использующих однофотонную интерференцию, требует и высокой степени неразличимости фотонов, достижение которой в телекоммуникационном диапазоне также является нерешённой задачей.



*Рис.1. — СЭМ-изображение сечения микрорезонатора.*

В докладе будут представлены результаты разработки ИОФ С-диапазона на основе InAs/InGaAs КТ, выращенных молекулярно-пучковой эпитаксией (МПЭ) на InGaAs метаморфном буфере, что позволило совместить в одной структуре как самоорганизованный рост КТ с необходимой длиной волны излучения  $\lambda \approx 1550$  нм, так и распределённые брэгговские отражатели (РБО) на основе  $\lambda/4$  слоёв GaAs и AlGaAs, решёточно-согласованных с GaAs подложкой [2]. Композитная конструкция высокодобротного микрорезонатора, показанная на рис. 1, была изготовлена после МПЭ ионно-плазменным травлением столбчатых структур и напылением РБО Si/SiO<sub>2</sub>. Для полученных ИОФ показана возможность когерентного резонансного возбуждения. При возбуждении  $\pi$ -импульсом, соответствующим максимуму населённости возбуждённого состояния КТ в осцилляциях Раби, достигнута рекордная яркость поляризованного однофотонного излучения 11% при однофотонной чистоте более 95%. В то же время неразличимость излучаемых фотонов остаётся сравнительно низкой и не превышает 38%. Согласно проведённому анализу её температурной зависимости (рис. 2), лимитирующим фактором является быстрая дефазировка состояния КТ при взаимодействии с фононами, что показывает пути дальнейшей оптимизации таких структур ИОФ.

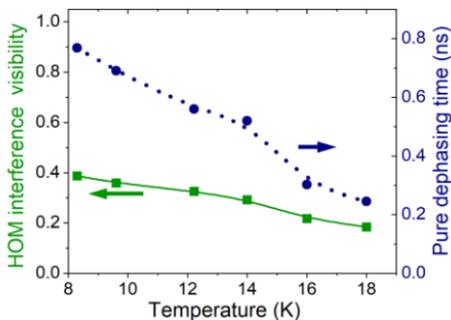


Рис. 2. – Зависимость степени неразличимости и времени дефазировки в КТ от температуры.

Работа выполнена при поддержке Госкорпорации “Росатом” в рамках Дорожной Карты Квантовые Вычисления (контракт № 868/1734-Д от 22.09.2025).

[1] C. Nawrath et al., *Adv. Quantum Technol.*, **6**, 2300111 (2023),

[2] S.V. Sorokin et al., *JETP letters*, **121(1)**, 35-40 (2025).

## **Высокодобротные микрорезонаторы с брэгговскими зеркалами на основе короткопериодных сверхрешёток GaAs/AlAs**

**Столяров В.А.<sup>1</sup>, Курдюбов А.С.<sup>1</sup>, Петров М.Ю.<sup>1</sup>,  
Ложкин М.С.<sup>2</sup>, Ефимов Ю.П.<sup>2</sup>, Елисеев С.А.<sup>2</sup>, Ловцюс В.А.<sup>2</sup>,  
Трифонов А.В.<sup>1</sup>, Игнатъев И.В.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Лаборатория Оптики спина, Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup> *Ресурсный центр "Нанофотоника", Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Санкт-Петербург, Россия*

Планарные микрорезонаторы на основе GaAs являются одной из наиболее развитых и востребованных платформ для исследования поляритонных конденсатов. Ключевым параметром, определяющим время жизни поляритонов и порог поляритонной лазерной генерации, является добротность микрорезонатора. Добротность определяется отражательными свойствами брэгговских зеркал и потерями внутри структуры. Обычно слои с высоким показателем преломления в брэгговских зеркалах формируются из тройного раствора AlGaAs, однако рост толстых зеркал из тройного раствора с большим количеством периодов сопровождается накоплением микрошероховатостей, вариациями состава и увеличением плотности структурных дефектов, что ограничивает достижимую добротность.

Наш подход к росту микрорезонаторов заключается в замене слоёв AlGaAs в брэгговских зеркалах на короткопериодную сверхрешётку (КПСР) GaAs/AlAs с эквивалентным тройному раствору содержанием Al и похожими оптическими свойствами. Показано, что такой подход позволяет значительно уменьшить шероховатость поверхности, более точно контролировать соблюдение периодичности четвертьволновых слоёв в брэгговских зеркалах, подавлять распространение некоторых структурных дефектов и эффективно управлять поглощением в струк-

туре путём правильного подбора периода КПСР. Таким образом, использование КПСР приводит к упрощению технологического процесса и увеличению добротности микрорезонатора.

На основе этого подхода был выращен микрорезонатор с 35 (30) парами четвертьволновых слоёв в нижнем (верхнем) брэгговском зеркале и двумя группами по три GaAs квантовые ямы толщиной 14 нм. Добротность микрорезонатора, измеренная методом спектрального сканирования сигнала отражения от образца с помощью перестраиваемого узкополосного кольцевого лазера, составила  $Q \approx 54\,000$  (Рис. 1(а)), что стало рекордом для выращенных в России планарных микрорезонаторов. Пороговая плотность мощности лазерной генерации составила  $P_{th} = 200$  Вт/см<sup>2</sup> (Рис. 1(б)). При достижении пороговой плотности мощности наблюдаются резкий рост интенсивности ФЛ и значительное сужение поляритонной моды, что свидетельствует о переходе к режиму поляритонной лазерной генерации.

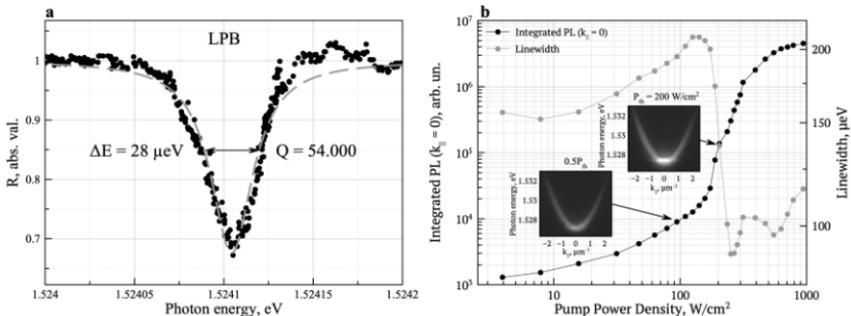


Рис. 1. – (а) Спектр отражения микрорезонатора в области нижней поляритонной ветки. (б) Мощностная зависимость излучения микрорезонатора.

Авторы благодарят сотрудников РЦ “Нанофотоника” научного парка СПбГУ. Работа выполнена при финансовой поддержке СПбГУ в рамках гранта № 125022803069-4.

## Межзонные оптические переходы под действием структурированного света

Тарасенко С.А.<sup>1</sup>, Гуныага А.А.<sup>1</sup>, Дурнев М.В.<sup>1</sup>

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

При исследовании взаимодействия структурированного света с полупроводниковыми системами [1] возникает необходимость разработки теоретического описания межзонных оптических переходов под действием пространственно неоднородного электромагнитного поля.

В данной работе в рамках **k-p** теории и формализма матрицы плотности получено выражение для квазиклассического темпа оптической генерации фотоэлектронов в импульсном и координатном пространствах  $g(\mathbf{p}, \mathbf{r})$ , а также выражение для возникающего фототока. В первом порядке по параметру  $q/k$ , где  $q$  и  $k$  – характерные волновые вектора фотонов и электронов, темп оптической генерации можно представить в виде

$$g(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = g^0(\mathbf{p}, \mathbf{r}) + g^1(\mathbf{p}, \mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $g^0(\mathbf{p}, \mathbf{r})$  – темп генерации в локальном приближении, определяемый амплитудой и поляризацией электромагнитного поля в точке  $\mathbf{r}$ ,  $g^1(\mathbf{p}, \mathbf{r})$  – поправка первого порядка, определяемая пространственными градиентами поля в точке  $\mathbf{r}$  и чувствительная в том числе к фазовой структуре поля. Описан метод расчета квазиклассического темпа генерации, получено аналитическое выражение для нелокальной поправки  $g^1(\mathbf{p}, \mathbf{r})$  для двумерных дираковских систем.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-12-00211-П).

[1] A.A. Gunyaga, M.V. Durnev, and S. A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **108**, 115402 (2023), *Phys. Rev. Lett.* **134**, 156901 (2025).

## Преломление электронов при фотоэмиссии из $\text{Na}_2\text{KSb}(\text{Cs},\text{Sb})$ -фотокатода

Рожков С.А.<sup>1,2</sup>, Бакин В.В.<sup>1</sup>, Шайблер Г.Э.<sup>1,2,3</sup>, Русецкий В.С.<sup>1,4</sup>,  
Горшков Д.В.<sup>1,2</sup>, Кустов Д.А.<sup>1</sup>, Голяшов В.А.<sup>1,2,5</sup>, Альперович В.Л.<sup>1,2</sup>,  
Терещенко О.Е.<sup>1,2,5</sup>

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

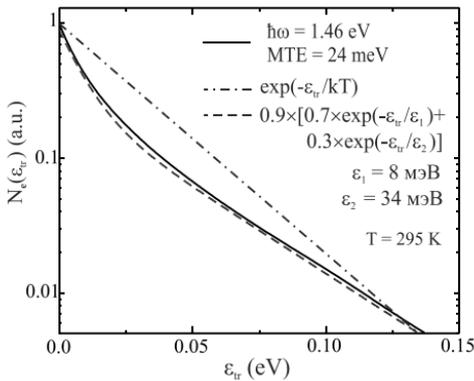
<sup>2</sup>НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup>НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. Маркса, 20

<sup>4</sup>АО «Экран ФЭП», 630060, Новосибирск, ул. Зеленая Горка, 1

<sup>5</sup>ЦКП «СКИФ», 630559, Научоград Кольцово, пр. Никольский, 1

Мультищелочные  $\text{Na}_2\text{KSb}(\text{CsSb})$  фотокатоды используются в электронно-оптических преобразователях (ЭОП) 2го поколения и в качестве источников электронов для ускорителей. Недавно было показано, что такие фотокатоды могут применяться в качестве источников спинполяризованных электронов [1]. Из-за сохранения трансляционной симметрии кристалла вдоль эмитирующей поверхности, при эмиссии в вакуум у электрона должна сохраняться компонента импульса, параллельная поверхности  $\hbar k_{\parallel}$ . Этот эффект является основой методик HREELS и ARPES, однако, вопрос о том, возможен ли выход низкоэнергетических фотоэлектронов в вакуум с сохранением  $\hbar k_{\parallel}$  при эмиссии из полупроводникового фотокатода, является предметом многолетних дискуссий. Если  $\hbar k_{\parallel}$  сохраняется, то угловое распределение фотоэлектронов, эмитированных из фотокатода 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  $kT$ :  $MTE = kT \times m^*/m_0$  [2], здесь  $m^*$  – эффективная масса электрона в полупроводнике,  $m_0$  – масса свободного электрона. В данной работе для измерения распределений эмитированных электронов по поперечной (параллель-



ной поверхности фотокатода) компоненте энергии  $N(E_{tr})$  был изготовлен специальный ЭОП с увеличенным (до 1.6 мм) промежутком между  $\text{Na}_2\text{KSb}(\text{Cs},\text{Sb})$  - фотокатодом и входной поверхностью микроканальной пластины (МКП). Фотокатод освещался в центральной области световым пятном диаметром  $\leq 10$  мкм.

Пучок эмитированных электронов усиливался микроканальной пластиной и визуализировался люминофорным экраном. Смещение электрона в плоскости, параллельной поверхности фотокатода, при его движении от фотокатода к МКП зависит от поперечной компоненты энергии электрона. Это позволяет вычислять распределение электронов по поперечной компоненте энергии из анализа формы интенсивности свечения люминофорного экрана [3]. Распределение  $N(E_{tr})$ , измеренное при  $T = 295$  K для энергии фотона  $E_{ph} = 1.46$  эВ, близкой к ширине запрещенной зоны активного  $\text{Na}_2\text{KSb}$  слоя, приведено на рисунке. В этом случае эмитирующей поверхности достигают термализованные электроны. Как видно из рисунка,  $N(E_{tr})$  можно представить суммой двух экспонент с характерными энергиями 8 мэВ и 34 мэВ. При этом доля электронов со средней энергией  $MTE = 8$  мэВ составляет 35%. Мы полагаем, что наличие группы электронов с энергией, существенно (более чем в три раза) меньшей  $kT$ , свидетельствует об эффекте «преломления» траекторий электронов при эмиссии, благодаря скачку массы от  $m^*$  до  $m_0$  [2].

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект 25-62-00004).

- [1] V.S. Rusetsky et al., *Phys. Rev. Lett.*, **129**, 166802 (2022),  
 [2] V.L. Alperovich et al., *Appl. Surf. Sci.*, **561**, 149987 (2021),  
 [3] L.B. Jones et al., *J. Appl. Phys.*, **121**, 225707 (2017).

## Падение холловского сопротивления при переходе в квантовое состояние с нулевым фактором заполнения в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe

Якунин М.В.<sup>1</sup>, Алешкин В.Я.<sup>2</sup>, Неверов В.Н.<sup>1</sup>, Боголюбовский А.С.<sup>1</sup>,  
 Попов С.Д.<sup>1</sup>, Туруткин К.В.<sup>1</sup>, Попов М.Р.<sup>1</sup>, Павлова А.Ю.<sup>1</sup>,  
 Михайлов Н.Н.<sup>3</sup>, Дворецкий С.А.<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup>ИФМ РАН, 603087, Нижегородская обл., д. Афонино

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

Квантовый эффект Холла (КЭХ) был открыт 45 лет назад. Но и сейчас в нем обнаруживаются неожиданные черты, особенно когда исследуемый объект имеет нетрадиционную зонную структуру. Показательным для физики явлений в режиме КЭХ является наличие плато в магнитопроводимости  $\sigma_{xy}(B)$  в окрестностях фактора заполнения уровней Ландау  $\nu = (n-p)B/eh = 0$  [1], что соответствует точке зарядовой нейтральности, когда уровень Ферми  $E_F$  находится либо в щели между веерами электронных и дырочных уровней Ландау (УЛ), либо в условиях перекрывающихся зон в такой щели, для которой количество заполненных электронных УЛ ниже  $E_F$  равно числу заполненных дырочных УЛ выше. В традиционных полупроводниках плато  $\sigma_{xy}(B) = 0$  существует, поскольку в соотношении с магнитосопротивлением (МС)  $\rho_{xy,xx}(B)$ ,  $\sigma_{xy} = \rho_{xy}/(\rho_{xy}^2 + \rho_{xx}^2)$ , продольное МС  $\rho_{xx}$  уходит в бесконечность быстрее, чем холловское МС  $\rho_{xy}$ . В графене, напротив, при проведении с помощью затвора разности концентраций  $(n-p)$  через окрестность нуля плато  $\sigma_{xy} = 0$  не образуется, поскольку в точке касания дираковских конусов здесь формируется особый электронно-дырочный УЛ, и благодаря ему  $\rho_{xx}$  остается конечным при  $B \rightarrow \infty$ .

Иной причиной формирования плато  $\sigma_{xy}(B) = 0$  даже при конечной величине  $\rho_{xx}$  может стать стремление к нулю  $\rho_{xy}$ . Это оказалось воз-

можно в режиме КЭХ при тонком балансе между электронной и дырочной компонентами проводимости. Такой феномен наблюдался в условиях перекрывающихся зон проводимости и валентной в гетеросистеме InAs/GaSb [2]. Мы обнаружили похожее явление в двойных квантовых ямах (ДКЯ) гетеросистемы HgTe/CdHgTe. Пример – на рис.1 для ДКЯ Hg<sub>0.94</sub>Cd<sub>0.06</sub>Te/Hg<sub>0.3</sub>Cd<sub>0.7</sub>Te с *n*-типом проводимости и соотношением ширины ям и барьера  $d_w/d_b = 11.3/3$  нм. Здесь плато КЭХ с номером  $i = 1$  в сильных полях срывается в меньшие значения  $\rho_{xy}$ , это хорошо видно в исходном сигнале и еще лучше после усреднения по двум полярностям поля. Также похожее явление наблюдалось в ДКЯ  $x$ -HgTe/Hg<sub>0.35</sub>Cd<sub>0.65</sub>Te с  $d_w/d_b = 20/6$  нм [3] и другой ДКЯ с  $d_w/d_b = 8.5/3$  нм при предельно положительных напряжениях на затворе, когда устанавливалась проводимость *n*-типа. Чем-то данное явление похоже на наблюдавшийся ранее в аналогичных ДКЯ возвратный КЭХ [4], но там это был *p*-тип, а падение происходило с плато  $i = 1$  четко на плато  $i = 2$  и объяснялось спецификой картины УЛ. Здесь падение ниже. Из расчетов показано, что область падения  $\rho_{xy}$  коррелирует с выходом  $E_F$  в щель с номером  $i = 0$ . Возможное объяснение эффекта во взаимном влиянии киральных электронной и дырочной компонент тока.

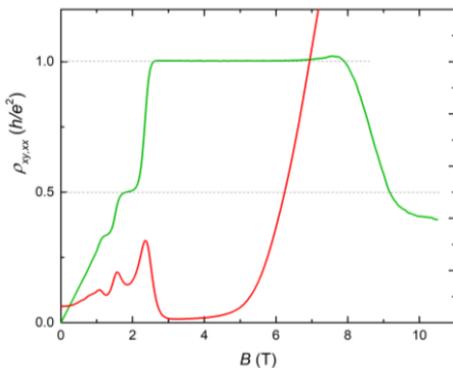


Рис.1. – МС в ДКЯ *n*-Hg<sub>0.94</sub>Cd<sub>0.06</sub>Te/Hg<sub>0.3</sub>Cd<sub>0.7</sub>Te.

Работа выполнена в рамках государственного задания «Электрон».

[1] K.S. Novoselov et al. *Nature Physics*, **2**, 177 (2006),  
 [2] M.S. Daly et al., *Physical Review B*, **53**, 10524 (1996).  
 [3] M.V. Yakunin et al., *Physical Review B*, **93**, 085308 (2016),  
 [4] M.V. Yakunin et al., *Physical Review B*, **102**, 165305 (2020).

## Механизмы сбоя фазы для одиночных и двойных гетеропереходов в квантовых фазовых переходах плато-плато КЭХ

Неверов В.Н., Гудина С.В., Шелушина Н.Г., Сандаков Н.С.,  
Попов С.Д., Якунин М.В.

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

Квантовый эффект Холла (КЭХ) можно рассматривать как последовательность квантовых фазовых переходов диэлектрик - металл- диэлектрик при сканировании уровнем Ферми плотно-сти состояний неупорядоченной 2D-системы в квантующем магнитном поле. В рамках концепции скейлинга [1, 2] ширина перехода между соседними плато КЭХ, также как и ширина соответствующего пика на зависимости  $\rho_{xx}(B)$ , при конечной температуре должны стремиться к нулю по степенному закону  $T^\kappa$ . Здесь  $\kappa = p/2\nu$  - критический индекс ширины полосы делокализованных состояний, множитель  $p$  определяет температурную зависимость времени сбоя фазы  $\tau_{in} \sim T^{-p}$ ,  $\nu$  - критический индекс длины локализации.

Обобщены экспериментальные результаты для переходов плато-плота КЭХ в системах, где наблюдались «универсальные» значения  $\kappa$ , связываемые с квантовым пределом  $\nu = 7/3$ . Для одиночных гетеропереходов (треугольные квантовые ямы) наблюдаются в основном  $\kappa = 0.42$  ( $p = 2$ ); в двойных гетеропереходах (прямоугольные квантовые ямы) наблюдаются только  $\kappa = 0.21$  [4] (0). Величина  $p = 2$  отвечает электрон-электронному механизму сбоя фазы волновой функции, а  $p = 1$  - найквистовскому механизму, который определяется воздействием внешних сил на волновой пакет квазичастицы. Мы полагаем, что такое различное поведение систем с одиночным и двойным гетеропереходами связано с эффектами шероховатости гетерограниц.

В одиночном гетеропереходе квантовая яма формируется за счет кулоновского притяжения между легирующей примесью и носителями

заряда, локализованными вблизи гетеропере-хода. Вторая стенка квантовой ямы представляет собой плавный изгиб потенциала. Плавность второй стенки приводит к тому, что в одиночном гетеропереходе шероховатость гетерограницы хотя и смещает квантовую яму в z-направлении, но слабо изменяет положение уровней пространственного квантования и вид волновой функции в z-направлении.

Прямоугольная квантовая яма формируется двумя гетеропереходами, между которыми находится материал с меньшей шириной запрещенной щели. Наличие шероховатости гетеро-границы приводит к изменению ширины квантовой ямы. Смещение уровней пространственного квантования увеличивается с уменьшением ширины квантовой ямы. При этом амплитуда крупномасштабного потенциала и скачков энергии на шероховатостях гетероперехода являются независимыми. Движение носителя заряда в присутствии шероховатостей гетерограниц приводит к изменению вида волновой функции как в z-направлении, так и в плоскости системы (поскольку изменилась энергия уровня Ландау), что приводит к возможности релаксации фазы по найквистовскому механизму.

Механизмы сбоя фазы в условиях переходов между плато квантового эффекта Холла, существенно различаются для одиночных (треугольная квантовая яма) и двойных (прямоугольная квантовая яма) гетеропереходов. Различие механизмов сбоя фазы связано с различием вклада шероховатости гетерограницы в этих квантовых ямах. Предложен механизм сбоя фазы связанный с изменением формы волновой функции, вследствие шероховатостей гетерограницы.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН

[1] A.M.M. Praisken. *Physical Review B*, **32**, 2636 (1985).

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

[3] S.V. Gudina, et.al., *Low temperature physics.* **45**, 176 (2019).

[4] S. V. Gudina, et.al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **440**, 10 (2017).

## **Квантовые фазовые переходы плато - плато в квантовом эффекте Холла. Предсказания теории и экспериментальные подтверждения**

Гудина С. В., Неверов В. Н., Шелушнина Н.Г.

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

Квантовый эффект Холла (КЭХ) есть макроскопическое квантовое явление, наблюдаемое в низкоразмерных твердотельных структурах при воздействии перпендикулярного магнитного поля при низких температурах и заключающееся в целочисленном квантовании холловской проводимости,  $\sigma_{xy}$ , в единицах  $e^2/h$ . В модели невзаимодействующих электронов описание целочисленного КЭХ сводится к решению задачи о движении 2D-электрона в случайном потенциале в присутствии сильного перпендикулярного магнитного поля, известной как задача локализации Андерсона. Следствием скейлинговой теории андерсоновской локализации является утверждение, что двумерный электрон в случайном потенциале всегда будет локализован, и проводимость 2D системы достаточно больших размеров будет равна нулю [1]. Этому очевидно противоречит экспериментальное наблюдение квантования холловской проводимости.

В случае 2D-системы в магнитном поле для КЭХ продуктивными оказались представления двухпараметрического скейлинга [2], т.е. рассмотрение изменения двух компонент тензора проводимости  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{xy}$  в образце конечных размеров, что позволило описать единой системой уравнений существование как локализованных (в областях плато КЭХ), так и делокализованных (для переходов между плато) состояний. Согласно теории скейлинга, на краю подвижности происходит непрерывный квантовый фазовый переход диэлектрик—металл, характеризующийся степенным законом поведения физических величин, описываемым критическими индексами, что типично для критических яв-

лений при непрерывных фазовых переходах. Предполагается, что состояние системы однозначно определяется компонентами тензора кондактанса  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{xy}$ , поэтому изменение этих компонент при изменении размера электронной системы задано самими компонентами кондактанса. Поведение системы в таком случае представляется в виде диаграммы потока точек на плоскости  $(\sigma_{xy}, \sigma_{xx})$  при изменении размера системы, в качестве которого при конечной температуре эффективно выступает длина сбой фазы.

Таким образом, с теоретическими предсказаниями сравниваются экспериментально полученные степенные зависимости температурного изменения ширины полосы делокализованных состояний (критические индексы) и вид диаграмм скейлинга в конкретных 2D-системах: топологически тривиальных гетероструктурах GaAs/AlGaAs и квантовых ямах на основе InGaAs и в топологически нетривиальных графене и системах на основе HgTe. В качестве интересного наблюдения следует выделить, что имеет место следующая корреляция: если экспериментально обнаружена универсальность критического индекса, т.е. при изучении зависимости ширины перехода плато-плато КЭХ от температуры получены значения критического индекса ширины полосы делокализованных состояний  $\kappa \approx 0.42$  (или  $\kappa \approx 0.21$ ), то линии потока  $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$  всегда (во всех обсуждаемых работах) смещаются вниз с понижением температуры на диаграмме  $(\sigma_{xy}, \sigma_{xx})$ , т.е. (согласно теории) выполняется условие  $k_B T < \Gamma$ , где  $\Gamma$  - нетемпературное уширение уровня Ландау.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН (тема «Электрон»).

[1] Abrahams E. et al., *Phys. Rev. Lett.* 42, 6731979 (1979).

[2] Pruisken A. M. M. "Field Theory, Scaling and the Localization Problem", in *The Quantum Hall Effect* (Ed. Prange R. E., Girvin S. M.) (Springer-Verlag, New York, 1987).

## Скейлинг в режиме квантового эффекта Холла в структуре HgTe/CdHgTe с двойной квантовой ямой

Брусникова А.А.<sup>1,2\*</sup>, Гудина С.В.<sup>2</sup>, Неверов В.Н.<sup>2</sup>, Шелушина Н.Г.<sup>2</sup>, Якунин М.В.<sup>2</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>3</sup>, Дворецкий С.А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup> ФГАОУ "УрФУ, 620062, Екатеринбург, ул. Мира, 19

<sup>3</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. академика Лаврентьева, 13

\*e-mail: brusnickova2003@ya.ru

Живейший интерес к исследованиям двумерного газа в структурах на основе HgTe/CdHgTe вызван многообразием свойств этих систем, связанных со сложной природой их энергетического спектра. Так, при критической ширине квантовой ямы  $dQW \cong dC = 6.3$  нм реализуется закон дисперсии, аналогичный таковому у безмассовых фермионов в графене [1]. Квантовый эффект Холла (КЭХ) в таких системах наблюдается до комнатных температур в графене [1] и до азотных в HgTe [2], что дает новые возможности для анализа предсказаний теории скейлинга относительно критического поведения проводимости при квантовых фазовых переходах в режиме КЭХ. И действительно, как в графене [3], так и в HgTe [4], были получены значения критических индексов  $\kappa \approx 0.42$ , соответствующие предсказаниям теории и «классическим» значениям, наблюдавшимся ранее в полупроводниковых системах с короткодействующим случайным потенциалом [5]. С другой стороны, обе системы, как и структуры на основе GaAs, продемонстрировали важность учета масштаба случайного потенциала [5, 6] и межчастичного взаимодействия [7] при обсуждении универсальности полученных из эксперимента значений критических индексов.

В рамках подходов, описанных в [6], в магнитных полях (0-9 Тл) проведен анализ температурной (1.8-12 К) эволюции КЭХ в двойной квантовой яме, созданной из двух слоев бесщелевого материала HgTe

$p$ -типа толщиной 6.3 – 6.5 нм, разделенных барьером  $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$  в  $\sim 3$  нм [8, 9], с энергетическим спектром, похожим на спектр двуслойного графена [10]. На переходе между плато КЭХ с номерами  $i = 2 \rightarrow 1$ , положение которого дает концентрацию дырок  $p = 1.6 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ , впервые для структур на основе  $\text{HgTe}$  наблюдался переход от высокотемпературного скейлингового режима с критическим индексом ширины полосы делокализованных состояний  $\kappa = 0.97 \pm 0.03$  к низкотемпературному режиму с близким к универсальному значением  $\kappa = 0.37 \pm 0.03$ . В области меньших полей, где проявляется существенно меньшая концентрация подвижных дырок  $p = 0.4 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ , на возвратном переходе  $i = 2 \rightarrow 1 \rightarrow 2$  и на переходе  $i = 3 \rightarrow 2$  не удается наблюдать универсального значения  $\kappa$  вплоть до 1.8 К. Причины такого поведения обсуждаются.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ для ИФМ УрО РАН.

1. A.H. Castro Neto, et al., *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 109 (2009).
2. D.A. Kozlov, et al., *Appl. Phys. Lett.* **105**, 132102 (2014).
3. A.J. M. Giesbers, et al., *Phys. Rev. B* **80** 241411(R) (2009).
4. T. Khouri, et al., *Phys. Rev. B* **93**, 125308 (2016).
5. S. V. Gudina, et al., *Low temperature physics* **45**, 176 (2019).
6. Ю.Г. Апанов и др., *ФТП* **49**, 1593 (2015).
7. M. Amado, et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **24** 305302 (2012).
8. М.В. Якунин и др., *Письма в ЖЭТФ*, **104**, 415 (2016).
9. M. V. Yakunin, et al., *Physical Review B* **102**, 165305 (2020).
10. S.S. Krishtopenko et al., *Nature: Scientific Reports*, **6**, 30755 (2016).

## Магнитоплазменные фотогальванические эффекты в экранированной полосе с электронами

Родионов Д.А.<sup>1</sup>, Загороднев И.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, г. Москва, ул. Моховая, 11к7

В нашей работе теоретически исследован резонансный нелинейный отклик двумерной электронной системы в форме полосы на произвольно падающую монохроматическую линейно поляризованную волну при частотах возбуждения магнитоплазмонов. Полоса располагается на диэлектрической подложке толщиной  $d$  с проницаемостью  $\varepsilon$ , на обратной стороне которой расположен идеально проводящий металлический электрод. Система помещена в постоянное однородное магнитное поле с вектором индукции  $\mathbf{B}$  перпендикулярным плоскости полосы. Рассматривается предел сильного экранирования, когда расстояние между металлом и системой (толщина подложки) много меньше ширины полосы  $W$  и характерной длины волны возбуждаемых магнитоплазмонов. Рассматривался квазистатический предел колебаний, когда длина волны возбуждающего поля много больше ширины полосы. Сперва был найден линейный отклик системы, затем с его использованием определены генерируемые фототок вдоль полосы и фотонапряжение между краями полосы, которые квадратичны по амплитуде падающей волны. Основное внимание в работе уделено зависимости фототока и фотонапряжения от величины магнитного поля, которое является одним из дополнительных способов управления свойствами плазменных колебаний.

Фототок и фотонапряжение имеют резонансный характер как функции частоты возбуждающего излучения. При частотах много больших обратного характерного времени рассеяния носителей в системе  $\gamma$  положение и полуширина этих резонансов совпадает с

частотой и темпом затухания магнитоплазмона, соответственно.

Частота резонансов есть  $\sqrt{v_{pl}^2(n\pi/W)^2 + \omega_c^2}$ , где  $n = 1, 3, \dots$  – нечетный номер плазменной моды [1],  $v_{pl}^2 = 4\pi d n_s e^2 / \epsilon m$  – квадрат групповой скорости плазмона ( $e, m, n_s$  – заряд, масса, двумерная концентрация электронов),  $\omega_c = |e|B/mc$  – циклотронная частота электронов. Полуширина резонанса монотонно возрастает от значения  $\gamma/2$  в отсутствие магнитного поля до  $\gamma$  с увеличением величины магнитного поля.

Установлено, что отношение фотонапряжения и фототока при магнитоплазменной частоте равна холловскому сопротивлению. В отсутствие магнитного поля фототок в системе существенно зависит от азимутального угла и поляризации падающей волны, что может исчезать. В слабом магнитном поле, т.е.  $\omega_c \ll v_{pl}(n\pi/W)$ , появляется добавка к фототоку, которая квадратична по полю и при некоторых углах падения и поляризациях может быть отрицательной. Например, для волны только с тангенциальной компонентой волнового вектора вдоль полосы эта добавка положительна при р-поляризации и отрицательна при s-поляризации. С дальнейшим увеличением магнитного поля значение тока увеличивается. Так при больших классических магнитных полях, т.е. при  $\omega_c \gg v_{pl}(n\pi/W)$ , ток имеет квадратичную зависимость от магнитного поля. Таким образом при некоторых направлениях волнового вектора и поляризациях падающей волны величина фототока может иметь минимум по магнитному полю. При этом фотонапряжение является монотонно возрастающей функцией магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 25-22-00450.

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

## Плазмон-поляритоны в двумерной электронной системе с боковым контактом

Никонов А.В.<sup>1,2</sup>, Родионов Д.А.<sup>1</sup>, Заболотных А.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11к7*

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 101000, Москва, ул. Мясницкая, 20*

Изучение двумерных (2D) плазмонов — коллективных колебаний электронов в 2D системах — является важным направлением современной физики конденсированного состояния. Уникальные характеристики этих волн открывают перспективы для разработки генераторов и детекторов электромагнитного излучения, функционирующих в гига- и терагерцевом частотных диапазонах. Для целенаправленного изменения свойств плазменных волн 2D электронную систему можно, например, поместить в постоянное магнитное поле, направленное перпендикулярно ее плоскости.

В работе исследована 2D электронная система в форме диска, с периметрическим контактом, помещённая в постоянное перпендикулярное однородное магнитное поле.

Цель работы состояла в определении зависимости частоты плазменных колебаний от прикладываемого внешнего магнитного поля. Для решения этой задачи использовались уравнения Максвелла для циркулярно поляризованных компонент напряжённости электрических полей. Полученные интегральные уравнения на поля в плоскости 2D системы решались методом Галёркина, в предположении идеально проводящего омического контакта. В качестве же нулевого приближения рассматривались степенные функции, с учётом граничных условий на краю электронной системы и металла.

Получено, что в случае однородного диэлектрического окружения зависимость частоты от магнитного поля становится линейной и бесщелевой для фундаментальных мод с орбитальными числами  $l = \pm 1$ .

Важно отметить, что найденная частота меньше циклотронной, что нетипично для 2D плазмонов в ограниченных системах. В свою очередь коэффициент пропорциональности между частотой и величиной магнитного поля зависит от степени электромагнитного запаздывания, что, как известно [1, 2], существенно влияет на характеристики плазменных колебаний. Более того, этот коэффициент оказывается различным для мод с положительным и отрицательным орбитальным моментом.

Помимо спектра также было найдено поглощение системой внешнего электромагнитного излучения. Оказалось, что для систем с реалистическими параметрами, таких как высококачественные квантовые ямы GaAs/AlGaAs с подвижностью зарядов порядка  $10^6$  см<sup>2</sup>/В·с, при постоянной частоте излучения в малых магнитных полях пики поглощения для разных мод находятся достаточно близко друг к другу, что приводит к их неразличимости.

Таким образом был описан новый класс плазмон-поляритонных мод в латерально ограниченных 2D электронных системах с металлическими контактами. Зависимость частоты фундаментальных мод от величины внешнего магнитного поля оказалось линейной, бесщелевой. Частота этих мод лежит ниже циклотронной и зависит от степени электромагнитного запаздывания. При рассмотрении отклика описываемой системы было показано, что пики поглощения фундаментальных мод с разными знаками орбитального числа накладываются друг на друга, что приводит к появлению одного более широкого пика.

Н.А.В. благодарит за финансовую поддержку Фонд развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (грант № 25-1-5-36-1).

[1] I. V. Andreev et al., *Physical Review B*, **103**, 115420 (2021),

[2] A. A. Zabolotnykh et al., *Physical Review B*, **103**, 125301 (2021).

## Влияние быстрого отжига на структурные и оптические свойства $\text{SiO}_x$ с нанопрослойками олова

Здоровейцев А.В., Юшков Д.А., Суворов М.Е., Крюков Р.Н.,  
Зубков С.Ю., Байдусь Н.В., Ершов А.В.

*ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, г. Нижний Новгород, 603022*

Несмотря на непрямозонную энергетическую структуру кремния активно развиваются исследования его применения в качестве источника излучения оптического диапазона. Благодаря квантово-размерным эффектам наноразмерные структуры (нанокристаллы) кремния, демонстрируют улучшенные излучательные свойства. Отдельное внимание уделяется массивам нанокристаллов кремния (НК-Si) в диэлектрической матрице на основе  $\text{SiO}_2$ , хотя их излучательная эффективность остаётся невысокой. В связи с этим остается актуальным поиск методов ее повышения, включая применение быстрого (~ 1 мин.) отжига и введение в НК-Si атомов изовалентного олова для ускорения их роста [1].

Многослойные наноструктуры  $a\text{-SiO}_x/\text{Sn}$  были получены методом вакуумного испарения монооксида кремния и олова из отдельных источников на подложку, нагретую до 120 °С. Толщина слоев  $\text{SiO}_x$  составляла от 5 – 20 нм, слоев Sn от 1 – 5 нм. Для изучения влияния термической обработки образцы подвергались быстрому отжигу на установке JetFirst 100С в атмосфере аргона при 900 °С в течение 3 минут и традиционному статическому отжигу в атмосфере азота при 900 - 1100 °С (60 мин.), а также их последовательной комбинации.

Фотолюминесценцию (ФЛ) образцов изучали при комнатной температуре с использованием установки Nanometrics RPM PL Wafer Mapping System, при накачке непрерывным лазером ( $\lambda_{\text{ex}}=532$  нм, 17.5 мВт), с регистрацией ФЛ в диапазоне 570 – 1020 нм. Химический состав и глубинные профили элементов изучались методом РФЭС на

комплексе Omicron Multiprobe RM, с возможностью послыоного анализа после распыления ионами аргона со скоростью  $\sim 0.2$  нм/мин.

На спектрах ФЛ у всех образцов наноструктур после статического термического отжига обнаружены интенсивные пики в области 790 нм, характерные для нанокристаллов кремния размером  $\sim 4 - 5$  нм. Интенсивность данного пика возрастала с уменьшением толщины слоя олова от 8 нм до 1 нм. Особый интерес представляют коротковолновые полосы ФЛ: плечо при 600 – 650 нм у образца с 1-нм слоем олова и пики около 600 и 700 нм у образца с 3-нм слоем. Они проявляются и после проведения быстрого термического отжига. Это указывает на присутствие в структуре, наряду с крупными нанокристаллами  $\sim 4$  нм и более мелких НК-Si и/или кислородно-дефицитных дефектов [2]. В докладе обсуждаются подробности вклада в люминесцентное излучение НК-Si разного размера и излучательных дефектов в SiO<sub>2</sub> интерфейсов.

Анализ неотожженного образца методом РФЭС показал два четких слоя олова и позволил определить стехиометрический коэффициент субоксида кремния ( $x \approx 1,5$ ) в областях, свободных от металла. Проведение быстрого, а затем статического отжига при 1100°C привело к значительным изменениям: концентрация оксидов олова снизилась, что указывает на выделение кислорода и образование отдельной металлической фазы. Одновременно по всей толщине пленки зафиксировано появление соединений кремния (Si и Si-Sn), соответствующих формированию люминесцирующих нанокристаллов размером около 5 нм.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (госзадние FSWR-2023-0035).

[1] Ma C, et al., *J. Cryst. Growth.*, **305**, P. 30–35 (2007)

[2] Salh R., *Crystalline Silicon – Properties and Uses*. 173–218. (2014)

# THE REALISATION of SOLITARY SUPERCONDUCTIVITY in a SUPERCONDUCTING SPIN VALVE

**Arbuzov D. A.**<sup>1,2</sup>, Kamashev A. A.<sup>1</sup>, Garif'yanov N. N.<sup>1</sup>,  
Proshin Yu. N.<sup>2</sup>, Garifullin I.A.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of  
RAS, Kazan, Russia*

<sup>2</sup> *Kazan Federal University, Russia*

Heterostructures of a superconducting spin valve of the F1/F2/S design, consisting of superconducting (S) and ferromagnetic (F) layers, have been investigated in order to detect the theoretically predicted state with solitary superconductivity [1]. This state is characterized by the occurrence of superconductivity only in the case of an antiparallel (AP) orientation of the magnetizations of the ferromagnetic layers. In this work, due to the optimally selected parameters of the superconducting spin valve (SSV) design, a state with solitary superconductivity was experimentally realized for the first time. In the structure of the SSV HA/HA/Pb (where HA = Co<sub>2</sub>Cr<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>Al), an anomalously large spin valve effect  $\Delta T_c = T_c^{\text{AP}} - T_c^{\text{P}} > 0.2$  K was observed, which can reach a value of 1.6 K in a magnetic field of 1 kOe [2]. So far, comparable results in the magnitude of the SSV effect have been observed only in SSV structures with triplet superconductivity in external magnetic fields significantly exceeding 1 kOe. The results obtained open up new prospects for the development of superconducting current control devices.

The work was funded by the Russian Science Foundation from project No. 25-72-10025.

*1. M.V. Avdeev, Y.N. Proshin, Solitary superconductivity in a ferromagnet-superconductor heterostructure. JETP Lett. 102, 96-99 (2015).  $\Delta T_c$*

*2. A. A. Kamashev, N. N. Garif'yanov, A. A. Validov, J. Schumann, V. Kataev, B. B'uchner, Ya. V. Fominov, and I. A. Garifullin, Beilstein Journal of Nanotechnology 10, 1458 (2019).*

## **Майорановские связанные состояния в гетероструктурах киральный ферромагнетик - сверхпроводник**

Слободской А.С.<sup>1,2</sup>, Апостолов С.С.<sup>2</sup>, Бурмистров И.С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*МФТИ, 141700, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, 142432, г. Черноголовка, просп. Семёнова, 1а*

Майорановские моды являются ключевым объектом для топологических квантовых вычислений. Хотя традиционно предпочтение отдается одномерным гибридным нанопроволокам, существует альтернативная платформа на основе гетероструктур, сочетающих сверхпроводники с неколлинеарными магнитами. В работе изучается перспективной системе: киральный ферромагнетик с магнитным скирмионом, соединенный со сверхпроводящей пленкой, содержащей сверхпроводящий вихрь. Такие пары скирмион-вихрь недавно были реализованы экспериментально. Теоретически предсказано, что они могут содержать локализованные майорановские состояния, которые могут использоваться для топологических квантовых вычислений. В работе представлен всесторонний теоретический анализ низкоэнергетических связанных состояний в таких гетероструктурах в рамках описания с помощью гамильтониана Боголюбова–де Женна. Найдены аналитические выражения для волновых функций майорановских состояний. Полученные аналитические результаты наглядно демонстрируют критическую роль спин-орбитальной связи для стабилизации майорановских мод и предоставляют приближенные аналитические выражения для энергий низколежащих состояний, локализованных в вихре, как при наличии скирмиона, так и без него. Полученные аналитические результаты демонстрируют отличное соответствие с результатами численного моделирования. Кроме того, при численном анализе мы учиты-

ваем реалистичные эффекты, включая векторные потенциалы и возмущения магнитной текстуры от полей рассеяния.

L-34

## **Mapping the softening of the breathing phonons to elucidate the structure of charge fluctuations in YBCO**

Caprara S.

*Dipartimento di Fisica - Università di Roma Sapienza, piazzale Aldo Moro, 5 - 00185 Roma, Italy*

We undertook a thorough experimental survey of the phonon spectrum of YBCO by means of resonant inelastic X-ray scattering [1] as a function of temperature, along two main directions of the Brillouin zone, in an underdoped sample, with superconducting critical temperature  $T_c=71$  K, and in an overdoped sample with  $T_c=87$  K. According to our previous findings [2,3], we expected that both charge density waves and charge density fluctuations are present in the underdoped sample, while only the latter are present in the overdoped sample, so our goal was to elucidate the role of the different kinds of charge collective modes in the observed softening of the breathing phonons [4] near the charge-ordering transition. Our results show that the softening occurs even when charge density waves are absent, pointing to a major involvement of the charge density fluctuations.

[1] M. Fedele, *et al.*, *in preparation* (2025),

[2] R. Arpaia, *et al.*, *Science* 365, 906 (2019),

[3] R. Arpaia, *et al.*, *Nature Communications* 14, 7198 (2023),

[4] W. S. Lee, *et al.*, *Nature Physics* 16, 545 (2020).

## Электрон-электронное взаимодействие в проводимости гетероструктур InGaAs/GaAs

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

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

В гетероструктурах InGaAs/GaAs с одиночной и двойной квантовыми ямами (КЯ) в диапазоне температур  $T \approx (10-70)$  К наблюдается диэлектрический характер температурной зависимости проводимости,  $d\sigma(T)/dT > 0$ , обусловленный линейным по температуре ростом подвижности носителей на 20-40 % [1]. Мы связываем такое поведение с интерференционным вкладом  $\delta\sigma^{ee}(T)$  в проводимость, возникающим из-за модифицированного беспорядком электрон-электронного взаимодействия в баллистическом режиме,  $k_B T / \hbar \gg 1$  ( $\tau$  – время свободного пробега,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $k_B$  – постоянная Больцмана) [2]. Показано, что концентрация носителей ( $n \lesssim N_{cross}$ ) однозначно определяет тип температурной зависимости  $\delta\sigma^{ee}(T)$ : металлический ход при доминировании вклада Хартри и диэлектрический – при преобладании части электрон-электронного взаимодействия. Этот вывод подтверждается экспериментально наблюдаемым переходом диэлектрик-металл для подзон размерного квантования в двойных туннельно-связанных КЯ: металлическое поведение реализуется при  $n > N_{cross}$  для подзоны симметричных состояний, тогда как диэлектрический характер проводимости сохраняется при  $n < N_{cross}$  для подзоны антисимметричных состояний. Таким образом, получено прямое экспериментальное подтверждение теоретических представлений о значимом вкладе когерентного рассеяния электронов на осцилляциях Фриделя в процессы переноса носителей заряда в двумерных системах.

Температурную зависимость квантового времени жизни  $\tau_q(T)$  исследована на основе анализа магнитосопротивления образцов  $n$ -

InGaAs/GaAs с двойными сильно-связанными КЯ ( $\Delta_{SAS} \cong 3.0$  мэВ) в интервале  $1.8 \leq T \leq 50$  К в рамках модели [3]. Наблюдаемая зависимость  $\tau_q(T)$  носит немонотонный характер, демонстрируя минимум при  $k_B T/E_F=0.1$ . Рост  $\tau_q(T)$  в области  $k_B T/E_F > 0.1$  интерпретируется как следствие вклада баллистического электрон-электронного взаимодействия [1, 2]:  $\Delta\tau_{ee}^{int}(T) \propto \delta\sigma^{ee}(T) \propto T$ ,  $\tau_q(T) = \tau_q^0(T) + \Delta\tau_q^{int}(T)$ . Вычитание этой компоненты  $\Delta\tau_{ee}^{int}$  позволяет определить фоновую часть  $\tau_q^0(T)$ , обусловленную различными механизмами уширения уровня. Соответствующая зависимость, учитывающая как упругое рассеяние на примесях, так и неупругое электрон-электронное рассеяние в виде  $\frac{1}{\tau_q} = \frac{1}{\tau_{imp}} + \frac{1}{\tau_{ee}}$ , удовлетворительно описывается выражением для предела «грязного» металла ( $k_B T/\hbar \ll 1$ ) с динамически экранированным кулоновским взаимодействием [4].

[1] Gudina S.V., et al., *Phys. E.* 2019. – V. 113. – P. 14-20.

[2] Zala G., et al., *Phys. Rev. B.* 2001. – V. 64. – P. 214204.

[3] Berk Y., et al. *Phys. Rev. B.* 1995. – V. 51. – N 4. – P. 2604.

[4] Fukuyama H. and Abrahams E. *Phys. Rev. B.* 1983. - V. 27. – P. 5976.

## Электронные состояния на поверхности GaAs n-типа с адсорбированными слоями цезия и кислорода

Верчук М.М.<sup>1,2</sup>, Хорошилов В.С.<sup>1,2</sup>, Казанцев Д.М.<sup>1,2</sup>, Рожков С.А.<sup>1,2</sup>,  
Альперович В.Л.<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева 13

Поверхности *p*-GaAs с адсорбированными слоями цезия и кислорода известны своим применением в качестве источников фотоэлектронов с отрицательным эффективным электронным средством [1] (ОЭС)  $\chi^* = \chi - \varphi_s < 0$  ( $\chi$  – истинное средство,  $\varphi_s$  – поверхностный изгиб зон). Ранее эволюция эффективного электронного средства на поверхности *p*-GaAs(Cs,O) изучалась методом спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии [2]. При этом с помощью данной методики было невозможно разделить вклады изменений изгиба зон и истинного средства в эволюцию эффективного средства. В отличие от *p*-типа, согласно работе [3], на поверхности *n*-GaAs(Cs,O) изгиб зон практически не меняется при адсорбции цезия и кислорода. В связи с этим, для определения вклада истинного средства представляет интерес изучение эволюции электронного средства на поверхности *n*-GaAs(Cs,O).

В данной работе были проведены измерения спектров фотоэмиссии и фотоотражения при адсорбции цезия и кислорода на поверхности сильнолегированного *n*-GaAs ( $n \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Установлено, что при таком уровне легирования форма осцилляций Франца-Келдыша (ОФК) в спектрах фотоотражения сильно искажена, что, предположительно, связано с сильной неоднородностью поверхностного поля, из-за чего определение величины изгиба зон по периоду осцилляций было затруднено. По эволюции амплитуды ОФК обнаружено, что величина поверхностной фотоэдс значительно (в  $\sim 50$  раз) уменьшается при адсорбции цезия, достигает минимума при Cs-покрытии в 0.3 ML и в

дальнейшем слабо увеличивается. В области малых покрытий ( $< 0.3$  ML) в дозовой зависимости фотоэдс обнаружена «тонкая структура» в виде ступенек, возникновение которых можно связать с упорядоченным характером адсорбции цезия на реконструированной поверхности GaAs(001) [4]. Наблюдавшиеся зависимости фотоэдс от цезиевого покрытия, а также вариации формы осцилляций Франца-Келдыша могут указывать на значимые изменения величины изгиба зон. При последующей адсорбции кислорода величина фотоэдс увеличивалась, что вероятно связано с пассивацией Cs-индуцированных состояний и восстановлением начальной величины изгиба зон [3]. Полученные результаты качественно отличаются от наблюдавшихся ранее [3] на поверхности  $n$ -GaAs(Cs,O) с меньшим уровнем легирования ( $n \sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Причины отличий неясны и могут быть связаны с различиями в энергетическом спектре поверхностных состояний, которые, в свою очередь, зависят от рельефа поверхности эпитаксиальных слоев.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 25-62-00004.

[1] Р.Л. Белл, *Эмиттеры с отрицательным электронным сред-ством*. – М.: Энергия, 1978, 192 с.

[2] A.G. Zhuravlev et al. // *Appl. Phys. Let.* 2014. V.105. P.251602.

[3] V.L. Alperovich et al. // *Surf. Sci.* 1995. V.331. P.1250.

[4] А.Г. Журавлев, В.Л. Альперович // *Письма в ЖЭТФ*. 2008. В.88. С.702.

## **Поперечные плазменные моды в 2D электронных системах**

**Волков В.А.**

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

Как известно, плазмоны в 2D электронных система есть продольные волны плотности заряда, имеющие бесщелевой закон дисперсии корневого типа. Их свойства довольно подробно исследованы. В последнее время началось интенсивное экспериментальное изучение поперечных электромагнитных волн в таких системах.

Работа посвящена аналитическому теоретическому исследованию свойств поперечных и квазипоперечных электромагнитных волн в 2D электронных системах слоистого типа. Особое внимание уделено исследованию особого вида таких волн в магнитном поле - 2D геликонов. Результаты сравниваются с экспериментом.

Работа выполнена в рамках госзадания ИРЭ РАН.

## Плазменные колебания в сверхрешетке 2D полос

Заболотных А.А.<sup>1</sup>

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

В работе исследован отклик периодического массива двумерных (2D) полос на электромагнитное излучение (гигагерцового или терагерцового диапазона), падающее на систему по нормали, излучение имело линейную поляризацию, электрическое поле направлено поперёк полос. Получено, что в отклике системы присутствует ряд резонансов, которые можно ассоциировать с возбуждением соответствующих «сверхрешеточных» плазмонных мод.

Основное внимание в работе уделено изучению фундаментальной (нижней по частоте) плазмонной моды для систем, в которых величина зазора между полосами меньше или порядка ширины полос. В таких системах реализуется режим «сильного» взаимодействия между плазмонными возбуждениями в отдельных полосах. В рамках квазистатического приближения, когда длина волны (типично сотни микрон) велика по сравнению с периодом системы (порядка десятка микрон), было получено простое явное выражение для частоты моды в пределе малой величины зазора по сравнению с периодом системы [1]:

$$\omega = \sqrt{\frac{2\pi e^2 n}{m\epsilon_{av}} \cdot \frac{2\pi}{p} \cdot \frac{1}{2\left(2 + \ln\left(\frac{p}{2\pi h}\right)\right)}}, \quad (1)$$

где  $n$ ,  $m$  — концентрация и эффективная масса 2D электронов,  $p$  — период системы,  $h$  — зазор между полосами; считалось, что полосы расположены на интерфейсе подложка – вакуум, соответственно,  $\epsilon_{av}$  — средняя диэлектрическая проницаемость.

Важно, что при фиксированном периоде  $p$  частота (1) слабо зависит от ширины отдельной полосы, т.к. последняя входит только через логарифм  $h$ , что подчеркивает «коллективную» сверхрешеточную природу данной моды. Кроме того, частота моды стремится к нулю при

уменьшении величины зазора  $h$ .

Отметим, что плазменные колебания в 2D сверхрешетках рассматривались ранее, однако, как правило, либо с помощью численного счета [2], либо с помощью разного типа теорий возмущений, когда невозмущенное состояние соответствовало невзаимодействующим полосам [3]. Насколько известно авторам работы, формула (1) для частоты сверхрешеточных плазмонов для случая  $h \ll p$  ранее не фигурировала в научной литературе.

Было выполнено экспериментальное исследование плазмонов в сверхрешетке 2D полос, созданной на базе квантовой ямы GaAs/AlGaAs [1]. Обнаружено отличное совпадение частот, найденных экспериментально и с помощью формулы (1). Более того, удивительным образом оказалось, что формула (1) с хорошей точностью описывает экспериментальные данные вплоть до  $h/p \approx 0.5$ , хотя была выведена для предела малых зазоров  $h/p \ll 1$ .

В заключение в работе представлены теоретические и экспериментальные результаты исследований плазменных мод сверхрешетки 2D полос. Найдено простое аналитическое выражение для частоты основной плазменной моды (1). Полученные с помощью формулы (1) частоты находятся в отличном согласии с найденными экспериментально.

[1] V. M. Muravev et al., submitted to *Phys. Rev. Res.*, arXiv: 2508.12182

[2] G. Eliasson et al., *Solid State Commun.* **60**, 41 (1986),

[3] K. A. Velizhanin, *Phys. Rev. B* **91**, 125429 (2015).

## Плазменные колебания в латерально-ограниченных двумерных (2D) электронных системах и не только

Загороднев И.В.<sup>1</sup>, Заболотных А.А.<sup>1</sup>, Родионов Д.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11к7

Двумерные плазменные колебания (2D плазмоны) — это коллективные колебания электронов, свободно двигающихся в некоторой плоскости. Они были открыты ровно 50 лет назад в экзотической двумерной системе электронов на поверхности жидкого гелия [1] и с тех пор обнаружены в самых разнообразных системах, включая широко распространенные полупроводниковые МДП-транзисторы на кремнии, полупроводниках АЗВ5 и популярных в последние десятилетия 2D материалах, таких одно- и несколько-слойный графен и др.

В отличие от 3D плазмонов, возникающих в металлических объектах, 2D плазмоны имеют целый ряд особенностей и преимуществ. Во-первых, даже в бесконечной системе их закон дисперсии бесщелевой, поэтому частоту таких плазмонов можно настраивать подходящим выбором волнового вектора (например, «квантованием» волнового вектора размером образца). Во-вторых, спектром 2D плазмонов можно управлять с помощью изменения концентрации системы, например, за счет подачи напряжения на управляющий электрод (затвор). В-третьих, они чувствительны к магнитному полю, перпендикулярному 2D системе. Неудивительно, что они наблюдались в очень широком частотном диапазоне от МГц до ТГц (и даже десятков ТГц). Поэтому 2D плазменные колебания часто обсуждаются в связи с различными приложениями, в частности при создании детекторов и генераторов на около терагерцевых частотах.

Тем удивительнее, что несмотря на долгие и вполне активные исследования 2D плазмонов до сих пор остается относительно много не

решенных и при этом сравнительно простых задач/вопросов, о некоторых из которых пойдет речь в данном докладе. Вначале будет представлен обзор работ (частично исторический) по 2D плазмонам с акцентом на современные направления исследований. Оригинальная часть доклада основана на работах [2-5]. Мы обсудим основные свойства плазмонов в простейших геометриях 2D электронной системы: диск, полоса или прямоугольник. Отдельно будет обсужден темп затухания 2D плазмонов, т.к. именно он определяет добротность наблюдаемых резонансов и потенциально ограничивает работу детекторов и генераторов. Особое внимание будет уделено эффектам электромагнитного запаздывания, когда длина волны возбуждаемого (или генерируемого) света сравнима с размером системы, а также анизотропным системам, в которых ферми-поверхность эллиптическая, а поэтому и проводимость не изотропна. Помимо этого, мы обсудим интересную гидродинамическую аналогию между динамикой жидкости в мелком бассейне на вращающейся планете и плазмонами с близким затвором в магнитном поле. В конце доклада мы постараемся успеть обсудить влияние диэлектрической подложки, в том числе когда в ней есть свои, например, ферромагнитные резонансы.

Работа выполнена за счет гранта РФФИ № 25-22-00450.

[1] C.C. Grimes, G. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 145 (1976),

[2] I.V. Zagorodnev et al., *Nanomaterials*, **13**, 975 (2023),

[3] D.A. Rodionov, I.V. Zagorodnev, *Phys. Rev. B* **109**, L241402 (2024),

[4] D.A. Rodionov, I.V. Zagorodnev, *Phys. Rev. B* **112**, 075418 (2025),

[5] А.А. Заболотных, И.В. Загороднев и др., *Письма в ЖЭТФ* (2026).

## Тонкая структура экситонов в полупроводниковых наноструктурах

Ивченко Е.Л.

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

В теории полупроводников оператор кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой состоит из трех составляющих, описывающих соответственно: а) прямое кулоновское взаимодействие, ответственное за образование “механического” экситона, б) короткодействующее и в) дальнедействующее обменное взаимодействие, формирующее так называемый кулоновский экситон. Экситоны играют доминирующую роль в оптических свойствах нелегированных и слаболегированных низкоразмерных структур. Для понимания и управления этими свойствами тонкая структура экситонных уровней имеет решающее значение. Для основного состояния экситона в полупроводниковых наноструктурах она определяется обменным взаимодействием и магнитным полем, вызывающими расщепление четырех подуровней, образованных двукратно вырожденными спиновыми состояниями электрона и дырки.

В лекции представлен обзор экспериментальных и теоретических исследований тонкой структуры экситонов, проведенных на квантовых ямах, сверхрешетках и квантовых точках. Особое внимание уделяется анизотропному расщеплению экситонного радиационного дублета в различных наноструктурах, а именно, экситонам “электрон – тяжелая дырка”, локализованным в квантовой яме типа I [1], на определенном интерфейсе в гетероструктуре типа II и в асимметричной квантовой точке.

В заключительной части рассмотрен особый режим, в котором обменное расщепление, энергия сверхтонкого взаимодействия и радиационное уширение экситонного уровня сопоставимы по порядку величины, и поэтому поле Оверхаузера, создаваемое ядерными спинами,

играет важную роль [2, 3]. Этот режим реализуется в квантовых точках (In,Al)As/AlAs, которые являются прямыми в  $r$ -пространстве и непрямыми в обратном (или  $k$ ) пространстве. Показано, что в исследованных нанобъектах поляризационные свойства резонансной фотolumинесценции изменяются с внешним магнитным полем совершенно иначе, чем в обычных структурах с квантовыми точками.

[1] С.В. Гупалов и др., *ЖЭТФ*, **113**, 703 (1998),

[2] D.S. Smirnov, E.L. Ivchenko, *Phys. Rev. B* **108**, 195432, (2023),

[3] Д.С. Смирнов, Е.Л. Ивченко, *Оптика и спектроскопия* **132**, 864 (2024).

## Аномальное квантование кондактанса точечных контактов на основе трехмерного топологического изолятора в HgTe

Richter E.<sup>1</sup>, Barth M.<sup>2</sup>, Козлов Д.А.<sup>1,2</sup>, Steidl J.<sup>1</sup>, Richter K.<sup>1</sup>,  
and Wiess D.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Universität Regensburg, 93053 Regensburg, Germany*

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

Квантование проводимости в квантовых точечных контактах (QPC) с шагом в единицах  $e^2/h$  является характерным признаком мезоскопического транспорта. В данной работе мы исследуем электронный транспорт через QPC, изготовленные на основе трёхмерных топологических изоляторов HgTe [1,2]. Точечные контакты создаются методом электронно-лучевой литографии с последующим травлением и нанесением глобального затвора. Из-за резких границ QPC и сильной дифракции на входе ни один из исследованных QPC не демонстрирует ступенчатую проводимость при  $B = 0$  в диапазоне от 1 до 100  $e^2/h$ .

Введение перпендикулярного магнитного поля увеличивает адиабатичность (подавляет обратное рассеяние), что уже при  $B = 3$  Тл приводит к появлению выраженных аномальных плато. В частности, высоты этих плато систематически принимают значения меньше, чем  $e^2/h$ , несмотря на идеальное квантование Холловского сопротивления в макроскопических областях вблизи сужения. Хотя такое поведение можно было бы на первый взгляд объяснить тривиальным рассеянием на примесях, наши результаты показывают, что система предпочитает определённые значения проводимости по сравнению с другими.

Кроме того, анализ 15 устройств выявил чёткую классификацию на три группы по значению проводимости. Внутри каждой группы устройства демонстрируют количественно схожее поведение (см.

рис. 1). Мы предполагаем, что QPC действует как фильтр, передача которого определяется структурными особенностями энергетических зон внутри сужения. Предложена феноменологическая модель в рамках теории Бюттикера-Ландауэра [3], однако полноценная теория, описывающая наблюдаемые явления, в данный момент отсутствует.

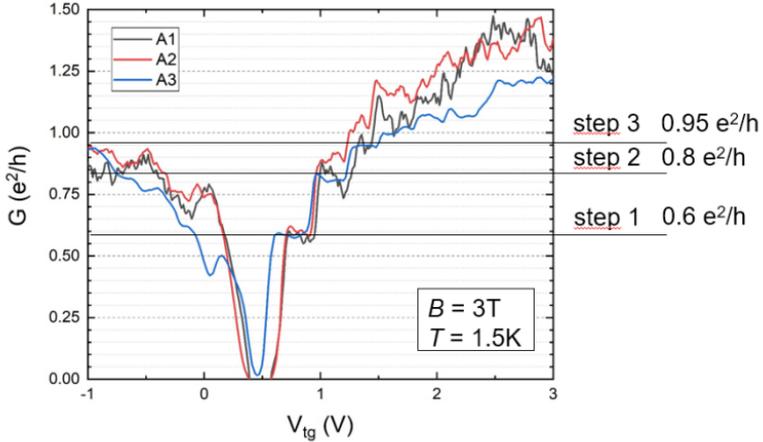


Рис.1. – Зависимость кондактанса трех различных QPC от затворного напряжения в перпендикулярном магнитном поле  $B = 3$  Тл. Отметим слабо выраженные плато, расположенные при не целых значениях  $e^2/h$ . Однако, положение плато удивительным образом совпадает для этих трех образцов. При этом сечение QPC варьируется от  $5 \times 10^3$  до  $17 \times 10^3$  nm<sup>2</sup>.

- [1] J. Ziegler et al., *Phys. Rev. Research*, **2**, 033003 (2020),  
 [2] S. Hartl et al., *Phys. Rev. Research*, **7**, 013273 (2025),  
 [3] E. Richter et al., *Phys. Rev. Research* **7**, 013260 (2025).

## Флуктуации кондактанса в мезоскопических проводниках на основе сильно разупорядоченного двумерного полуметалла

Курмачев Д.А.<sup>1,2</sup>, Квон З.Д.<sup>1,2</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>1</sup>

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

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

Универсальные флуктуации кондактанса (УФК) — фундаментальное явление, возникающее из-за квантовой интерференции электронов в неупорядоченных металлах [1, 2]. Амплитуда УФК в образцах субмикронного размера по порядку величины равна кванту проводимости, а зависимость от температуры имеет слабый степенной характер ( $\sqrt{\langle \Delta G^2 \rangle} \approx e^2/h \times L_T/L$ , где  $L_T = \sqrt{D\hbar/T}$  — длина температурной когерентности, а  $D$  — коэффициент диффузии). Недавно в [3] обнаружены аномальные флуктуации кондактанса (АФК) с амплитудой, значительно превышающей квант проводимости, в макроскопических образцах двумерного полуметалла с сильным беспорядком. АФК имеют экспоненциальную температурную зависимость, что отличается от температурной зависимости УФК. Также АФК демонстрируют нелинейную зависимость от магнитного поля. Всё выше сказанное говорит о том, что существует иная природа, которая связана с квантовой интерференцией, особенностями беспорядка, а также электрон-дырочным взаимодействием.

Результаты исследований АФК в образцах субмикронного размера с сильным беспорядком представлены в данной работе. Образец был изготовлен на основе квантовой ямы HgTe толщиной 14 нм и имел холловскую геометрию и снабжен затвором. Энергетический спектр такой структуры представляет собой двумерный полуметалл с перекрытием зон около 5 мэВ. Эксперименты проводились при температурах от 180 мК до 10 К и магнитных полях до 1 Тл на участках образца с

различными характерными размерами. Также использовался метод фазочувствительного детектирования на частотах 3–6 Гц при величинах тянущего тока 1–10 нА, исключающих эффекты разогрева.

Особенности флуктуаций: проявляются исключительно при переходе двумерный металл – двумерный полуметалл, имеют нестепенную температурную зависимость амплитуды АФК с экспоненциальным ростом от 1 К до 250 мК и насыщением при более низких температурах, а также зависимость как амплитуды, так и спектральных характеристик от магнитного поля. Амплитуда АФК возрастает на порядок до 100 мТл, затем резко уменьшается. Температурная зависимость и зависимость от магнитного поля амплитуды схожи с результатами работы [3]. Однако, автокорреляционный анализ выявил изменение спектральных характеристик при увеличении магнитного поля, что не наблюдалось в макроскопических образцах. В работе [3] магнетополовая зависимость демонстрировала осцилляции Аронова-Бома, в данных же образцах данные осцилляции отсутствуют.

Таким образом, результаты исследования АФК указывают на особую квантовую интерференцию в условиях сильного беспорядка и электрон-дырочного взаимодействия, а не на классические механизмы УФК. Различия в амплитуде и в поведении в магнитном поле указывают на зависимость свойств флуктуаций от степени и характера беспорядка.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-72-30003.

[1] P.A. Lee et al., *Phys. Rev. Let.*, **55**,1622 (1985).

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

[3] D.A. Khudaiberdiev et al., *Nanomaterials*, **13**, 2882 (2023).

## Спин-зависимое рассеяние в квантовых ямах HgCdTe с высокой электронной концентрацией

Сандаков Н.С.<sup>1</sup>, Гудина С.В.<sup>1</sup>, Неверов В.Н.<sup>1</sup>, Якунин М.В.<sup>1</sup>, Попов С.Д.<sup>1</sup>, Боголюбский А.С.<sup>1</sup>, Туруткин К.В.<sup>1</sup>, Алешкин В.Я.<sup>2</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>3</sup>

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

*ИИФМ РАН, 603087, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7*

*ЗИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Академика Лаврентьева, 13*

Спин-орбитальное расщепление Рашбы в квантовых ямах на основе HgTe достигает значений 30 мэВ и более [1-4], что делает данные системы привлекательными для дальнейшего изучения эффектов, связанных со спином, например, рассеяния, зависящего от направления спина.

В настоящей работе представлены исследования осцилляций Шубникова — де Гааза в симметрично легированных квантовых ямах (КЯ)  $\text{Cd}_{1-y}\text{Hg}_y\text{Te}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_{1-y}\text{Hg}_y\text{Te}$  с высокой электронной концентрацией  $n_s > 3 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ , обладающих нормальным и инвертированным зонным спектром. Наличие спин-зависимого рассеяния в системе было определено исходя из разницы в амплитудах пиков Фурье-спектра осцилляций, которые были отнесены к двум спин-расщепленным ветвям подзоны проводимости, что ранее наблюдалось в структурах на основе квантовых ям InSb [5].

Для оценки значения спинового расщепления был проведён теоретический расчёт энергетического спектра в рамках восьмизонной  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -модели Кейна. Полученное распределение волновых функций позволило качественно объяснить наличие спин-зависимого рассеяния, действующего в системе.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрна-

уки России для ИФМ УрО РАН (тема «Электрон») и молодежного проекта № м 13-25 (H.C. Сандаков).

- [1] X. C. Zhang et al., *PRB.*, 63, 245305 (2001),
- [2] Y. S. Gui et al., *PRB.*, 70, 115328 (2004),
- [3] S. V. Gudina et al., *Nanomat.*, 12, 1238. (2022),
- [4] K. H. Gao et al., *EuroPhys. Lett.*, 124, 27006 (2018),
- [5] A. M. Gilbertson et al., *PRB.*, 79, 235333 (2009).

## Экситон-поляритонные мультистабильности в хиральном брэгговском микрорезонаторе

Дмитриева О.А.<sup>1,2</sup>, Гиппиус Н.А.<sup>3</sup>, Тиходеев С.Г.<sup>1,2</sup>

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

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

<sup>3</sup> *Сколковский институт науки и технологий, 121205 Москва*

Оптические и нелинейно-оптические свойства хиральных фотонных структур в последние годы привлекают большой интерес исследователей во всем мире. Важное место в проводящихся исследований занимает разработка компактных хиральных источников циркулярно-поляризованного излучения, включая лазеры [1,2]. Такие устройства потенциально интересны для спектроскопии и сенсорики. С другой стороны, экситон-поляритоны в полупроводниковых микрорезонаторах демонстрируют интересные и важные для информатики нелинейно-оптические явления, например, би- и мультистабильность оптического отклика с быстрыми переключениями поляризации оптического отклика на резонансную оптическую накачку[3]. В докладе рассмотрен самосогласованный подход к описанию нелинейно-оптического отклика хиральных микрорезонаторов и показано, что нелинейность экситон-поляритонов в них и бистабильность их отклика на циркулярно поляризованную накачку приводит к мультистабильности отклика на линейно поляризованную накачку. При этом степень циркулярной поляризации поляритонов может достигать существенно больших значений, чем их фотолюминесценция в спонтанном режиме.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 22-12-00351-П.

[1] A. A. Demenev et al., *Appl. Phys.Lett.* **109**, 171106 (2016).

[2] A. A. Maksimov et al., *Phys. Rev. Applied* **17**, L021001 (2022).

[3] N. A. Gippius et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 236401 (2007).

## Неравновесная сверхпроводимость в гибридных структурах полупроводниковый нанопровод/сверхпроводник

Тихонов Е.С.<sup>1,2</sup>, Шпагина Е.В.<sup>1</sup>, Храпай В.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук*

<sup>2</sup>*Лаборатория физики конденсированного состояния, НИУ ВШЭ, 101000, Москва*

В последние годы существует значительный интерес к изучению Андреевских проводов — квазиодномерных структур с двумя нормальными и одним сверхпроводящим терминалами [1]. Основной мотивацией здесь являются предложения о поиске Майорановских квазичастиц в полупроводниковых нанопроводах, находящихся в условиях сверхпроводящего эффекта близости. В моем докладе речь пойдет о нашем экспериментальном прогрессе [2,3] в изучении неравновесной сверхпроводимости в таких гибридных структурах, представляющих собой полупроводниковый InAs нанопровод, покрытый эпитаксиальным алюминием либо вдоль всей длины провода, либо только вдоль ее части. Будет обсуждаться вызванный током смещения переход из сверхпроводящего в нормальное состояние в таком мезоскопическом алюминиевом сверхпроводнике. Будет продемонстрировано, что корректное описание сверхпроводящего перехода требует самосогласованного учета влияния друг на друга параметра порядка, неравновесной квазичастичной функции распределения и электрон-фононной энергетической релаксации.

[1] E. Prada et al., *Nat. Rev. Phys.*, **2**, 575-594 (2020),

[2] E.V. Shpagina et al., *Physical Review B* **109**, L140501 (2024),

[3] E.V. Shpagina et al., *Physical Review B* **112**, L140503 (2025).



Новые электронные явления  
и материалы

---

New electronic phenomena and materials

## Структуры с множественными квантовыми ямами $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ для ИК фотоприемников и лазеров

Михайлов Н.Н.<sup>1</sup>, Варавин В.С.<sup>1</sup>, Дворецкий С.А.<sup>1</sup>, Менщиков Р.В.<sup>1</sup>,  
 Ремесник В.Г.<sup>1</sup>, Ужаков И.Н.<sup>1</sup>, Гавриленко В.И.<sup>2</sup>, Морозов С.В.<sup>2</sup>,  
 Румянцев В.В.<sup>2</sup>, Гусаров А.В.<sup>3</sup>, Сусов Е.В.<sup>3</sup>, Войцеховский А.В.<sup>4</sup>,  
 Горн Д.В.<sup>4</sup>, Дзядох С.М.<sup>4</sup>

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

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

<sup>3</sup>АО “МЗ “Сапфир”, 117545, Москва, пр. Днепропетровский, д. 4а, стр. 3а

<sup>4</sup>ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

В структурах с множественными квантовыми ямами (МКЯ)  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$  (КЯ), где  $x$  и  $y$  - содержание кадмия в квантовой яме и барьерном слое, соответственно, энергетическое положение уровней размерного квантования при заданной рабочей температуре зависит от значений составов в КЯ и барьерном слое и толщины КЯ. Изменяя толщину КЯ при заданных значениях составов в КЯ и барьерном слое можно управлять длинноволновой границей поглощения ИК излучения. Теоретические расчеты, проведенные для таких структур, показали, что обнаружительная способность фотоприемников (ФП) на основе МКЯ с числом более 100 может превышать обнаружительную способность при использовании однородного материала  $\text{CdHgTe}$ . Уменьшение шумовых характеристик и увеличение времени жизни носителей заряда в КЯ позволят увеличить рабочую температуру ( $T$ ) ИК ФП с сохранением его фоточувствительных характеристик.

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований МЛЭ процессов роста на подложках  $\text{CdTe}/\text{ZnTe}/(013)\text{GaAs}$  на установке “Обь-М” (УНУ 353512) с *in situ* эллипсометрическим контролем параметров растущего слоя и постростовой характеристики

МКЯ. Показано, что разработанная технология МЛЭ позволяет воспроизводимо и контролируемо выращивать МКЯ с числом КЯ до 100 штук. Фоторезистивные ИК ФП на основе МКЯ, изготовленные по заводской технологии в АО «МЗ «Сапфир» (г. Москва) с фоточувствительной площадкой  $530 \times 300$  мкм<sup>2</sup>, показали, что длинноволновая граница чувствительности  $\lambda_c$  составила 4,0 мкм и 4,75 мкм при температурах 300 К и 80 К, соответственно. При комнатной  $T$  и угловой фоновой засветке  $2\pi$  обнаружительная способность ( $D_{\lambda max}^*$ ) составила в максимуме чувствительности  $1.9 \times 10^{10}$  смВт<sup>-1</sup>Гц<sup>1/2</sup>, которая более чем в 3 раза превышает  $D_{\lambda max}^*$  коммерческих ИК ФП фирмы Vigo (Польша).

В ИФМ РАН (г. Нижний Новгород) на основе волноводных структур с МКЯ были изготовлены межзонные лазеры [1] и впервые продемонстрированы лазеры с распределённой обратной связью (РОС). Для РОС-лазера на основе волноводной структуры с 5-ю КЯ Hg<sub>0.89</sub>Cd<sub>0.11</sub>Te/Cd<sub>0.66</sub>Hg<sub>0.34</sub>Te толщиной каждая 7.4 нм методом ионного травления был сформирован резонатор, представлявший собой одномерную диэлектрическую Береговскую решётку обеспечивающую распределённую обратную связь и выводом излучения под углом  $21^\circ$  к поверхности. Оптическая накачка осуществлялась импульсным ККЛ (8 мкм, 4 Вт, диаметр 2.5 мм). В исследуемом РОС-лазере наблюдалась узкополосная лазерная генерация с FWHM  $< 0.15$  см<sup>-1</sup> (4.5 ГГц) на длине волны  $\sim 13.5$  мкм при температуре 8К.

В ТГУ (г. Томск) исследовались фоточувствительные характеристики меза структур на основе nВп структур с барьерным слоем в виде сверхрешётки и показали, что плотности темнового тока при температурах 200-230 К на два порядка меньше, чем аналогичные значения для фотоприемников изготавливаемых фирмами Defir и Teledyne (Франция) и при напряжении - 0,05 В темновой ток близок к пределу, предсказываемому правилом Law19 для MWIR диапазона [2].

[1] A.A. Razova et al., *Applied Physics Letters*, **126**, 121102 (2025).

[2] A.V. Voitsekhovskii et al., *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, **30**, 305101 (2025).

## **Взаимодействие сегнетоэлектричества и межслоевой сверхпроводимости в ван-дер-Ваальсовых бислоях**

**Анненков Д.С.<sup>1</sup>, Копасов А.А.<sup>2</sup>, Мельников А.С.<sup>1,3</sup>**

*<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141700*

*<sup>2</sup>НИТУ МИСИС, Ленинский проспект, 4, стр. 1, Москва, 119049*

*<sup>3</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087*

Двумерные материалы, а также ван-дер-ваальсовы гетероструктуры на их основе являются предметом активных теоретических и экспериментальных исследований. Такие структуры предоставляют уникальную возможность для изучения взаимодействия между различными параметрами порядка, встречающимися в физике конденсированного состояния: сверхпроводящим, ферромагнитным, сегнетоэлектрическим. В данной работе предлагается модель, описывающая взаимодействие межслоевой сверхпроводимости, которая может возникнуть благодаря нелокальному характеру электронного притяжения [1-5], и интерфейсного сегнетоэлектричества в ван-дер-ваальсовых бислоях.

В работе теоретически исследуется модель бислоя, предполагающая наличие межслоевого сверхпроводящего спаривания и туннелирования между слоями [6]. Присутствие спонтанной сегнетоэлектрической поляризации, перпендикулярной слоям, учитывается через относительный сдвиг энергетических зон электронов в разных слоях. Для ступенчатого сдвига зон, моделирующего границу между двумя противоположно поляризованными доменами, продемонстрирована возможность образования локализованных сверхпроводящих состояний при температурах превышающих критическую температуру возникновения однородной сверхпроводимости. Показано, что учёт туннелирования между слоями приводит к подавлению локализованных состояний для синглетной спиновой структуры параметра порядка. В случае

триплетной структуры обнаружено, что туннелирование подавляет как локализованную, так и однородную сверхпроводимость.

Также исследуется влияние внешнего магнитного поля, параллельного слоям структуры, на однородные сверхпроводящие состояния с триплетной и синглетной спиновой структурой. Продемонстрировано, что орбитальный эффект поля приводит к подавлению туннелирования между слоями и, как следствие, росту критической температуры в триплетном случае. Показано, что парамагнитный эффект может приводить к появлению возвратных сверхпроводящих фаз, а также анизотропии критического поля в случае триплетного параметра порядка. Обсуждается совместное влияние орбитального и парамагнитного эффектов магнитного поля.

Полученные результаты обсуждаются в контексте недавних экспериментов о сосуществовании сверхпроводимости и сегнетоэлектричества в ван-дер-ваальсовых бислоях [7,8].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 25-12-00042.

- [1] M. H. Cohen and D. H. Douglass, Jr. // *Phys. Rev. Lett.* 19, 118 (1967),
- [2] K. B. Efetov and A. I. Larkin // *JETP* 41, 76 (1975),
- [3] M. V. Hosseini and M. Zareyan // *Phys. Rev. Lett.* 108, 147001 (2012),
- [4] C.-X. Liu // *Phys. Rev. Lett.* 118, 087001 (2017),
- [5] M. Alidoust, M. Willatzen, and A.-P. Jauho // *Phys. Rev. B* 99, 155413 (2019),
- [6] A. A. Kopasov and A. S. Mel'nikov // *Phys. Rev. B* 110, 094503 (2024),
- [7] A. Jindal, A. Saha, Z. Li et al. // *Nature* 613, 4852 (2023),
- [8] Z. Li, A. Jindal, A. Strasser et al. // *Phys. Rev. Lett.* 133, 216002 (2024).

## **Сопряжение магнитных скирмионов и сверхпроводящих вихрей: стабильность и управление неоднородным электрическим полем**

Симчук Н.И.<sup>1</sup>, Бурмистров И.С.<sup>1,2</sup>, Апостолов С.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, 101000, Москва, ул. Старая Басманная, 21/4*

<sup>2</sup>*Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432, Черноголовка, просп. Академика Семенова, 1А*

Скирмионы представляют собой топологические спиновые текстуры в магнетиках и являются перспективным объектом для использования в устройствах хранения информации и логических вычислений. Отдельный интерес представляет исследование майорановских мод, возникающих в паре «скирмион-сверхпроводящий вихрь» [1]. Данные моды имеют значительный потенциал для реализации топологически защищенных кубитов на основе скирмионов [2]. Поскольку распределение неоднородной намагниченности скирмиона влияет на структуру квазичастичных состояний в коре сверхпроводящего вихря, то важно исследовать, как сверхпроводящий вихрь влияет на форму и положение скирмиона.

Для ответа на указанный вопрос необходимо решить магнитостатическую задачу о равновесном профиле намагниченности скирмиона под действием магнитного поля, создаваемого сверхпроводящим вихрем. Стационарные конфигурации скирмиона и вихря могут быть как соосными, так и смещенными [3]. В первом случае профиль скирмиона может быть найден из решения одномерного (по радиальной координате) уравнения Эйлера-Лагранжа. Однако для смещенной конфигурации в общем случае требуется рассмотреть более сложную двумерную задачу, которая не имеет аналитического решения. Для этого случая мы разработали пробную функцию для профиля скирмиона, которая зависит лишь от трёх параметров: радиуса скирмиона  $R$ , толщины его

стенки  $\delta$  и расстояния  $a$  между центрами скирмиона и вихря. Минимизируя свободную энергию с этой пробной функцией, можно с хорошей степенью точности определять стационарные состояния скирмиона в поле сверхпроводящего вихря. В результате были установлены области параметров, когда могут формироваться соосные или смещённые конфигурации.

Для реализации устройств на основе скирмионов и пар скирмион-вихрь необходима разработка методов управления их рождением, уничтожением и перемещением. Хорошо исследованным методом манипуляции скирмионами является использование токов, который, однако, связан с джоулевым нагревом и характеризуется нелокальностью. Точное управление положением отдельных скирмионов требует локального воздействия, которое может быть реализовано с использованием неоднородного постоянного электрического поля. В [4] экспериментально показано, что поле тонкого заряженного зонда способно перемещать доменные границы в магнетике за счёт магнитоэлектрического эффекта.

Мы теоретически изучили, как неоднородное электрическое поле действует на скирмионы и пары скирмион-вихрь, и показали, что с его помощью можно перемещать, создавать и уничтожать скирмионы. Кроме того, электрическое поле может изменять размер скирмионов, тем самым форсировать формирование соосной, а не смещённой пары с вихрем, что требуется для возникновения майорановского состояния. Таким образом, можно спроектировать устройство, которое, используя несколько зондов и настраивая на них напряжение, в принципе, может управлять скирмионами и парами скирмион-вихрь. Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 24-12-00357.

[1] S. Rex , I. V. Gornyi, A. D. Mirlin, *Phys. Rev. B* 100, 064504 (2019).

[2] J. Nothhelfer et al., *Phys. Rev. B* 105, 224509 (2022).

[3] С.С. Апостолов, Е.С. Андрияхина, И.С. Бурмистров, *УФН* 195, 1157 (2025).

[4] А.П. Пятаков и др., *УФН* 185, 1077 (2015).

## Динамические свойства сверхизолирующих систем

Миронов А.Ю.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск, пр-т акад. Лаврентьева, 13

Сверхизоляторы являются уникальным квантовым материалом, в которых реализующую явления сильного взаимодействия, такие как конфайнмент и асимптотическая свобода. Недавние эксперименты показали, что сверхизоляторы являются зеркальными близнецами сверхпроводников с обращенными эффектами электрического и магнитного полей. Куперовские пары и куперовские дырки в сверхизоляторе удерживаются в нейтральных электрических пионах электрическими струнами, причем куперовские пары играют роль кварков. Здесь мы сообщаем о неравновесной релаксации электрических пионов в сверхизолирующих пленках. Мы обнаружили, что временная задержка  $\tau_{sh}$  прохождения тока в сверхизоляторе связана с приложенным напряжением  $V$  степенным законом,  $\tau_{sh} \propto (V - V_p)^{-\mu}$ , где  $V_p$  — эффективное пороговое напряжение. Результаты наших измерений динамических показателей, описывающих релаксацию прохождения тока, подтверждают существование двух электрических состояний сверхизоляторов. В мейсснеровском состоянии электрическое поле вытесняется из образца, а в смешанном состоянии электрическое поле проникает в сверхизолятор в виде электрических нитей или электрических струн. Эти два состояния сверхизолятора представляют собой точную дуальность по отношению к обычным мейсснеровским и смешанным состояниям в сверхпроводнике. Два различных критических показателя,  $\mu = 1/2$  и  $\mu = 3/4$ , соответствуют скачкам из электрического мейсснеровского состояния в смешанное состояние и в сверхизолирующее резистивное состояние с нарушенным конфайнментом заряда, соответственно. Более того, показатель степени  $\mu = 1/2$  для перехода из

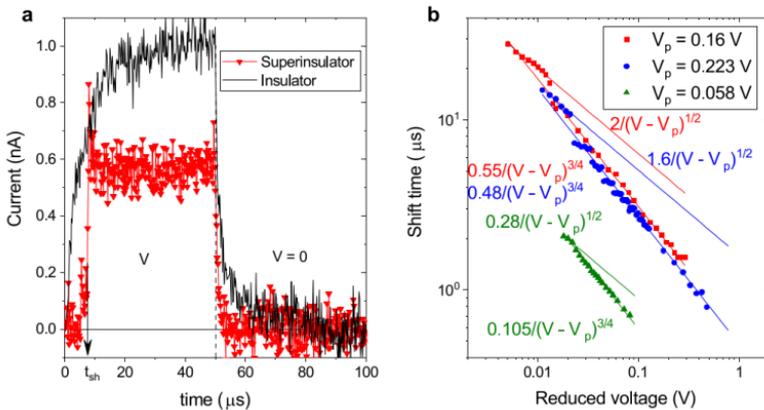


Рис.1. – (а). Зависимость тока от времени при подаче прямоугольного импульса напряжением амплитудой  $V = 0.155$  В и длительностью 50 мкс при температуре  $T = 20$  мК (сверхизолятор) и  $T = 300$  мК (изолятор). (б). Зависимость времени сдвига нарастающего фронта  $\tau_{sh}$  от амплитуды прямоугольного импульса напряжения (символы). Сплошными линии - подгоночные функции.

мейсснеровского в смешанное состояние обеспечивает прямое подтверждение линейного потенциала связи, создаваемого электрическими струнами между зарядами противоположного знака в электрическом мейсснеровском состоянии. Наши результаты исключают любую модель сверхизоляции, не содержащую этот линейный потенциал связи, препятствующий переносу заряда при напряжениях, не превышающих критическое напряжение. В частности, это решительно противоречит локализации, вызванной беспорядком, как механизму подавления тока и гиперактивации.

Работа выполнена при поддержке Фонда российских научных исследований, грант РНФ-23-72-30003.

[1] A. Mironov et al, *Scientific Reports* 12, 19918 (2022).

## Пикоакустика слоев ван дер Ваальсовых материалов и их гетероструктур

Кунцевич А.Ю.<sup>1</sup>, Клоков А.Ю.<sup>2</sup>, Фролов Н.Ю.<sup>2</sup>, Пугачев М.В.<sup>2</sup>, Шарков А.И.<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> НИУ ВШЭ, Международная лаборатория физики конденсированного состояния, 101000, Москва, ул. Мясницкая, 20

<sup>2</sup>ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект 53

Двумерные материалы и гетероструктуры на их основе представляются перспективной элементной базой для электроники будущего. Ван дер Ваальсова связь слаба, и механические свойства слоев и интерфейсов, хотя и являются для многих приложений критичными, изучены недостаточно.

Уникальную возможность получить данные об упругих свойствах двумерных материалов и их интерфейсов представляют методы пикоакустики, заключающиеся в том, что широкополосный звуковой импульс сперва локально возбуждается на исследуемой поверхности при помощи фемтосекундного импульса накачки, а потом импульс зонда также локально считывает комплексный коэффициент отражения, несущий информацию о смещении поверхности, вызванной звуковыми волнами.

В данной работе локальное возбуждение фиолетовым (~400 нм) зондовым импульсом алюминиевой пленки-генератора, покрывающей структуру, приводит к рождению нескольких типов звуковых волн, распространяющихся в разных направлениях. Продольный звук идёт вглубь структуры, частично отражаясь от интерфейсов, при этом комплексный коэффициент отражения можно проснять зондовым импульсом (длина волны ~800 нм) как функцию задержки накачка-зондирование. Моделирование данной временной зависимости многослойной моделью позволяет найти акустические параметры слоев и интерфейсов[1]. Примечательно, что отдельный монослой может подавить

прохождение звука в широком диапазоне частот.

Поверхностные акустические волны также порождаются импульсом накачки. Для условно полубесконечной подложки из плавленного

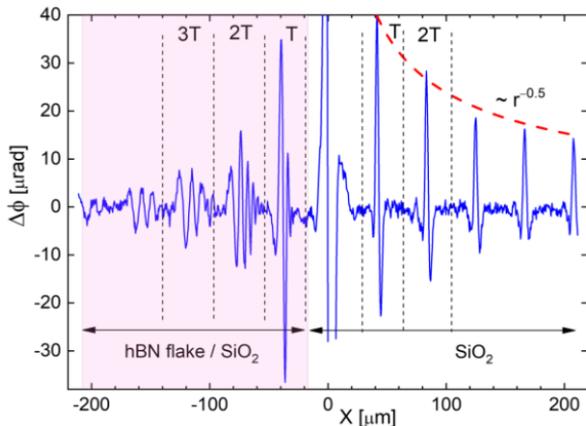


Рис.1. -Мгновенный

профиль скоростей, измеренный методом оптической накачки зондирования. Выделена область над чешуйкой hBN в которой из-за дисперсии импульсы расплываются, и область над подложкой, где этого не происходит.

кварца они почти бездисперсионные, а в области, где на подложке находится чешуйка hBN они приобретают дисперсию, что приводит к размытию волнового пакета (см. Рис. 1). Моделирование данной дисперсии в многослойной модели позволило впервые найти коэффициент  $s_{33}$  для связи ван-дер Ваальсового интерфейса hBN с подложкой[2].

Работа поддержана программой фундаментальных исследований НИУ ВШЭ.

[1] A.Yu. Klokov et al., *Nano Letters* **22**, 2070-2076 (2022),

[2] N.Yu. Frolov et al., *arxiv*: 2511.05703 (2025).

## Топологические состояния в узкозонных полупроводниках $RSbS_2O$

Байдак С.Т.<sup>1</sup>, Лукоянов А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

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

В узкозонных полупроводниках  $RSbS_2O$  для  $R = Gd, Tb$  и  $Dy$  были обнаружены топологические особенности вблизи уровня Ферми, это говорит о том, что соединения могут являться топологическими изоляторами. Молекулярные соединения ранее были исследованы в рамках теории функционала плотности методом DFT+U наряду с похожими соединениями в системе Gd-Sb [1,2], в одном из соединений  $Gd_4Sb_3$  были обнаружены аномальные эффекты Холла и Нернста [3].

Топологические особенности зонной структуры молекулярных соединений  $RSbS_2O$  исследовались в базисе функций Ванье. В  $GdSbS_2O$  были обнаружены признаки инверсии зон между электронными состояниями  $Sb-5p$  и  $S1-3p$ , а анализ топологии зонной структуры показал наличие дираковского конуса в электронных состояниях для поверхности 010, а также нетривиальное значение одного из топологических индексов  $Z_2$ . Для редкоземельных элементов  $Tb$  и  $Dy$  также была получена инверсия зон в районе уровня Ферми, а анализ поверхностных состояний показал наличие дираковского конуса в районе двух различных высокосимметричных точек, также были получены нетривиальные значения для двух из шести индексов  $Z_2$ . Таким образом расчеты электронной структуры показывают, что молекулярные соединения  $GdSbS_2O$ ,  $TbSbS_2O$  и  $DySbS_2O$  на самом деле топологические изоляторы.

[1] S.T. Baidak and A.V. Lukoyanov, *Int. J. Mol. Sci.*, **24**, 8778 (2023),

[2] С.Т. Байдак и А.В. Лукоянов, *ЖЭТФ*, **166(3)**, 403-408 (2024),

[3] Y. Han et al., *Phys. Rev. B*, **110**, 144405 (2024).

## Тяжелофермионный d-f гибрид как минимальная теоретическая модель $\text{SmB}_6$

Бускина А.В.<sup>1,2</sup>, Зюзин В.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9

<sup>2</sup>ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, просп. Академика Семенова, 1А

Гексаборид самария ( $\text{SmB}_6$ ) традиционно описывают как Кондоизолятор – систему, в которой при низких температурах возникает узкая щель в спектре за счет гибридизации локализованных (“тяжелых”) электронов и электронов проводимости (“легких”). Тем не менее, эксперименты показывают необычное поведение сопротивления в  $\text{SmB}_6$ : вместо неограниченного роста оно выходит на плато при понижении температуры до 2-4 К [1]. Кроме этого, при низких температурах теплоемкость линейна [3], что также противоречит простой картине изолятора и требует теоретического объяснения.

Ранее предполагалось, что  $\text{SmB}_6$  может быть трехмерным топологическим изолятором, а плато в сопротивлении интерпретировалось через наличие поверхностных состояний. Однако резуль-

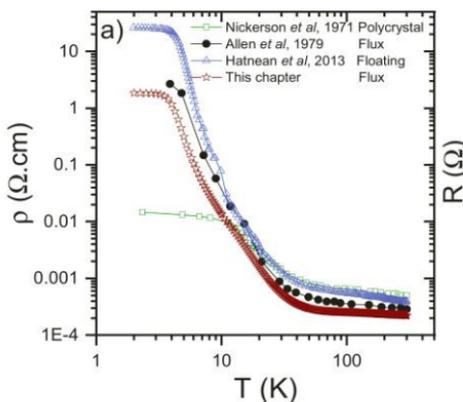


Рис.1. – Экспериментальные данные зависимости сопротивления от температуры [1].

таты измерений оптической проводимости [2], теплоемкости [3] и эффекта де Гааза-ван Альфена [4] указывают на существенный вклад объема.

В данной работе мы рассматриваем модель системы с двумя типами фермионов с квадратичным спектром и сильно отличающимися эффективными массами. Главной особенностью нашей модели является то, что в результате гибридизации на фермиевской поверхности остается только тяжелая квазичастица, которая и определяет низкотемпературные свойства системы.

Используя эффективный гамильтониан и примесную диаграммную технику, мы вычислили: температурную зависимость статической проводимости и частотную зависимость оптической проводимости в пределе нулевой температуры. Выведена низкотемпературная асимптотика теплоемкости. Показано, что модель качественно согласуется с ключевыми экспериментальными особенностями, такими как рост сопротивления на порядки с выходом на низкотемпературное плато, а также линейная зависимость теплоемкости от температуры. Кроме этого, наша модель предсказывает пик в оптической проводимости, который также наблюдается в эксперименте при низких температурах. Пик соответствует энергетической щели гибридизации. Таким образом, мы пришли к выводу, что рассмотрение  $\text{SmB}_6$  в качестве системы с тяжелофермионным гибридом на фермиевской поверхности в объеме образца лучше согласуется с экспериментом, чем модель изолятора.

[1] P. F. S. Rosa and Z. Fisk, *Rare-earth borides*, ch. 11, Jenny Stanford Publishing, Singapore (2021),

[2] N. J. Laurita et al., *Physical Review B*, **94**, 165154 (2016),

[3] N. Wakeham et al., *Physical Review B*, **94**, 035127 (2016),

[4] B. S. Tan et al., *Science*, **349**(6245), 287–290 (2015).

## Генерация второй гармоники в гибридной структуре «2D нелинейный кристалл – метаповерхность»

Вяткин Е.С.<sup>1</sup>, Тарасенко С.А.<sup>1</sup>

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

Гибридные системы на основе полупроводниковых наноструктур и диэлектрических метаматериалов являются перспективными объектами исследования в области нелинейной оптики, в частности для генерации второй гармоники (ГВГ) [1, 2]. Такая архитектура позволяет сочетать нелинейный отклик полупроводников и возможность управления оптическими резонансами метаповерхности, в условиях которых многократно усиливается ближнее поле [3]. Гибридные структуры активно исследуются как экспериментально, так и теоретически, однако теоретические работы направлены главным образом на моделирование распределения электрического поля и определение параметров оптических резонансов Фано из численного расчета.

В данной работе представлена аналитическая теория ГВГ в гибридной структуре, состоящей из нелинейного двумерного кристалла и диэлектрической метаповерхности, рис. 1. Налетающая электромагнитная волна возбуждает в условиях резонанса высокодобротные фотонные моды в модулированном диэлектрическом слое, тем самым значительно усиливая нелинейный отклик двумерного кристалла. Разработанная аналитическая теория описывает спектр возбуждения и поляризационные характеристики ГВГ через материальные и геометрические параметры структуры [4]. Резонансное усиление ГВГ возникает как при возбуждении мод, эффективно взаимодействующих с внешним полем, так и квази-связанных состояний в континууме (квази-ССК), характеризующихся относительно слабым взаимодействием с дальним полем. Для систем с малыми нерадационными потерями эффектив-

ность ГВГ на мощных резонансах ограничена их радиационным уширением. Максимально достижимое усиление ГВГ на квази-ССК определяется поглощением света в структуре и неоднородным уширением.

Помимо ГВГ, связанной со стандартной нелинейной восприимчивостью, описан нелокальный механизм ГВГ в гибридных структурах, обусловленный неоднородностью ближнего поля в плоскости кристалла. Такой механизм формирует дифрагированные пучки на удвоенной частоте, даже если двумерный кристалл и метаповерхность обладают центром пространственной инверсии.

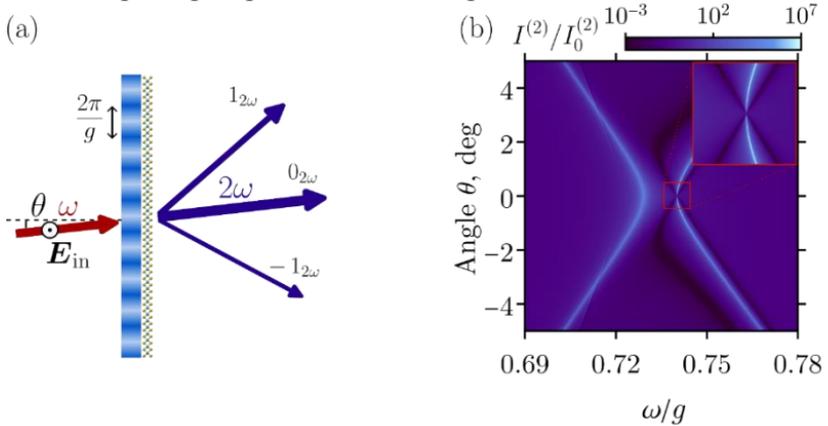


Рис. 1 - (a) Генерация второй гармоник в структуре, состоящей из двумерного нелинейного кристалла и диэлектрической метаповерхности. (b) Усиление ГВГ как функция частоты и угла падения света.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-00211-П.

- [1] N. Bernhardt et al., *Nano Letters* **20**, 5309 (2020).
- [2] T. Ning et al., *Nanophotonics* **12**, 4009 (2023).
- [3] E.S. Vyatkin et al., *Phys. Rev. B* **111**, 125303 (2025).
- [4] E.S. Vyatkin and S.A. Tarasenko, *arXiv:2511.04325* (2025).

## О фазе Берри неоднородного диэлектрического ферромагнетика

Новокшенов С.Г., Ляпилин И.И.

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

В спинтронике, в проводящих магнитных системах, роль носителя информации играет спин или заряд. В проводящих магнитных структурах определяющую роль на многие процессы спинового переноса оказывает s-d обменное взаимодействие между локализованными и проводящими электронами [1].

Среди теоретических подходов, применяемых при изучении спинового транспорта частиц в проводящих магнитных средах, развиты теории, использующие калибровочные преобразования. Интуитивный способ, позволяющий понять смысл калибровочного поля в спинтронике и физику адиабатической фазы Берри [2] – метод локальных унитарных преобразований. Суть метода – рассмотреть движение электрона в неоднородном магнитном поле, как движение его в однородном магнитном поле, но при дополнительно возникающих (сопутствующих) спин - зависящих электромагнитных полях [2]. Использование калибровочных полей в спинтронике началось в 80 годы прошлого столетия с изучения эффекта Ааронова-Кашера [3]. Компоненты калибровочного поля, индуцированное унитарным преобразованием, являются спиновыми матрицами. Теория предсказывает, что в изменяющихся полях носители заряда, обладающие спином, будут иметь спин-зависящие траектории

В настоящее время растет понимание того, что спиновые возбуждения в изолирующих магнетиках (магноны, спиноны и т.д.) могут лучше подходить для этой задачи. Возможность применения магнонов в качестве кандидата на роль носителя спиновой информации обусловлено рядом причин: хорошая когерентность, малая диссипация джоулева нагрева; в некоторых магнетиках (YIG) магнон может распростра-

няться на расстояния, значительно превышающие спин-диффузионные расстояния электронов в металлах и легированных полупроводниках. Энергия, связанная с переносом единицы информации спиновыми возбуждениями в таких системах может быть существенно меньше, а бозонная природа магнонов позволяет существенно уменьшить потери, связанные с рассеянием при низких температурах [4].

В отличие от электронов проводимости магноны не обладают зарядом и не проявляют отклик на электрическое поле. Создание потока магнонов требуют иных методов возбуждения. Одним из таких методов является неоднородное температурное поле, приводящее к реализации спин-волнового тока. Существует ряд методов как генерации спин-волнового тока магнитных, но электрически нейтральных частиц, так и его измерения. Среди широкого класса магнитных соединений большой интерес представляют магнетики с конкуренцией обменных взаимодействий (Дзялошинского-Мории и Гейзенберговского). Результатом этих взаимодействий является формирование разнообразных неколлинеарных магнитных структур [5].

Полагая, что основным магнитным взаимодействием является симметричное обменное взаимодействие Гейзенберга, мы рассмотрели неоднородный ферромагнитный диэлектрик в постоянном магнитном поле. В рамках метода канонических преобразований, показали, что обменное взаимодействие Гейзенберга приводит к нулевой кривизне фазы Берри.

[1] G.Tatara . *Physica E* 106. 208 (2019).

[2] M.V. Berry. *Roy. Soc, A392*, 45 (1984).

[3]Y. Aharonov, A. Casher A. *Phys. Rev. Lett.* 1984.V. 53, 319 (1984).

[4] B. Trauzettel, P. Simon, D. Loss, *Phys. Rev. Lett.* 101, 017202 (2008).  
F. Meier and D. Loss, *Phys. Rev. Lett.* 90, 167204 (2003).

[5] S. A. Owerre. *Phys. Rev. B* 95, 014422 (2017); 94,094405 (2016).

## Изучение особенностей электронной структуры поверхности пленок $\text{PbSnTe}(111):\text{In}$

Петякина А.С.<sup>1,2</sup>, Голяшов В.А.<sup>1,2</sup>, Терещенко О.Е.<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>ЦКП "СКИФ", 630559, р.п. Кольцово, пр. Никольский, 1

Одним из наиболее активно развиваемых направлений физики твердого тела является поиск и исследование систем с необычными электронными свойствами. Примером таких систем являются топологические изоляторы, в которых за счет сильного спин-орбитального взаимодействия происходит инвертирование порядка чередования энергетических зон и появляются особые поверхностные состояния. В твердом растворе  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  при увеличении содержания Sn ширина запрещенной зоны уменьшается от 0.2 (для PbTe) до 0 эВ при  $x \sim 0.3$ , и затем снова увеличивается до 0.3 эВ для SnTe [1]. При  $x > 0.3$  вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия происходит инверсия порядка зон в четырех L-точках объемной зоны Бриллюэна. На поверхностях, обладающих симметрией отражения, образуются поверхностные состояния (ПС), обладающие геликоидальной спиновой структурой. Носители заряда на ПС поляризованы по спине, а симметрия по отношению к обращению времени защищает носители заряда на ПС от рассеяния назад, поэтому такая система является перспективной для создания устройств спинтроники.

В работе методами фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и дифракции медленных электронов была исследована структура нереконструированной поверхности пленок (111)  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te} / \text{BaF}_2$ , выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Состав исследуемых пленок варьировался в диапазоне  $x \sim 0.16 - 0.5$ , измерения проводились в диапазоне температур от 77 К до 300 К. Обнаружено, что при  $T=77$  К пе-

реход  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  из фазы тривиального изолятора в фазу топологического кристаллического изолятора (ТКИ) с появлением топологических поверхностных состояний происходит при изменении состава от  $x=0.16$  к  $x=0.19$ . При этом при повышении температуры в спектре поверхностных состояний ТКИ наблюдается щель, а разность положений краев зон в  $\Gamma$ - и  $M$ -точках поверхностной зоны Бриллюэна указывает на наличие механических напряжений в исследуемых структурах.

Была показана возможность получения тонких проводящих слоев ТКИ на «виртуальных» диэлектрических подложках  $Pb_{0.77}Sn_{0.23}Te:In/VaF_2$  и изучены их транспортные свойства. При температуре 4.2 К в зависимостях сопротивления таких структур от внешнего магнитного поля наблюдался эффект слабой антилокализации (рис. 1). Аппроксимация полученных кривых с помощью формулы Хиками-Ларкина-Нагаоки [2] показала, что в исследуемых структурах в эффект слабой антилокализации вносит вклад один канал проводимости, что говорит о переходе  $(111) Pb_{1-x}Sn_xTe$  из фазы слабого ТИ в фазу сильного ТИ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, проект № 25-62-00004.

[1] Y. Ohno et al., *Nature*, 402, 6763 (1999),  
 [2] S. Hikami et al., *Progress Letters*, 63, 2 (1980).

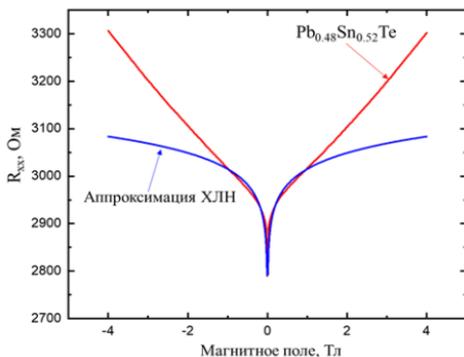


Рис. 1. Зависимость магнитосопротивления от внешнего перпендикулярного магнитного поля и аппроксимация с помощью формулы Хиками-Ларкина-Нагаоки для тонких проводящих слоев  $Pb_{0.48}Sn_{0.52}Te$ .

## **Влияние типа контакта провод-образец на возникновение пиков напряжения в режиме квантового эффекта Холла**

**Попов С.Д.**<sup>1</sup>, Неверов В.Н.<sup>1</sup>, Гудина С.В.<sup>1</sup>, Сандаков Н.С.<sup>1</sup>,  
Туруткин К.В.<sup>1</sup>, Груздев Н.Б.<sup>1</sup>, Васильевский И.С.<sup>2</sup>, Виниченко А.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*ИФМ УрО РАН, г. Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18, 620108*

<sup>2</sup>*НИЯУ МИФИ, г. Москва, Каширское шоссе, д. 31, 115409*

Целочисленный квантовый эффект Холла (КЭХ), состоящий в том, что в магнитополевой зависимости поперечного (холловского) сопротивления вырожденного двумерного электронного газа (ДЭГ) при достаточно низких температурах в сильных магнитных полях, наблюдаются плато. КЭХ может быть интерпретирован на основе модели краевых состояний. Возле края формируется обедняющее электрическое поле и уровни Ландау «изгибаются» вверх вблизи края. Электроны заполняют состояния согласно статистике Ферми - Дирака до некоторого уровня Ферми, и при факторе заполнения, близком к целочисленному значению, вдали от краёв формируются локализованные состояния, а вблизи краёв - краевые токовые состояния.

В магнитных полях, отвечающих середине плато КЭХ, в отсутствие тока через образец экспериментально наблюдались пики напряжения на потенциальных контактах в образце с геометрией холловского мостика (эффект неэквивалентности контактов) [1]. Цель данной работы определить требования к потенциальным контактам необходимое для наблюдения эффекта неэквивалентности контактов.

В нашей работе, для изучения свойства контакта, ток пропускаться через потенциальный контакт, который мы исследуем, и токовый контакт; напряжение измерялось с потенциальных контактов. Такая комбинация двухзондового и четырехзондового метода измерения сопро-

тивления позволяет нам изучать сопротивление одного контакта. Сопротивлением образца значительно меньше сопротивления контакта.

Измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) проводились в низких температурах  $T = 4.2$  К, в магнитных полях до  $B = 12$  Тл, на образцах  $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$  с плотностью электронов  $n = 6.8 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и подвижностью  $\mu = 20 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Ток через образец изменялся от  $-15$  до  $15$  мкА.

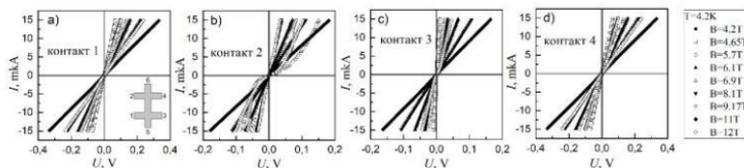


Рисунок 1 ВАХ контактов на образце а) первый б) второй в) третий г) четвертый. На вставке графика (а) представлен рисунок расположения контактов, где 1, 2, 3, 4 потенциальный контакты, а 5, 6 токовые контакты.

В результате измерений ВАХ контактов (рис. 1) мы установили, что на контактах 2, 3 в магнитных полях отвечающим переходу между плато КЭХ наблюдались линейные зависимости ВАХ (омические контакты), а в магнитных полях отвечающим плато КЭХ наблюдались ВАХ характерные для туннельных контактов. Этот эффект не наблюдался только на паре контактов 1–4, которые отвечали омическим контактам. Таким образом, для наблюдения эффекта неэквивалентности контактов необходимо иметь хотя бы один туннельный контакт. Краевое состояние сохраняется, когда в контакте есть барьер (туннельный контакт), и мы можем судить о потенциале этого состояния.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

[1] S.V. Gudina, V.N. Neverov, K.V. Turutkin, I.S. Vasil'evskii, and A.N. Vinichenko // *Physics of Metals and Metallography*, 2024, V. 125, No. 2, P. 137–141.

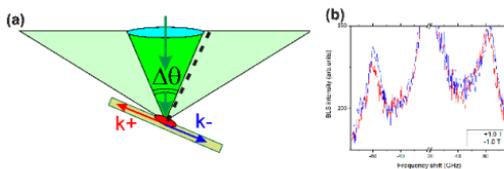
## **Спиновые волны в ферромагнитных пленках: безщелевая дисперсия и нутационные моды**

**Садовников А.В.**

*Саратовский государственный университет, Саратов, ул. Астраханская, 83, 410012*

Магنونика как одно из перспективных направлений пост-СМОС электроники основана на использовании спиновых волн (СВ) — коллективных возбуждений магнитного порядка — в качестве информационных носителей в микро- и наноразмерных структурах, выполненных из магнитоупорядоченных материалов [1-2]. Преимущества данного подхода обусловлены уникальными волновыми свойствами СВ: при рабочих частотах от единиц ГГц до терагерцового диапазона их длина волны оказывается на 4–5 порядков короче, чем у электромагнитных волн той же частоты, что позволяет реализовывать функциональные элементы субмикронных масштабов и обеспечивать их совместимость с современными полупроводниковыми и гибридными платформами. Наиболее изученными объектами остаются структурированные ферромагнитные плёнки, где динамика информации определяется прецессией локальных магнитных моментов. Важнейшей задачей на пути практической реализации магنونных вычислительных и логических архитектур является расширение рабочего частотного диапазона устройств. В этой связи перспективными направлениями выступают: (i) использование антиферромагнитных материалов, поддерживающих распространение СВ в диапазоне от сотен ГГц до нескольких ТГц благодаря высоким собственным энергиям обменного взаимодействия; и (ii) задействование нутационных спиновых волн (НСВ) [3-6] — высокочастотных мод, связанных не с прецессией, а с короткоживущими нутационными колебаниями магнитного момента вокруг прецессионной траектории, аналогичными гироскопическим нутациям. НСВ открывают дополнительную динамическую степень свободы, позволяя

кодировать информацию не только в амплитуде и фазе классических магновов, но и в их инерционных характеристиках. В настоящей работе с помощью метода бриллюэновской светорассеивающей спектроскопии (BLS) впервые экспериментально продемонстрирована возможность возбуждения безщелевой моды спиновых волн — моды Гольдстоуна, возникающей в условиях нарушенной симметрии, — а также сформированы и визуализированы пространственно-локализованные пакеты нутационных мод. Эти результаты подтверждают принципиальную реализуемость высокоскоростных магнонных схем, управляемых инерционной динамикой спина, и задают основу для разработки новых классов энергоэффективных устройств обработки информации на основе гибридных магнитоэлектронных платформ.



*Рис. 1. (a) Типичная схема исследования магновов методом бриллюэновской спектроскопии; (b) пример спектров неупругого рассеяния света при комнатной температуре на ферромагнитной пленке CoGd.*

Исследование нутационных спиновых волн открывает новые возможности для спинтроники, добавляя дополнительную степень свободы в управлении спиновыми состояниями. Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (№23-79-30027).

- [1] A.V. Sadovnikov et al., *Phys. Rev. Applied*, **18**, 024073 (2022),
- [2] A.A. Martyshkin et al., *Phys. Rev. Applied*, **18**, 064093 (2022),
- [3] V.G. Bar'yakhtar et al., *Low Temp. Physics*, **41**, 9, 663-669 (2015),
- [4] С.А. Нукитов и др., *УФН*, **190**, 1009-1040 (2020),
- [5] K. Neeraj et al., *Nat. Phys.*, **17**, 245 (2021).
- [6] J.-E. Wegrowe et al., *Am. J. Phys.*, **80**, 607 (2012).

## Электронная и спиновая структура PbSnTe: от тривиального к топологическому изолятору и сверхпроводнику

Терещенко О.Е.<sup>1</sup>, Голяшов В.А.<sup>1</sup>, Микаева А.С.<sup>1</sup>, Ищенко Д.В.<sup>1</sup>, Супрун С.П.<sup>1</sup>

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

Топологические кристаллические изоляторы (ТКИ) расширяют класс трехмерных топологических изоляторов, чьи экзотические поверхностные состояния защищены кристаллической симметрией, а не симметрией обращения времени. Такие материалы характеризуются уникальной электронной и спиновой структурой: одновременным наличием объемной запрещенной зоны и дираковским конусом спин-поляризованных поверхностных состояний проводимости, формируемых вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия. Для выделения поверхностного транспорта и, как следствие, потенциального применения ТИ в спинтронике важно иметь суммарное удельное сопротивление, величину которого преимущественно определяют топологически защищенные поверхностные состояния. Твердый раствор  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  открывает новые возможности для изучения проявления ТИ свойств поверхностного состояния в транспортных измерениях.  $PbTe$  ( $x=0$ ) является тривиальным изолятором, при  $x \sim 0.30-0.35$  происходит топологический квантовый фазовый переход, связанный с инверсией зон, и появляется нетривиальное поверхностное состояние. Введение 1-2% индия в  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  с  $x \sim 0.2-0.35$  приводит к закреплению уровня Ферми в запрещенной объемной зоне и реализации диэлектрического состояния (с сопротивлениями более  $10^3$  Ом·см) при температурах ниже 30 К. Увеличение же концентрации индия свыше нескольких процентов и уменьшение температуры ниже 4 К может приводить к сверхпроводящему состоянию пленки. Особый интерес представляют легированные индием пленки  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  с составами  $x \sim 0.30-0.35$ , в

которых возможна реализация ТКИ и диэлектрического состояния одновременно. Однако экспериментально реальная электронная структура поверхности таких твердых растворов, как и спиновый транспорт в них, исследованы слабо.

Данная работа посвящена изучению транспортных свойств и электронной структуры поверхности эпитаксиальных пленок  $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$  с  $x \sim 0.2-0.5$ . Исследование магнетосопротивления планарных структур на основе пленок  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  с ферромагнитными (ФМ) контактами показало наличие как локального, так и нелокального спин-вентильного эффекта, зависящего от взаимной ориентации направлений внешнего магнитного поля, намагниченности контактов и протекающего тока. Измерения, проведенные методом фотоэмиссии с угловым и спиновым разрешением, показали наличие поверхностного состояния с линейным законом дисперсии дираковского типа, при этом уровень Ферми находится в запрещенной зоне и пересекает поверхностное состояние в точке Дирака. Измерение спиновой поляризации фотоэлектронов, эмитированных из конуса Дирака, показало наличие геликоидальной спиновой текстуры и значение поляризации свыше 30%. Разница значений сопротивлений при параллельном и антипараллельном направлениях намагниченности инжекционного и детектирующего контактов  $\Delta R/R_{пар}$  составила около 0.15 %. Показано, что в кристаллическом ТИ  $PbSnTe$  проявляется спин-вентильный эффект в локальной геометрии на удалении ферромагнитных контактов более 50 мкм и температуре свыше 30 К. Анализ эффекта слабой антилокализации в тонких пленках  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  с  $x > 0.4$  указывает на возможный переход из состояния ТКИ в фазу сильного топологического изолятора при температуре 4.2 К. Возможным объяснением столь значительной диффузионной спиновой длины является наличие спин-поляризованных поверхностных состояний, обнаруженных нами с помощью метода фотоэмиссии с угловым и спиновым разрешением.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 25-62-00004.

## Ступени Фиске в слоистом сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

Чарикова Т.Б.<sup>1</sup>, Неверов В.Н.<sup>1</sup>, Попов М.Р.<sup>1</sup>, Шелушинина Н.Г.<sup>1</sup>,  
Иванов А.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18  
<sup>2</sup>НИЯУ МИФИ, 115409, Москва, Каширское ш., 31

В условиях нестационарного эффекта Джозефсона, когда осциллирующие параметры перехода Джозефсона возникают при отличной от нуля разности потенциалов на барьере, поведение длинного джозефсоновского перехода аналогично поведению сверхпроводников второго рода в магнитном поле, параллельном поверхности перехода, с образованием в слабых магнитных полях  $H \geq H_{c1}$  одиночных джозефсоновских вихрей и последующему переходу к динамическому смешанному состоянию, отвечающему движущейся решетке вихрей.

Большинство высокотемпературных сверхпроводящих купратных соединений имеют хорошо выраженную слоистую структуру, образованную плоскостями  $\text{Cu-O}$ . Помимо традиционного пиннинга дефектами, в слоистых сверхпроводниках существует внутренний пиннинг, который возникает из-за изменения энергии при пересечении слоя вихрем [1]. Когда магнитное поле и транспортный ток пер-

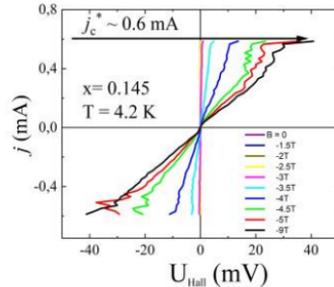


Рис.1. – Зависимости  $j(U_{\text{Hall}})$  в магнитных полях  $B = (0 - (-9))$  Т при температуре  $T=4.2$  К. Стрелкой показан переход на основную резистивную ветвь при  $j_c^* \sim 0.6$  mA.

пендикулярны друг другу и лежат в плоскости слоев (в базисной плоскости кристалла), этот внутренний межслоевой пиннинг может быть преобладающим для образцов с низкой концентрацией дефектов. На эпитаксиальных пленках  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$  мы исследовали поперечное напряжение в конфигурации Холла при движении зарядовой и вихревой подсистем в скрещенных магнитном и электрическом полях.

В результате измерений вольтамперных характеристик, полученных в фиксированных постоянных магнитных полях на холловских контактах на эпитаксиальной пленке  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$  с  $x = 0.145$  и ориентацией  $(1\bar{1}0)$  было установлено, что в отсутствие магнитного поля  $B = 0$  образец находится в сверхпроводящем состоянии,  $j(U_{\text{Hall}}) = 0$ . Влияние магнитного поля проявляется в полях  $B > 5\text{T}$  для  $1.7\text{ K}$  и  $B > 3\text{T}$  для  $4.2\text{ K}$  (рис. 1), наблюдается отклонение ВАХ от нулевого значения как следствие депиннинга джозефсоновских вихрей и перехода системы в резистивное состояние, соответствующее режиму свободного течения вихрей (flux – flow regime).

В режиме течения вихрей на зависимостях  $j(U_{\text{Hall}})$  в фиксированных магнитных полях появляется серия максимумов (ступенек) тока, амплитуда которых увеличивается с ростом магнитного поля. Мы связываем максимумы на  $j(U_{\text{Hall}})$  с внутренними резонансами (self - resonances) частоты джозефсоновского тока с частотой волн Свихарта - электромагнитных волн, возникающих на внутренних джозефсоновских контактах в магнитном поле. В многослойном кристалле  $\text{NdCeCuO}$  существует сложная суперпозиция резонансных структур (ступеней Фиске), которая определяется множеством внутренних джозефсоновских переходов и вариацией значения скорости Свихарта от слоя к слою.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

[1] *Kopnin N.B. Theory of Nonequilibrium Superconductivity. Internatio. 2009. 344 p.*

[2] *M. P. Lisitskiy, M. V. Fistul, Phys. Rev. B 81, 184505 (2010).*

## Магнитный полупроводник (Ga,Mn)As, легированный ионами азота

Здоровейщев А.В.<sup>1</sup>, Здоровейщев Д.А.<sup>1</sup>, Вихрова О.В.<sup>1</sup>,  
Данилов Ю.А.<sup>1</sup>, Дудин Ю.А.<sup>1</sup>, Лесников В.П.<sup>1</sup>, Парафин А.Е.<sup>2</sup>,  
Юнин П.А.<sup>2</sup>, Баталов Р.И.<sup>3</sup>, Валеев В.Ф.<sup>3</sup>, Нуждин В.И.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23/3

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>3</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ «Казанский научный центр РАН», Казань, 420029

В настоящее время ведутся поиски способов модификации свойств арсенида галлия, которые смогли бы расширить круг его применений в полупроводниковой электронике. Одним из таких способов может выступать легирование изовалентными мышьяку примесями, например, висмутом или азотом. Введение таких примесей приводит к существенному изменению свойств арсенида галлия. Так, сообщается об уменьшении ширины запрещенной зоны при введении небольших концентраций азота [1]. Также известно о влиянии изовалентных примесей на свойства разбавленного магнитного полупроводника GaMnAs – одного из перспективных материалов полупроводниковой спинтроники [2-3].

В данной работе экспериментальные структуры были получены с использованием двух методик. В первой методике пленка GaMnAs выращивалась на подложке GaAs методом импульсного лазерного нанесения (ИЛН) в вакууме, затем производилась ионная имплантация азота в этот слой. Во второй методике использовался только метод ионной имплантации. Сначала пленка GaAs:Mn, была получена путем облучения подложки из полуизолирующего GaAs ионами Mn<sup>+</sup>. Затем образцы GaAs:Mn и образец-спутник i-GaAs дополнительно облучались

азотом. Для устранения дефектов и электрической активации марганца структуры подвергались импульсному лазерному отжигу (ИЛО) импульсом эксимерного KrF-лазера с варьируемой плотностью энергии в импульсе. На полученных структурах исследовались магнитопольевые зависимости эффекта Холла и магнитосопротивления в диапазоне температур 7–300 К. Оптические свойства полученных структур исследовались с помощью спектроскопии пропускания и отражения. Проведен рентгеноструктурный анализ образцов GaAs:N.

В работе показано, что структуры GaMnAs:N вне зависимости от методики синтеза являются ферромагнитными, для которых температура Кюри зависит от дозы облучения азотом. Дозовая зависимость точки Кюри, определенная по температурным зависимостям удельного сопротивления, ферромагнитного перехода для экспериментальных образцов демонстрирует повышение критической температуры при имплантации структур дозами  $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . Кроме того, легирование азотом приводит к изменению магнитной анизотропии в GaMnAs, изменяется форма магнитопольевой зависимости намагниченности и гистерезиса магнитосопротивления, что согласуется с данными [3]. Структурные исследования GaAs:N после ИЛО показывают, что в имплантированном слое формируется твердый раствор  $\text{GaN}_x\text{As}_{1-x}$ , о чем свидетельствует появление дополнительного дифракционного максимума, соответствующего слою с измененным параметром решетки.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 25-29-01607).

[1]A.R. Mohmad et al., *Phys. Status Solidi B*, V.251, n.6., 1276(2014).

[2]T. Andrearczyk et al., *Materials.*, V.13, n.23, 5507(2020)

[3]T. Manago, H. Akinaga, *Jap. J. Appl. Phys.*, V.47, n.8., 6297.(2008)

## РТ-симметричная фотопроводимость в топологических изоляторах на основе HgCdTe

Хохлов Д.Р.<sup>1,3</sup>, Чмырь С.Н.<sup>1</sup>, Галеева А.В.<sup>1</sup>, Долженко Д.Е.<sup>1</sup>,  
Арташкин А.И.<sup>1</sup>, Дворецкий С.А.<sup>2</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>2</sup>, Банников М.И.<sup>3</sup>,  
Данилов С.Н.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991

<sup>2</sup>Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

<sup>3</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991

<sup>4</sup>University of Regensburg, Universitaetstrasse 31, Regensburg, D-93053

В докладе сообщается об обнаружении и исследовании нового эффекта – киральной нелокальной терагерцовой фотопроводимости. Эффект наблюдается в толстых эпитаксиальных пленках  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , являющихся топологическими изоляторами. Продемонстрировано существование нелокальной компоненты терагерцовой фотопроводимости в указанных структурах в магнитном поле. Знак нелокального фотоответа зависит от положения потенциального зонда и направления магнитного поля, что указывает на киральность индуцированного неравновесного транспорта. Наблюдаемые нетривиальные особенности фотопроводимости можно интерпретировать как проявление образования кирального краевого проводящего канала в топологической фазе сплавов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Важно отметить, что полученный результат противоречит видимой симметрии эксперимента. Обсуждаются возможные причины нарушения симметрии.

## Термоэлектрические явления в наноструктурах

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

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

В настоящее время применяются три типа приборов, использующих термоэлектричество: термоэлектрические датчики температуры (термопары), кондиционеры и генераторы. Их отличает экологичность, большой диапазон рабочих температур, отсутствие движущихся частей, надежность и возможность длительной работы без обслуживания. Термоэлектрическое преобразование энергии основано на таких физических явлениях, как эффекты Зеебека и Пельтье, открытых в первой половине 19 века. Современные устройства термоэлектрического преобразования энергии связаны с именем А.Ф. Иоффе, который в конце 20-х годов прошлого столетия предложил использовать в качестве термоэлементов полупроводники.

В настоящей работе рассматривается влияние наноструктурирования и создание нанокompозитов на термоэлектрические свойства различных термоэлектриков, в частности, нанокompозитов теллуридов висмута и сурьмы. Эффективность термоэлектриков зависит от свойств материалов, из которых сделаны ветви термоэлементов, которая характеризуется безразмерным параметром  $ZT = \frac{S^2 \sigma}{\kappa} T$ , где  $S$ ,  $\sigma$  и  $\kappa$  – коэффициенты термоэдс, электропроводности и теплопроводности, соответственно. Теплопроводность  $\kappa$  проводящих материалов определяется двумя вкладками: носителей заряда  $\kappa_e$  и фононами (теплопроводность решетки)  $\kappa_L$ . Наноструктурирование и создание нанокompозита в первую очередь существенно понижает  $\kappa_L$ . Эти приемы влияют на электрическую проводимость и на коэффициент Зеебека из-за рассеяния носителей на различных возникающих дефектах, таких как точечные, границы раздела между включениями и матрицей, и границами

зерен. Изменение концентрации носителей, эффективной массы и плотности состояний также влияет на величину  $ZT$  [1]. Поэтому для улучшения свойств термоэлектриков требуются подходы, учитывающие природу матрицы и включений. В качестве примера приведём влияние легирования переходными металлами (ПМ) = Fe, Co, Ni на термоэлектрические свойства  $Sb_2Te_3$  и теоретическое моделирование экспериментальных результатов [2]. На рис. 1 приведены зависимости коэффициента Зеебека  $S$  от температуры  $T$  для образцов  $Sb_{2-x}PM_xTe_3$ . Для моделирования зависящих от температуры концентрации носителей заряда, электрического сопротивления и коэффициента Зеебека в рамках изотропной модели, включающей легкие и тяжелые дырки, использовалось уравнение Больцмана.

Использование нано/поликристаллического  $Bi_2Te_3$   $n$ -типа, приводит к более высокому значению  $ZT=1,25$  при 420 К по сравнению с объемным  $Bi_2Te_3$ . Двухфазные нанокompозиты можно делать с проводящими частицами (например, металлическими). Перспективным является создание нанокompозитов, где вторая фаза является диэлектриком, к примеру,  $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$  с фуллеренами  $C_{60}$ . Интересно создание нанокompозитов из двух разных термоэлектриков. В качестве примера приведем нанокompозит с включениями термоэлектрика  $Bi_2Se_3$  в матрицу  $Bi_2Te_3$ .

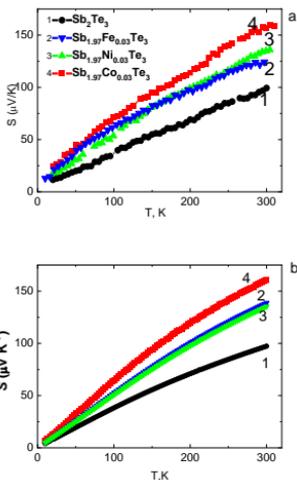


Рис.1. – Зависимости коэффициента Зеебека  $S$  от  $T$ ,  $a$  – эксперимент,  $b$  - теория

[1] Kul'bachinskii V.A., *Nanotechn. in Russia*, 14, 334 (2019),

[2] Kulbachinskii V., et.al., *J. Appl. Phys.*, 137, 035103 (2025).

## Сверхпроводниковые квантовые технологии

Астафьев О.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Сколковский институт науки и технологий, 121205, Москва, Инновационный центр Сколково, Большой бульвар, 30, стр. 1

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт, 117303, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер, 9

Сверхпроводниковые квантовые системы – мощный инструмент для ряда интересных физических направлений и практических применений. Среди них: квантовая электроника, квантовая оптика в СВЧ диапазоне, квантовая акустика, квантовые процессоры, сверхпроводниковая мезоскопика, квантовая метрология. История создания таких систем уходит в 60-е – 80-е годы прошлого века, но бум инвестирования в квантовые вычисления в последние годы, несомненно, вызвал волну интереса к ним, что, в частности, повлияло и на решение о присуждении Нобелевской премии за ранние достижения в этой области. В докладе будет сделано введение в сверхпроводниковые квантовые системы, представлен обзор по существующим типам таких систем и направлениям исследований, которые не ограничиваются квантовыми вычислениями.

## Сдвиг Найта в гибридных системах сверхпроводник-альтермагнетик

Васякин М.М.<sup>1,2</sup>, Мельников А.С.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский переулок, д.9, г. Долгопрудный, Московская обл., 141701

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН, просп. Академика Семенова, 1А, г.Черноголовка, Московская обл., 142432

<sup>3</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

В данной работе мы исследовали влияние беспорядка на ядерный магнитный резонанс в гибридных структурах сверхпроводник-альтермагнетик. Было выведено квазиклассическое уравнение Узалея для описания эффекта близости в грязном пределе. Было получено, что совместный эффект альтемагнитного обменного поля и рассеяния на немагнитных примесях аналогичен эффекту рассеяния на слабых парамагнитных примесях с легкой осью вдоль вектора Нееля альтемагнетика. Время переворота спина электрона дается формулой  $\tau_s = (\tau \langle h^2(\phi) \rangle)^{-1}$ , где  $\tau$  - время свободного пробега для рассеяния на немагнитных примесях.

С помощью формализма квазиклассических функций Грина была получена зависимость спиновой восприимчивости от температуры для оценки сдвига Найта в ЯМР измерениях. Было выяснено, что поведение восприимчивости зависит как от ориентации магнитного поля (вдоль вектора Нееля или перпендикулярно ему), так и от щели в плотности состояний. Если щель в плотности состояний закрыта, то и продольная, и поперечная восприимчивость выходят на конечное значение при нулевой температуре. Более того при низких температурах восприимчивость зависит от температуры степенным образом (см. зеленые линии на Рис.1). Если же щель в

плотности состояний открыта, то есть сильная зависимость от ориентации поля. Если поле ориентированно вдоль вектора Нееля, то проекция спина электронов на ось параллельную вектору Нееля является хорошим квантовым числом, поэтому восприимчивость ведет себя аналогично стандартному сверхпроводнику, например, зануляется при нулевой температуре (см. синию и оранжевую кривые на Рис. 1b). Если же поле ориентировано перпендикулярно вектору Нееля, то приведенные выше соображения неверны, поэтому восприимчивость может не обращаться в ноль (см синию и оранжевую кривые на Рис. 1a). Поскольку щель в плотности состояний открыта, то зависимость от температуры имеет активационный характер.

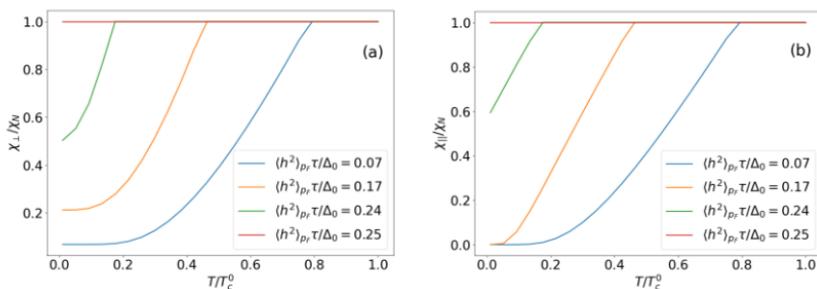


Рис. 1.– (a) Парамагнитная восприимчивость для магнитного поля ортогонального вектору Нееля  $\chi_{\perp}$  как функция температуры  $T$ , для разных амплитуд обменного поля. (b) Парамагнитная восприимчивость  $\chi_{\parallel}$  для магнитного поля параллельного вектору Нееля как функция температуры  $T$ , для разных амплитуд обменного поля.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № . 25-12-00042.

## Метод резонансного подпространства для составных систем

Гиппиус Н.А., Фрадкин И.М., Салахова Н.С., Дьяков С.А.

*Сколковский институт науки и технологий, 121205 Москва*

В докладе рассматривается метод построения резонансного приближения для матрицы рассеяния. На примере резонансных фотонных структур, допускающих разбиение на две нерезонансные подсистемы, продемонстрирована возможность построения регулярной аппроксимации положений резонансов составной системы. Все элементы резонансного представления определяются прямым расчётом в ограниченном числе точек пространства параметров и в дальнейшем допускают достаточно точную аппроксимацию в более широкой области параметров задачи. Предложенный метод позволяет конструктивно выделить резонансную часть матрицы рассеяния и построить регулярные схемы аппроксимации для расчёта оптических свойств фотонных структур, не требующих многочисленных и ресурсоёмких вычислений.

Рассматриваемые системы фотоники представляют собой слоистые структуры с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости в плоскости слоёв и могут быть изготовлены с использованием хорошо развитых микро- и нанотехнологий. Возможность управления дисперсионными свойствами этих структур за счёт модификации архитектуры элементарной ячейки открывает широкие возможности для применения этих систем в качестве базовых элементов фотоники.

Модальный метод Фурье (ФММ) (или метод матрицы рассеяния) является очень эффективным инструментом для изучения оптических свойств многослойных структур, состоящих из двумерно-периодических слоёв, инвариантных в вертикальном направлении. Однако для задач, требующих интегрирования по волновым векторам в плоскости структуры, необходимость многочисленных однотипных расчётов

снижает эффективность этого метода. Рассматриваемый в докладе подход существенно расширяет возможности FMM. Отметим, что предложенный метод может быть применён не только в фотонике, а к любым системам, матрицы рассеяния которых удовлетворяют описанному выше условию.

[1] S.G. Tikhodeev *et al.*, *Phys. Rev. B* **66(4)**, 045102 (2002),

[2] N.A. Gippius *et al.*, *Phys. Rev. B* **72(4)**, 045138 (2005),

[3] N.A. Gippius *et al.*, *Optics Express*, **18(7)**, 7569 (2010),

[4] I.M. Fradkin *et al.*, *Phys. Rev. B* **99(7)**, 075310 (2019),

[5] С.А. Дьяков *et al.*, *Письма в ЖЭТФ*, **122(10)**, 619 (2025).

## Резистивные переключения в системах с элементами пониженной размерности

Пшеничный В.А., Косов А.Д., Дубинина Т.В., Дроздов К.А.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы*

Резистивные переключения заключаются в возможности управляемого обратимого перехода между состояниями с различным электрическим сопротивлением. Одним из вариантов структуры с таким свойством является композит, состоящий из диэлектрической матрицы и трехмерной сети металлических нанонитей, пронизывающих матрицу. Формирование нанонитей происходит в сильных электрических полях  $E > E_c$  за счёт самоорганизации ионов металла, инжектированных из контакта; разрушение - за счёт перегрева при протекании тока.

Объектом исследования в работе являлись диэлектрические пленки (0.05-1.50 мкм) на основе различных макрогетероциклических красителей с серебряными контактами. Во всех исследованных структурах наблюдаются резистивные переключения. Показано, что низкоомное состояние ( $R_c = 0.1-10.0 \text{ МОм} \cdot \text{см}$ ) характеризуется металлической проводимостью; высокоомное ( $R_{nc} > 10^6 \text{ МОм} \cdot \text{см}$ ) является диэлектрическим. Для части структур можно реализовать набор метастабильных состояний, между которыми происходят произвольные переключения.

В постоянных полях метастабильные состояния ( $R_m = 10-10^3 \text{ МОм} \cdot \text{см}$ ) наблюдаются при  $E_m < E < E_c$ . В зависимости от величины приложенного поля  $E$ , проводимость отвечает закону Френкеля-Пула или Мотта в сильных полях. Также для метастабильных состояний характерно появление существенной емкости. Показано, что этим состояниям отвечает динамическая фрагментация системы нанонитей на отдельные участки с постоянным разрывом и восстановлением, в общем случае не обязательно в идентичной конфигурации.

В переменных полях  $[E_{\min}, E_{\max}]$  метастабильные состояния наблюдаются также при  $E_{\min} > E_c$  в диапазоне частот  $[w_1, w_2]$ . Обнаружено

два типа метастабильных состояний: нормальное ( $R_m > R_c$ ) и аномальное ( $R_m < R_c$ ). Нормальное метастабильное состояние идентично рассмотренному ранее для постоянных полей. Аномальное, помимо снижения активной компоненты сопротивления, характеризуется отсутствием емкости в системе. Была предложена модель “подвижных нанонитей”. Разорванные фрагменты прикрепляются к целым нанонитям, снижая общее сопротивление системы и не внося вклада в емкость. Частота  $\omega_1$  определяется условием достаточной энергии для прикрепления фрагмента при первоначальном разрыве нанонити. Частота  $\omega_2$  определяется способностью системы с пониженным сопротивлением пропускать токи с повышенным тепловыделением. Для практических приложений частота резистивных переключений ограничивает возможные значения  $E$ , при которых нет метастабильных состояний.

Была исследована возможность обратимого фотоиндуцированного резистивного переключения. Подсветка на разных длинах волн позволяет изменять значения  $E_m$  и  $E_c$ . Такое поведение было объяснено за счет рассмотрения пространственной локализации фотовозбужденных носителей заряда. Формирование нанонитей из ионов металла происходит в пространстве между органическими макромолекулами, периферия которых может обладать положительным или отрицательным объемным зарядом. Сегрегация ионов металлов в областях пространства на удалении от органических молекул ( $E_m \downarrow$ ,  $E_c \uparrow$ ) облегчает образование фрагментов нанонитей, но ограничивает область, в которой они могут существовать. Последнее приводит к уменьшению эффективной плотности нанонитей на единицу объема и снижает предельные токи, при которых происходит разрушение проводящего состояния из-за теплового нагрева. Сегрегация ионов металлов вблизи органических молекул ( $E_m \uparrow$ ,  $E_c \uparrow$ ) снижает эффективную подвижность ионов в пленке и затрудняет образование нанонитей. При фотоиндуцированном резистивном переключении система возвращается в исходное состояние после снятия внешней подсветки. Характерные времена коррелируют с релаксацией фотовозбужденных носителей заряда.

## Магнитные свойства монокристаллов галогенидных перовскитов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$

Жевстовских И.В.<sup>1</sup>, Аверкиев Н.С.<sup>2</sup>, Сарычев М.Н.<sup>3</sup>,  
Шишкин Д.А.<sup>1</sup>, Семенова О.И.<sup>4</sup>, Чарикова Т.Б.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*ИФМ УрО РАН, Екатеринбург*

<sup>2</sup>*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург*

<sup>3</sup>*Уральский федеральный университет, Екатеринбург*

<sup>4</sup>*ИФП СО РАН, Новосибирск*

Галогенидные перовскиты являются перспективными полупроводниковыми материалами с замечательными оптоэлектронными свойствами, обладают превосходной устойчивостью к дефектам с сохранением этих свойств, что открывает возможности для создания магнитного состояния перовскитов при допировании ионами переходных металлов, аналогично разбавленным магнитным полупроводникам. Изменение состава, как органических, так и неорганических компонент, и структуры перовскитов позволило добиться широкого спектра магнитных свойств [1]. Кроме того, в перовските  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ , не содержащем магнитные примеси, было обнаружено ферромагнитное упорядочение [2-3]. Расчеты показали, что ферромагнетизм обусловлен наличием дефектов, вакансий йода или свинца, приводящих к несимметричной поляризованной по спину плотности состояний, обуславливающей отличный от нуля магнитный момент либо в орторомбической фазе, либо в кубической структурной фазе. [2]. Однако экспериментально ферромагнетизм наблюдался во всех структурных фазах [2-3].

Наши исследования монокристаллов  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$  выявили анизотропию магнитных свойств [3]. При ориентации магнитного поля перпендикулярно плоскости (001) мы обнаружили диамагнитное поведение, при направлении поля в плоскости (001) – ферромагнитное, с температурой Кюри 280 К и намагниченностью насыщения 9.3

Гс·см<sup>3</sup>/моль при T=300 К. Значение эффективного магнитного момента оказалось равно в тетрагональной фазе 0.76μВ, в орторомбической равно 0.39μВ [3].

Для выяснения природы обнаруженного ферромагнетизма мы исследовали магнитные свойства монокристалла CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbI<sub>3</sub> до и после облучения лазерами различной энергии. Оказалось, что до воздействия лазерами образец показывает диамагнитное поведение независимо от ориентации магнитного поля относительно кристаллографической плоскости (001). После облучения лазерами магнитные свойства перовскита CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbI<sub>3</sub> изменились: при направлении магнитного поля в плоскости (001) мы обнаружили ферромагнитное упорядочение, а при перпендикулярной ориентации - диамагнитное. Анализ спектров фотолуминесценции монокристаллов CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbI<sub>3</sub> показал значительные изменения интенсивности и положения по энергии широкой люминесцентной полосы, связанной с дефектами, при изменении времени воздействия и энергии лазеров. Мы полагаем, что наиболее вероятными дефектами, обуславливающими ферромагнитное упорядочение, являются вакансии йода, а наблюдаемая анизотропия магнитных свойств может быть связана с различной концентрацией наведенных после облучения дефектов в приповерхностном слое или в объеме образца.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 25-22-00804.

[1] B. Sun et al., *ACS Nano* **19**, 22576–22599 (2025),

[2] B. Bandyopadhyay et al., *Phys. Rev. B* **101**, 094417 (2020),

[3] И.В. Жевстовских и др., *Письма в ЖЭТФ* **116**, 54 (2022).

## Recent developments in chalcogenide nonvolatile memory devices: neuromorphic networks and selector-only memory

Kolobov A.V.<sup>1</sup>, Zheng Y.<sup>2</sup>, Shi G.<sup>2</sup>, Lazarenko P.I.<sup>3</sup>, Cheng Y.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Herzen State Pedagogical University, 191186 St. Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Key Laboratory of Polar Materials and Devices, Ministry of Education, East China Normal University, Shanghai 200241, China*

<sup>3</sup>*National Research University of Electronic Technology, 124498 Zelenograd, Russia*

The pioneering works by B.T. Kolomiets and N.A. Goryunova [1] and S.R. Ovshinsky [2] laid the foundations of memory devices based on amorphous chalcogenide semiconductors. The basic idea was that differences in the properties between amorphous and crystalline states of certain materials can serve to store information. Another effect reported by S.R. Ovshinsky was the threshold effect, where an amorphous chalcogenide semiconductor reversibly switched between high-resistivity and low-resistivity states. Years of research have singled out the quasibinary GeTe-Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>, in particular, the Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> composition, and Ag-In-Sb-Te systems as those with the most suitable properties, namely, (i) a large contrast of the optical and electrical properties between the two phases, (ii) high stability of both phases, (iii) a rapid transition between the states, and (iv) high endurance (cyclability). This class of material is now called phase-change materials. The mechanism of the phase-change process has been intensively studied [3-5] and is now fairly well understood. The Ovshinsky threshold switching (OTS) process, on the other hand, has been undeservedly neglected.

However, it took tens of years before the ideas on the use of amorphous chalcogenide semiconductors in memory devices found industrial implementations. Optical memory devices from CD to DVD to Blu-ray appeared in the market earlier, followed by the joint product of Intel and Micron, called 3D-XPoint memory (Optane<sup>(R)</sup>). In the latter, the memory cell consists

of two layers: the memory layer per se and a selector. The latter is needed to ensure that upon application of voltage just one particular cell is addressed. It should be noted that both the memory materials and the selector material were essentially those originally proposed by Ovshinsky in his pioneering Physical Review Letters paper.

In this talk, we start by describing the mechanism of the phase-change process and the current devices such as re-writable optical discs and the Optane<sup>(R)</sup> memory by Intel and Micron and then proceed to the latest trends in the development of chalcogenide-based nonvolatile memory.

At present, chalcogenides are considered a leading candidate for the development of neuromorphic networks and in this talk we describe the properties of amorphous chalcogenides that allow them to rightfully occupy this position and present experimental results on the complicated route of the crystallisation process of  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ , which makes this material one suitable candidate. Starting from the amorphous phase,  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  initially crystallises into the simple cubic phase, followed by the formation of a rock-salt-like structure and eventually transforms into the hexagonal phase [6]. The differences in the properties of these phases provide the foundations for its use in neuromorphic devices. Of particular interest is the In-doped  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ , which is likely to preserve the cubic phase after crystallisation, ensuring high crystallisation speed.

Of special interest is the formation of photonic neuromorphic networks. We demonstrated the fabrication of photonic neurons based on  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ , where a layer of the phase-change material is deposited onto a light waveguide. The possibility of control the intensity of the light propagating through the waveguide by changing the phase state of the phase-change layer has been demonstrated [7].

The use of a chalcogenide selector layer instead of a transistor in the Optane<sup>(R)</sup> memory revolutionised the technology and sparked a new interest in the OTS process. Especially so after the demonstration in 2022 [8] of polarization dependent OTS. In this case, the threshold voltage for a subsequent switching cycle depends on the polarity of the voltage used for the

previous switching. In other words, the selector material itself possesses internal memory. Based on this finding, a new kind of memory devices, called selector-only memory (SOM), are now actively investigated by the world leading memory giants. One of the important parameters that characterises a SOM device is a memory window, namely, a difference between threshold voltages needed to switch a device with voltages of the opposite polarities.

In this talk, we demonstrate that one of the leading candidate materials, GeSe, when used in as-deposited state in a SOM device, exhibits a rapid degradation of the leakage current in the OFF state. We further show that initial crystallization of the layer and its subsequent re-amorphisation by the first-fire pulse result in a substantial improvement of the leakage current, but at the same time leads to a decrease of the memory window. The structure of the as-deposited amorphous and reamorphised films was investigated using Angstrom beam electron diffraction (ABED), which demonstrated a significant increase of the local order of the re-amorphised film and the concomitant decrease in the diffusion coefficient. We propose a chalcogen specific atomistic model to describe the conventional OTS and polarity-dependent OTS, which also provides an explanation of the observed results.

The present work has been supported by a joint research grant funded by the Russian Science Foundation (25-49-00103) and the National Natural Science Foundation of China (W2412084).

[1] Б.Т. Колумиец, Н.А. Горюнова. *ЖТФ* **25**, 984 (1955)

[2] S.R. Ovshinsky, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1450 (1968)

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

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

[5] K. Shportko et al., *Nature Materials* **7**, 653 (2008)

[6] Y. Zheng et al., *Adv. Sci.* **11**, 2301021 (2024)

[7] Lazarenko, P. et al. *Acta Materialia* **234**, 117994 (2022).

[8] Ravsher T, et al. *Polarity-dependent threshold voltage shift in ovonic threshold switches: Challenges and opportunities. 2021 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 28.24.21-28.24.24 (2021).

## Никелаты: новый класс высокотемпературных сверхпроводников

Леонов И.В.

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

В настоящее время одним из актуальных направлений в физике конденсированного состояния вещества являются исследования, связанные с описанием свойств соединений с сильными кулоновскими корреляциями. В данных системах наблюдается сложная взаимосвязь между спиновыми, зарядовыми, орбитальными и решеточными степенями свободы, что приводит к аномальному поведению их физических свойств, обширному многообразию фаз и эффектов упорядочений. Одним из активно развивающихся направлений является направленный поиск в данных системах высокотемпературной сверхпроводимости по аналогии с ВТСП соединениями на основе меди и железа. В связи с этим огромный интерес вызвало открытие сверхпроводимости в слоистых фазах никелатов: в 2019 г. сверхпроводимость с критической температурой  $T_c \sim 14$  К была экспериментально обнаружена в дырочно-легированных бесконечно-слоистых пленках  $RNiO_2$  ( $R = \text{PЗМ, Sr, Ca}$ ) [1,2]. При этом, в 2023 г. было показано, что  $T_c$  достигает  $\sim 80$  К и 20-30 К в моно- и поликристаллических образцах структурных фаз Раддлесдена-Поппера  $\text{La}_{n+1}\text{Ni}_n\text{O}_{3n+1}$  с  $n = 2$  и 3, соответственно, под давлением  $\sim 20$  ГПа [3,4]. В данном докладе будет представлен обзор экспериментальных и теоретических данных по данной тематике. В частности, будут представлены результаты численного моделирования особенностей электронного строения, поверхности Ферми и магнитных свойств нормальной фазы, обсуждается роль корреляционных эффектов и коллективных возбуждений [5-8]. Полученные результаты свидетельствуют о критической важности электрон-электронных корреляций (спиновых и зарядовых страйп флуктуаций) для описания

свойств нормальной фазы и сверхпроводящего состояния данного нового класса ВТСП соединений на основе никеля.

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках проекта РНФ № 25-12-00416.

- [1] D. Li et al., *Nature (London)* **572**, 624 (2019),
- [2] M. Osada et al., *Adv. Mater.* **33**, 2104083 (2021),
- [3] H. Sun et al., *Nature* **621**, 493 (2023),
- [4] Y. Zhu et al., *Nature* **631**, 531 (2024),
- [5] I. Leonov et al., *Physical Review B* **101**, 241108(R) (2020),
- [6] K.G. Slobodchikov I. Leonov, *Physical Review B* **106**, 165110 (2022),
- [7] D.A. Shilenko, I.V. Leonov, *Physical Review B* **108**, 125105 (2023),
- [8] I.V. Leonov, *Physical Review B* **109**, 235123 (2023).

# Interplay of superconductivity and altermagnetism in hybrid systems

Mel'nikov A.S.<sup>1,2</sup>, Vasiakin M.M.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudnyi, Moscow region, 141701 Russia*

<sup>2</sup>*Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia*

<sup>3</sup>*L. D. Landau Institute for Theoretical Physics RAS, 142432 Chernogolovka, Russia*

In this talk we start from an overview of basic properties of the recently discovered new type of magnetic ordering called altermagnetism. For these systems the exchange field acting on the conducting electrons is known to be momentum dependent which can result in rather unusual transport properties. In particular, one can expect strong influence of such exchange field anisotropy on the proximity effect and related interplay between the superconducting and magnetic ordering in different hybrid systems. Here we focus on the effect of disorder on the above interplay and analyze the influence of normal scattering on superconducting phase diagram in superconductor-altermagnet bilayers. Scattering on non-magnetic point impurities is shown to result in a strong enhancement of superconducting critical temperature ( $T_c$ ) due to the averaging of momentum-dependent exchange field induced by altermagnetic layer.

We derive the Usadel equation for the dirty limit and find out that the joint effect of the altermagnetic exchange field and nonmagnetic potential scattering is similar to the effect of magnetic impurities with an easy axis along the altermagnetic Neel vector. The origin of these phenomena is shown to be related to the Dyakonov-Perel mechanism of spin relaxation. The above analogy leads to a number of curious implications. First of all, using the Abrikosov-Gor'kov approach it is possible to immediately obtain

a complete phase diagram and energy dependence of density of states. Depending on impurity concentration, there are three possible phases: normal phase, gapless superconducting phase and gapped superconducting phase. The uniaxial anisotropy determined by the Neel vector of the altermagnet could be detected, e.g., by the Knight shift measurements in NMR experiments.

Similar phenomena of superconducting  $T_c$  enhancement reveal itself for superconductivity nucleation near different boundaries and sample edges. We analyze, in particular, the mechanism of stimulation of the edge superconductivity due to the scattering of quasiparticles at the edge which partially suppresses the depairing effect of the exchange field. The inclusion of additional magnetic scattering may lead to the non-monotonic behavior of  $T_c$ .

Finally, we focus on the generalization of the Ginzburg-Landau theory caused by the altermagnetic exchange field effects and apply this modified phenomenological theory for the analysis of magnetic properties. The interplay of the Zeeman effect and altermagnetic exchange field results in the magnetic field dependence of the effective mass anisotropy which affects both the structure and dynamics of the vortex matter.

This work was supported by the Russian Science Foundation (Grant No. 25-12-00042).

## Валентные состояния 3d-переходных металлов в литиевых ортофосфатах

Ромашко П.Е., Проскурнина Н.В., Урусова Н.В., Сёмкин М.А.

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

Соединения на основе твердого раствора  $\text{LiNi}_{1-x}\text{Co}_x\text{PO}_4$  ( $x = 0 - 1$ ) являются перспективными катодными материалами для литий-ионных аккумуляторов. Методами рентгеновской дифракции, нейтронного рассеяния, комбинационного рассеяния света и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии [1] исследовано структурное состояние системы  $\text{LiNi}_{1-x}\text{Co}_x\text{PO}_4$ .

Применение данного комплекса методик измерений показало, что 3d-переходные металлы в октаэдрическом окружении в литиевых ортофосфатах могут находиться в трех валентных состояниях +2, +3 и +4. Вероятность их перехода из основного высокоспинового состояния +2 в низкоспиновое состояние +3 увеличивается по мере замещения никеля кобальтом в  $\text{LiNi}_{1-x}\text{Co}_x\text{PO}_4$  и может происходить вследствие образования вакансий в литиевой подрешетке. При этом фосфатные тетраэдры выступают в роли стабильных лигандов, обеспечивающих структурную устойчивость соединений. Эффективное накопление заряда в катодных материалах на основе  $\text{LiNi}_{1-x}\text{Co}_x\text{PO}_4$  обеспечивается за счёт окислительно-восстановительных пар  $\text{Co}^{2+}/\text{Co}^{3+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}/\text{Ni}^{3+}$  и  $\text{Co}^{3+}/\text{Co}^{4+}$ .

Наблюдаемые особенности электронной структуры необходимо учитывать при описании суммарного магнитного момента 3d-переходных металлов в соединениях  $\text{LiNi}_{1-x}\text{Co}_x\text{PO}_4$  как по результатам макроскопических магнитных измерений, так и по результатам магнитной нейтронографии.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

[1] M. Kumar Rajesh et al., *Solid State Commun.*, **404**, 116090 (2025).

## О максимальной температуре сверхпроводящего перехода в системе электронов и фононов

Садовский М.В.

*ИЭФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 106*

Открытие практически комнатнотемпературной сверхпроводимости в широком классе гидридов (в условиях мегабарных давлений) обострило *теоретический* вопрос о возможной верхней границе температуры сверхпроводящего перехода в металлах с электрон — фононным механизмом куперовского спаривания. Мы проведем краткий обзор существующих работ, посвященных решению этого вопроса [1-6]. Рассмотрение проводится, в основном, на основе анализа уравнений Элиашберга, в области перехода от слабой к сильной связи [1], с учетом возможных ограничений на величину спаривательной константы связи, связанных с разного рода неустойчивостями в системе. В частности, такие ограничения возникают в связи с возможной неустойчивостью, возникающей при анализе электронного вклада в теплоемкость [2,3].

Весьма общее выражение для верхнего предела температуры сверхпроводящего перехода может быть найдено в виде некоторой комбинации фундаментальных физических констант [4-6]. В частности, в работах [5,6] такое выражение было получено в пределе очень сильной связи из уравнений Элиашберга:

$$T_c^* \sim \frac{0.2}{r_s} \sqrt{\frac{m}{M}} \alpha^2 m c^2 = \frac{0.2}{r_s} \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{m e^4}{\hbar^2} = \frac{0.2}{r_s} \sqrt{\frac{m}{M}} \text{Ry}$$

где  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $M$  — масса иона,  $r_s$  представляет собой безразмерное межэлектронное расстояние (в единицах боровского радиуса) и введено обычное обозначение для постоянной тонкой структуры, а постоянная Ридберга  $\text{Ry} = 13.6 \text{ eV}$ .

Принимая для случая металлического водорода значение  $M$  равным массе протона и  $r_s=1$  немедленно получаем  $T_c^* \sim 650$  К. В тоже время, нельзя не отметить, что в простейшей модели «желе» (слабая связь!) для металлического водорода получаются гораздо более пессимистические оценки  $T_c$  [7]. Это обстоятельство подчеркивает важность учета реальной кристаллической структуры гидридов и недостаточность приближения слабой связи. Нельзя не отметить, что в реальных экспериментах на гидридах под высоким давлением всегда реализуется достаточно сильная связь, а полученные рекордные значения температуры сверхпроводящего перехода не так уж далеки от предложенного теоретического предела.

[1] М.В. Садовский. УФН, **192**, 773 (2022),

[2] D.V. Semenov, B.L. Altshuler, E.A. Yuzbashyan.

*Adv. Mater.* 2025, 250701.

[3] D.V. Semenov, B.L. Altshuler, E.A. Yuzbashyan. *Phys. Rev. Lett.* **135**, 026503 (2025)

[4] K. Trachenko, D. Monserrat, M. Hutcheon, C.J. Pickard

*J. Phys. Condens. Matter.* **37**, 165401 (2025)

[5] М.В. Садовский. Письма в ЖЭТФ, **120**, 214 (2024),

[6] M.V. Sadovskii. *J. Supercond. Nov. Magn.* (в печати),

ArXiv:2506.19326,

[7] D. Van der Marel, C. Berthod. *Newton* 1, 100002 (2025)

## Низкочастотный долинный фотогальванический эффект в полуметаллах Вейля

Снегирев А.В.<sup>1,2</sup>, Ковалев В.М.<sup>1,3</sup> Энтин М.В.<sup>1</sup>

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

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

<sup>3</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630072, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Полуметаллы Вейля - относительно новый класс соединений, привлекающий исследователей своими оптическими, транспортными и топологическими свойствами [1,2]. Эти свойства обусловлены их необычной зонной структурой: валентная зона и зона проводимости соприкасаются в нескольких точках зоны Бриллюэна, называемых точками Вейля. Количество этих точек всегда чётное, и спектр вблизи них линейный и может иметь различный наклон. Данные соединения классифицируются по наклону спектра вблизи точки Вейля. Малый наклон и, соответственно, нулевая плотность состояний в точке Вейля соответствует типу I. Если наклон большой, и плотность состояний не зануляется в точке Вейля, то полуметалл соответствует типу II [3].

Вследствие симметрии по отношению к отражению времени, имеется чётное количество точек Вейля, и спектр во всей зоне Бриллюэна чётный. Однако, в отдельной точке Вейля (отдельной долине) спектр асимметричен, что может приводить к направленному току при освещении светом различной поляризации.

Данная работа посвящена теоретическому описанию токов, возникающих в полуметаллах Вейля под действием света малой частоты (фотогальванический эффект (ФГЭ)). Рассматривается только одна заполненная долина с энергией Ферми выше точки Вейля. С помощью кинетического уравнения Больцмана рассчитывается ток, вызванный внутрizonными переходами этих электронов под действием внешнего

излучения, при этом имеются принципиальные различия случаев двух типов полуметаллов Вейля.

В первой части работы рассматриваются полуметаллы Вейля типа I. В этом случае спектр вблизи точки Вейля имеет форму наклонного конуса. В этом случае, в отличие от систем с симметричным спектром, интеграл упругих столкновений с примесями смешивает различные гармоники функции распределения. Был рассчитан ФГЭ в первом порядке по параметру наклона конуса. Возникает три вклада в фототок: не зависящий от поляризации падающего света, зависящий от линейной и циркулярной поляризации.

Во второй части рассматриваются полуметаллы Вейля типа II, при этом вблизи точки Вейля возникают электронные и дырочные карманы, рассматривается ФГЭ с участием электронов в данном кармане вблизи минимума зоны проводимости. Спектр в этой области близок к параболическому с линейной и кубической анизотропией. Был рассчитан вклад, линейный по двум параметрам анизотропии, как и в предыдущем случае, возникают три различных поляризационно-зависимых вклада.

Таким образом, продемонстрировано, что в полуметаллах Вейля возможен долинный ФГЭ, обусловленный анизотропией спектра вблизи точек Вейля.

Работа выполнена при поддержке фонда развития теоретической физики и математики «Базис».

[1] Armitage, N. et al., *Reviews of Modern Physics* 90.1 (2018): 015001.

[2] Chiu et al. *Reviews of Modern Physics* 88.3 (2016): 035005.

[3] McCormick . et al *Physical Review B* 95.7 (2017): 075133.

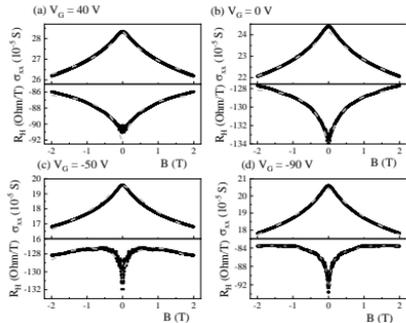
## Управление многоканальным электронным транспортом в транзисторных структурах на основе пленок трехмерных топологических изоляторов $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$

Степина Н. П.<sup>1</sup>, Баженов А. О.<sup>1,2</sup>, Шумилин А. В.<sup>3</sup>, Ненашев А. В.<sup>1,2</sup>,  
Кириенко В. В.<sup>1</sup>, Аксенов М. С.<sup>1</sup>, Жданов Е. Ю.<sup>1,2</sup>, Ищенко Д. В.<sup>1</sup>,  
Терещенко О.Е.<sup>1,2,1</sup> *ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*

<sup>2</sup>*НГУ 630090, Новосибирск, ул. Пирогова 1*

<sup>3</sup>*Universitat de Val`encia, 46980 Paterna, Spain*

Исследовано магнитосопротивление и нелинейный эффект Холла, настраиваемые затвором, в тонких пленках  $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$  (BSTS), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке Si (111). Для всех значений напряжений на затворе обнаружено положительное магнетосопротивление, которое не насыщается вплоть до высоких магнитных полей. Высокополевая часть магнетосопротивления 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. Коэффициент Холла демонстрирует отчетливое нелинейное поведение, контролируемое



*Рис. 1. – Экспериментальные зависимости магнетосопротивления и коэффициента Холла (черные символы) и аппроксимация (серые линии) в рамках предложенной модели.*

напряжением на затворе: увеличение на  $\sim 2\text{--}3\%$  в слабом поле ( $B \sim 0.5$  Тл), противоположные наклоны для положительных и отрицательных смещений на затворе в более сильных полях и существенное изменение при больших отрицательных напряжениях на затворе ( $\sim -90$  В). Совместный анализ зависимостей магнетосопротивления и нелинейного эффекта Холла от напряжения на затворе демонстрирует комбинированный эффект топологических поверхностных состояний, тривиальных объемных состояний, дырок в инверсионном слое и эффекта открытия зеемановской щели при наличии энергетического беспорядка, когда уровень Ферми находится вблизи точки Дирака. Из-за существования нескольких групп носителей заряда квантовые поправки к проводимости проявляются не только в магнетосопротивлении, но и в эффекте Холла. Наша модель количественно воспроизводит зависимость как продольного, так и холловского сопротивления от затвора, что позволяет определить концентрации и подвижности всех участвующих типов носителей заряда.

Работа выполнена в рамках госзадания министерства науки и высшего образования FWGW-2025-0023.

## Квантовые осцилляции и поверхность Ферми в топологическом полуметалле $WTe_2$

Фоминых Б.М., Первалова А.Н., Байдак С.Т., Лукоянов А.В.,  
Наумов С.В., Марченкова Е.Б., Марченков В.В.

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

Проведены комплексные исследования поверхности Ферми и транспортных свойств высокочистого монокристалла топологического полуметалла Вейля  $WTe_2$ . Экспериментально установлено, что  $WTe_2$  находится в состоянии, близком к электронно-дырочной компенсации, с большими значениями магнитосопротивления и подвижности носителей тока. Из анализа осцилляций Шубникова-де Гааза выделено три характерные частоты, соответствующих различным карманам на поверхности Ферми, а также определены такие параметры электронной структуры, как эффективные массы носителей тока и температура Дингла. Используя данные эксперимента, выполнены расчеты электронной структуры методом DFT+U+SOC. Предложена модель поверхности Ферми и показано, что внутри ее дырочных карманов имеются точки Вейля. Это представляет особый интерес для понимания топологических свойств  $WTe_2$ . Полученные фундаментальные знания важны для практического применения этого материала в спинтронике и сверхбыстрой электронике. Результаты работы представлены в [1].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 24-72-00168)

[1] B.M. Fominykh et al., *Journal of Alloys and Compounds*, **1039**, 182966 (2025)



# Структура и свойства объемных полупроводников

---

Structure and properties of bulk semiconductors

## **Диагностика кристаллического состояния гетероструктур ртутьсодержащих теллуридов методами генерации второй гармоники**

Ступак М.Ф.<sup>1</sup>, Дворецкий С.А.<sup>2</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>2</sup>,  
Макаров С.Н., Елесин А.Г.

<sup>1</sup>*КТИИП СО РАН, 630058, Русская, 41*

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

Возникающие напряжения при выращивании гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) и при охлаждении в значительной степени определяют их кристаллическое состояние и, соответственно, физические свойства. Большие напряжения при их релаксации приводят к появлению большой плотности дефектов, которые ухудшают параметры ГЭС и не могут быть использованы для создания приборов. Напротив, создание напряженного состояния в многослойных ГЭС, таких как сверхрешетки (СР) и квантовые ямы КЯ, позволяют создавать новое качество для создания квантовых приборов. ГЭС на основе ртутьсодержащих теллуридов (РСТ) и соединений  $A_2B_6$ , которые имеют широкое применение в области микро- и фотоэлектроники для излучателей и детекторов. Для обеспечения высокого качества материалов проводится изучение структурного состояния кристаллической решетки таких соединений. Метод дифракции рентгеновского излучения по положению дифракционных пиков в спектрах и/или при построении карт обратной решетки определяет кристаллическое состояние ГЭС, СР и КЯ РСТ, и их деформационные свойства с высокой точностью. Эффект генерации второй гармоники (ГВГ) в нелинейных кристаллах стимулировал развитие простых и быстрых методов диагностики кристаллической структуры, имеющих преимущество при получении экспрессной информации.

В предлагаемом докладе представлены результаты детальных ис-

следований при использовании нелинейно-оптического стенда структурного совершенства кристаллической структуры слоев нелегированных и легированных индием HgCdTe различного состава, HgTe, CdTe и подложек (013) GaAs в составе различных ГЭС, выращенных методом МЛЭ, как методами измерений азимутальной зависимости (АЗ) сигнала ГВГ, так и нуль методом на основе фазового синхронизма.

Методом ФЗ сигнала ГВГ выявлено отклонение ориентации подложек GaAs и буферных слоев CdTe/ZnTe/GaAs (013) выявлены отклонения от ориентации (013) до 1–3 угл. град. и до ~8 угл. град. в плоскости роста и до ~5 угл. град. в направлении роста, связанных с возникновением напряжений за счет большого рассогласованием параметров решетки слоев в ГЭС. Найдено соответствие в методе (АЗ) интенсивности сигнала ГВГ и FWHM рентгеновской кривой качания при определении оптимального соотношения Cd/Te для выращивания ГЭС CdTe высокого структурного совершенства. Наблюдаемая асимметрия минимумов сигнала ГВГ связана с напряжениями в подложках GaAs. Определено, что компоненты тензора нелинейной восприимчивости  $\chi_{xyz}(\omega)$  HgCdTe на порядок превосходят компоненты тензора в CdTe и GaAs. Наблюдение повышенного шума в минимумах АЗ слоев узкозонных слоев HgCdTe позволил определить присутствие разориентированных микроучастков, как центры рекомбинации неосновных носителей заряда, наличие которых снижает время жизни.

Пространственное измерение сигнала ГВГ показал сложное распределение напряжений в слоях РТС и подложках GaAs.

В легированных индием широкозонных слоях HgCdTe определена предельная концентрация индия, определяющая равномерное распределение и минимальную величину напряжений. С помощью нуль метода были выявлены и определены величина напряжений в варизонных слоях HgCdTe и слоях HgTe. В последнем случае определены критическая толщина и величина напряжений в псевдоморных и релаксированных слоях HgTe.

## Транспорт дырок в CVD плёнках монокристаллического алмаза с бором

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

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

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

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

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

Исследована проводимость пленок монокристаллического алмаза при температурах 74 - 800 К в электрических полях до  $5 \cdot 10^5$  В/см. Изучались номинально нелегированные эпитаксиальные алмазные плёнки толщиной 10 мкм, выращенные методом газофазного химического осаждения (CVD) на подложках с кристаллографической ориентацией (100), сильно легированных бором ( $\sim 2 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>). Подложки были вырезаны из синтетических монокристаллов алмаза (p+-тип), синтезированных методом высокого давления / высокой температуры (HPHT). CVD синтез монокристаллических алмазных пленок проводили в плазме смеси метана и водорода, созданной излучением магнетрона с частотой 2,45 ГГц. Сильно легированная алмазная подложка служила также электрическим контактом к тонкой нелегированной плёнке.

Образцы обладали проводимостью p-типа, которая определялась акцепторной примесью бора [1]. Температурная зависимость проводимости  $\sigma$  в интервале температур 300-500 К соответствовала активационному закону, однако энергия активации значительно превышала энергию ионизации акцепторов бора  $\epsilon_i = 0.37$  эВ. При высоких температурах ( $T$ ) зависимость  $\sigma(T)$  насыщается из-за истощения примеси за счет термической ионизации.

При полях до  $\sim 0.5$  кВ/см вольтамперные характеристики линейны и симметричны в обеих полярностях, что демонстрирует омичность контактов. При дальнейшем увеличении напряжения наблюдается

сильный рост тока, вызванный ионизацией бора электрическим полем. Показано, что ионизация примеси бора в наших образцах вызвана увеличением термоэлектронной эмиссии за счет эффекта Френкеля-Пула – понижения потенциала примеси в электрическом поле [2].

Обнаружено, что в слабых полях концентрация свободных дырок крайне мала из-за того, что акцепторы сильно компенсированы. Степень компенсации составляла  $10^{-3}$  -  $10^{-4}$ , т.е. концентрации доноров и акцепторов совпадают с точностью до третьего-четвертого знака. С помощью направленного легирования такую компенсацию получить практически невозможно, поэтому, естественно, следует вывод, что существует самокомпенсация примесей в процессе CVD роста алмазных пленок на сильно легированной подложке. Предложен возможный механизм такой самокомпенсации.

Практически полная компенсация примесей приводит к возникновению кулоновского случайного потенциала большой амплитуды [3, 4]  $\gamma \approx 0.2$  эВ, из-за чего энергия активации сильно возрастает до величины  $\sim \epsilon_i + \gamma$ .

Наблюдаемые аномалии проводимости (большая энергия активации и малая концентрация проводящих дырок, а также отсутствие ударной ионизации в сильном поле) связываются с возникновением случайного потенциала большой амплитуды, что подтверждается проведенными оценками.

[1] Н.Б. Родионов, А.Ф. Паль, А.П. Большаков, В.Г. Ральченко, Р.А. Хмельницкий, В.А. Дравин, С.А. Мальхин, И.В. Алтухов, М.С. Каган, С.К. Папроцкий, *Радиотехника и электроника* **63**, 750 (2018)

[2] J. Frenkel, *Phys. Rev.* **54**, 647 (1938)

[3] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, *ЖЭТФ* **60**, 867 (1971)

[4] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, § 27. Наука, М. (1979)

## Поверхностные электрические и транспортные свойства пленок PbS, легированных йодом, кобальтом и никелем

Павлова А.Ю.<sup>1</sup>, Чарикова Т.Б.<sup>1</sup>, Заборницын Р.С.<sup>1</sup>,  
Поздин А.В.<sup>2</sup>, Маскаева Л.Н.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup>УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, ул. Мира, 19, г. Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup>Уральский институт ГПС МЧС России, 620062, ул. Мира, 22, г. Екатеринбург, Россия

Разработка недорогих, но эффективных материалов является важной задачей в современной оптоэлектронике. Достаточно изученными, но перспективными фотовольтаическими материалами остаются полупроводники A<sup>1</sup>BV<sup>6</sup>I. Среди них важное место занимает сульфид свинца (PbS), который обладает высокой квантовой эффективностью, большим борновским радиусом экситона с большим временем жизни и высоким коэффициентом пропускания в диапазоне от видимого до ближнего инфракрасного излучения.

Одним из методов улучшения полупроводниковых и фотоэлектрических свойств пленок PbS является легирование путем введения добавок в реакционную смесь при химическом осаждении [1].

В работе [2] нами было показано, что введение добавки галогена I

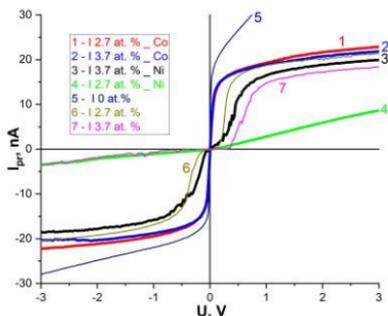


Рис. 1. – Локальные ВАХ для пленок PbS(I), содержащих кобальт (1-2) и никель (3-4).

при получении пленок PbS приводит к изменению формы кристаллитов на более округлую и постепенному уменьшению их размера с увеличением содержания йода. Что в свою очередь влияет на оптические и фотоэлектрические свойства. Так же нами было выяснено, что оптимальной по полупроводниковым и фоточувствительным свойствам является пленка PbS(I) с концентрацией йода 2.7 ат. %. Так же известно, что легирование ионами металлов позволяет добиться улучшения проводимости и расширения запрещенной зоны пленок PbS [3]. Поэтому целью настоящей работы стало исследование поверхностных электрических, транспортных и магнитных свойств пленок PbS(I) с концентрацией йода 2.7 и 3.7 ат. %. при введении во время их осаждения добавок Co и Ni.

Методом атомно-силовой микроскопии было выявлено, что введение Ni и Co в пленки PbS(I) не влияет существенно на их морфологию и размер и форму зерен, одновременно влияя на локальные поверхностные вольт-амперные характеристики (ВАХ). Вид локальных ВАХ пленок PbS(I) с содержанием йода  $\geq 2.7$  ат% является выпрямляющим, и остается таким при добавлении Ni. Добавление же Co в процесс осаждения меняет вид локальных ВАХ на выпрямляющий (рис.1).

Так же были измерены температурные зависимости удельного сопротивления пленок PbS(I) с различным содержанием йода и добавками Co и Ni. Увеличение удельного сопротивления с понижением температуры свидетельствует о наличии прыжкового механизма переноса носителей заряда.

Магнитные измерения показали слабые ферромагнитные свойства пленок PbS(I) с Co и Ni.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

[1] K. Rakesh, et al., *Appl. Surf. Sci.* **14**, 809 (2003).

[2] L.N. Maskaeva, et al., *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **26**, 10641 (2024).

[3] S. Ravishankar, et al., *Optik*, **134**, 121 (2017).

## Индукцированная СТМ-зондом электролюминесценция в полупроводниковых гетероструктурах GaAs/AlGaAs

Плетнёв В.В.<sup>1,2</sup>, Рожков С.А.<sup>1,2</sup>, Кырова Е.Д.<sup>1</sup>, Ищенко Д.В.<sup>1,2</sup>,  
Микаева А.С.<sup>1,2</sup>, Голяшов В.А.<sup>1,2</sup>, Логинов А.Б.<sup>3,4,5</sup>, Логинов Б.А.<sup>3,4</sup>,  
Терещенко О.Е.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирская область, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup>НИУ МИЭТ, <sup>4</sup>АО Завод ПРОТОН, 124498, г.Москва, г.Зеленоград, пл. Шокина д.1

<sup>5</sup>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы д.1

На сегодняшний день эффект хирально-индуцированной спиновой селективности (ХИСС) представляет значительный интерес как для фундаментальных, так и прикладных исследований. Суть эффекта состоит в проявлении энантиомерами хиральных молекул (пары стереоизомеров с симметрией зеркального отражения) свойств спиновой селективности. Показатель степени спиновой селективности в таких структурах достигает необъяснимых теорией 50-80%[1], что, в свою очередь, позволяет задуматься о создании спин-зависимых устройств на их основе. Методика сканирующей туннельной спектроскопии (СТС) позволяет показать, что данное свойство проявляется в одиночных молекулах, что исключает влияние межмолекулярных взаимодействий. Большой вклад в измерение спиновой селективности в хиральных молекулах с помощью методики СТС может вносить, так называемый, поверхностный магнетизм (спин-интерфейс) от магнитной подложки. Использование полупроводниковой подложки позволит проводить измерения поляризованной электролюминесценции, исключив

влияние ферромагнитных слоев на степень поляризации.

Наличие спин-отщепленной валентной зоны в полупроводниковых гетероструктурах на основе соединений  $A_3B_5$  позволяет наблюдать циркулярную поляризацию люминесценции при инжекции спин – поляризованных электронов. [2] Для инжекции спин – поляризованных электронов используется ферромагнитный СТМ зонд. Эксперименты по измерению степени поляризации СТМ-индуцированной электролюминесценции GaAs(001) показывают степень поляризации порядка 40% для минимальных энергий инжектируемых электронов.[3]

В данной работе отечественный воздушный СТМ марки «СММ-2000» адаптирован под оптические измерения. Измерена интенсивность электролюминесценции в зависимости от величин туннельного тока и энергии инжектируемых электронов. В качестве ферромагнитного зонда используется зонд с ферромагнитным покрытием Pt/Co/Pt. Планируется провести калибровку системы, используя магнитный барьер Шоттки. Поскольку степень поляризации электронов с ростом энергии резко уменьшается по причине спиновой релаксации [3], схема измерения поляризованной электролюминесценции оптимизируется под минимальные энергии инжекции электронов. Для этого модернизируется оптическая схема регистрации сигнала для работы в режиме счёта одиночных фотонов, включая пространственное разрешение.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 25-62-00004.

[1] *Giaconi, Niccolò, et al. "Spin polarized current in chiral organic radical monolayers." Journal of Materials Chemistry C 12.27 (2024): 10029-10035.*

[2] *Rusetsky, V. S., et al. "New spin-polarized electron source based on alkali antimonide photocathode." Physical review letters 129.16 (2022): 166802.*

[3] *Alvarado, Santos F., and Philippe Renaud. "Observation of spin-polarized-electron tunneling from a ferromagnet into GaAs." Physical review letters 68.9 (1992): 1387.*

## Нерезонансное микроволновое поглощение в топологическом изоляторе $\text{Bi}_{1.06}\text{Sn}_{0.04}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$

Эндерова Т.Н., Сахин В.О., Гимазов И.И., Куковицкий Е.Ф.,  
Таланов Ю.И.

*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского  
ФИЦ Казанский научный центр РАН, 420029, Казань, Сибирский  
тракт*

Данная работа посвящена исследованию транспортных свойств слоистых кристаллов  $\text{Bi}_{1.06}\text{Sn}_{0.04}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  (BSSTS). Эти кристаллы относятся к топологическим изоляторам (ТИ) с низкой концентрацией носителей тока в объеме ( $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) [1]. Подавление объемной проводимости приводит к тому, что в разных температурных диапазонах преобладающий вклад в проводимость вносят либо объемные ( $T > 100 \text{ К}$ ), либо поверхностные ( $T < 100 \text{ К}$ ) состояния. Несмотря на то, что для практического применения ТИ важны проводящие свойства поверхностного канала проводимости, необходимо понимать свойства объемного канала проводимости, чтобы можно было разделять эффекты, связанные с каждым из них.

Для исследования транспортных свойств были использованы два метода: четырехконтактный метод измерения сопротивления на постоянном токе и высокочастотный метод – измерение нерезонансного микроволнового поглощения (МВП). Измерения МВП проводились с помощью спектрометра ЭПР BRUKER BER-418s X-диапазона ( $f = 9.4 \text{ ГГц}$ ).

В измерениях на постоянном токе в случае пропускании тока параллельно плоскости  $ab$  кристалла BSSTS  $R_{ab}(T)$  при  $T < 100 \text{ К}$  имеет металлический ход, который соответствует поверхностному каналу проводимости; при  $T > 100 \text{ К}$  имеет вид, характерный для полупроводников. Однако помимо проводимости полупроводникового типа здесь действует механизм прыжковой проводимости с переменной длиной

прыжка, как было показано в работе [2] на аналогичных образцах.

При пропускании тока вдоль оси с зависимость  $R_c(T)$  существенно отличается от  $R_{ab}(T)$ . Во-первых, при  $T < 100$  К зависимость  $R_c(T)$  принимает активационный характер, что связано с преодолением носителями тока энергетического барьера перескока между проводящими слоями в кристалле. Во-вторых, появляется дополнительный локальный максимум при температуре около 160 К. В примесных полупроводниках возникновение такого максимума в температурной зависимости сопротивления обусловлено меняющимся механизмом рассеяния (с понижением температуры собственная проводимость сменяется на примесную).

Поведение температурных зависимостей амплитуды МВП имеют те же особенности, что и результаты измерений на постоянном токе в аналогичных случаях протекания тока в образце. Однако в высокочастотных измерениях температура перехода от объемной проводимости к поверхностной выше, чем в измерениях на постоянном токе, и составляет  $\sim 150$  К, как в случае возбуждения тока в плоскости  $ab$ , так и вдоль оси  $c$ . Мы полагаем, что сдвиг максимума связан с частотной зависимостью комплексной проводимости и соотношением скорости рассеяния носителей тока и частоты измерения.

Различия в прыжковой проводимости на постоянном и переменном токе были рассмотрены в работе [3]. Используя представленную в данной работе формулу для прыжковой проводимости на переменном токе для описания наших экспериментальных данных, качественно можно убедиться, что при изменении частоты максимум действительно должен смещаться в область высоких температур.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-20153-П.

[1] S. K. Kushwaha et al., *Nature Comm.* **7**, 11456 (2016).

[2] V.O. Sakhin et al., *JETP Lett.* **4**, 239 (2022).

[3] J.C. Dyre *Phys. Lett. V. 108A*, No. 9, 457 (1985).

## Влияние сульфита натрия на фоточувствительные свойства химически осажденных пленок PbS

Боков Т.С.<sup>1</sup>, Маскаева Л.Н.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, ул. Мира, 19, г. Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский институт ГПС МЧС России, 620062, ул. Мира, 22, г. Екатеринбург, Россия

Основной задачей в настоящей работе являлось исследование фотоэлектрических характеристик тонкопленочного сульфида свинца PbS, химически осажденного тиомочевинной  $N_2H_4CS$  (поставщика ионов  $S^{2-}$ ) из плюмбитной реакционной смеси, содержащей нитрат свинца  $Pb(NO_3)_2$ , сенсibiliзирующую добавку в виде сульфита натрия  $Na_2SO_3$  и гидроксид натрия NaOH для создания щелочной среды. Осаждение пленок PbS проводили на подложки из ситалла СТ-1-50 в течение 90 мин при 298 К. Известно, что свежесозаженные пленки сульфида свинца не обладают фоточувствительностью к ИК-излучению, поэтому их подвергали дополнительной термообработке в воздушной среде в муфельной печи типа ПМ-1.0-7 при температуре 353 К с точностью поддержания температуры в зоне размещения слоев  $\pm 2$  К. Параметрами, количественно описывающими ощущение полупроводниковых пленок PbS, являлись вольтовая чувствительность  $U_S$  и темновое сопротивление  $R_T$ , комбинация которых обеспечивает возможность изготовления на их основе детекторов для среднего спектрального ИК диапазона. Измерение  $U_S$  и  $R_T$  пленок проводили на специализированном стенде К.54.410 с источником ИК-излучения в виде АЧТ с температурой 573 К при облученности чувствительного элемента  $1 \cdot 10^{-4}$  Вт/см<sup>2</sup>, частоте модуляции излучения 800 Гц и напряжении смещения 20 В. Фотоотклик регистрировали в виде падения напряжения

на согласованном нагрузочном сопротивлении. На рисунке 1 представлено влияние концентрации сульфита натрия на вольтовую чувствительность

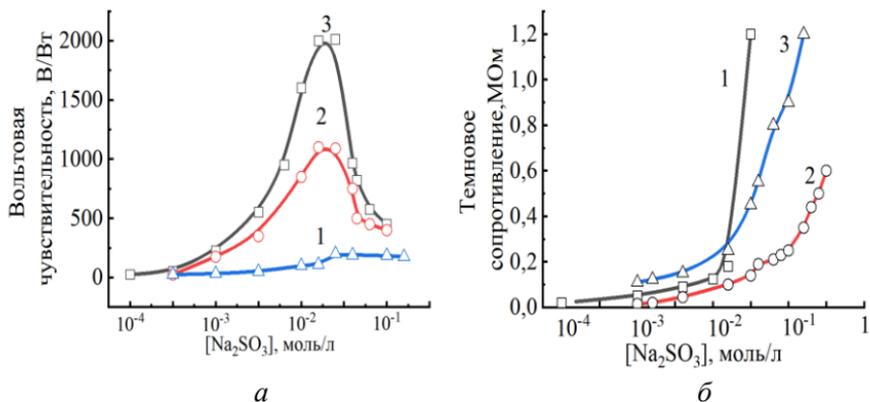


Рис.1. – Изменение вольтовой чувствительности (а) и темнового сопротивления (б) пленок PbS от концентрации Na2SO3 в растворе. Состав раствора, моль/л: Pb(NO3)2 – 0.01(1), 0.05(2,3), N2H4CS – 0.05(1), 0.25(2, 3), NaOH – 0.12(1), 0.60(2,3); 3 – пленки дополнительно термообработаны 2 ч при 80 °С.

и темновое сопротивление. Максимальная вольтовая чувствительность наблюдается при  $10^{-2} - 2.5 \cdot 10^{-2}$  Na<sub>2</sub>SO<sub>3</sub>, моль/л. Можно заметить, что термообработка полученных тонких пленок сульфида свинца позволила повысить вольтовую чувствительность примерно в 2 раза.

## Дихалькогениды переходных металлов в условиях квазигидростатического сжатия: термоэлектрические свойства

Коробейников И.В.<sup>1</sup>, Морозова Н.В.<sup>1</sup>, Усик А.Ю.<sup>1</sup>, Наумов С.В.<sup>1</sup>

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

Дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) благодаря своим уникальным свойствам обладают большим потенциалом для применения в электронной промышленности и энергетике. Приложение внешнего давления существенно влияет на электронные свойства ДПМ. В данной работе получены экспериментальные данные о термоэлектрических свойствах монокристаллических полупроводниковых ДПМ с гексагональной структурой с дырочным ( $\text{MoSe}_2$ ,  $\text{WSe}_2$ ) и электронным ( $\text{MoTe}_2$ ) типом проводимости в условиях непрерывного циклического сжатия под давлением до 12 ГПа. Измерения *in situ* проводились на микрообразцах, которые подвергались всестороннему сжатию под давлением в квазигидростатической среде при комнатной температуре. Получены данные об изменении коэффициента термоЭДС ( $S$ ) и удельного электросопротивления ( $\rho$ ) под давлением и рассчитан термоэлектрический (ТЭ) фактор мощности ( $S^2/\rho$ ) как функция от давления. Выявлено существенное повышение термоэлектрических характеристик в монокристаллах  $p$ - $\text{MoSe}_2$  и  $n$ - $\text{MoTe}_2$  под давлением.

Сжатие монокристалла  $\text{MoTe}_2$  с исходным электронным типом проводимости под давлением до 1.5 ГПа привело к существенному повышению ТЭ фактора мощности до 55 мкВт/(К<sup>2</sup>см), что может быть результатом конвергенции валентных зон. Многократное циклическое сжатие монокристаллов  $\text{MoSe}_2$  повысило величину термоЭДС и электропроводности, и позволило достигнуть максимального значения ТЭ фактора мощности, равного 77 мкВт/(К<sup>2</sup>см) под давлением 12 ГПа.

Обработка давлением монокристаллов  $p$ - $\text{MoSe}_2$  и  $n$ - $\text{MoTe}_2$  повы-

шает вклад от дырочного механизма проводимости за счет модификации дефектной структуры кристаллов, а в случае  $n$ - $\text{MoTe}_2$  приводит даже к смене типа проводимости с электронного на дырочный. Монокристаллы  $\text{WSe}_2$ , наоборот, проявляют стабильное поведение, демонстрируя воспроизводимость термоэлектрических свойств при многократном циклическом сжатии под давлением. Для полупроводников  $\text{MoSe}_2$  и  $\text{WSe}_2$  получены приблизительные оценки вариации барических коэффициентов ширины запрещенной зоны и соотношения вкладов проводимости  $p$ - и  $n$ -типа ( $\sigma_p/\sigma_n$ ).

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

## Повышение стабильности фазы высокого давления в галогенидном перовските $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$

Морозова Н.В.<sup>1</sup>, Коробейников И.В.<sup>1</sup>, Жевстовских И.В.<sup>1,2</sup>, Сарычев М.Н.<sup>2</sup>, Семенова О.И.<sup>3</sup>, Сухих Т.С.<sup>4</sup>

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

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

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

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

Металл-органические перовскиты ( $\text{ABX}_3$ , где А — органический, В — катион металла, а X — анион галогенида) представляют собой полупроводники с превосходными оптоэлектронными и фотоэлектрическими свойствами, что позволяет применять их в солнечных батареях, светодиодах, фотодетекторах. Данные о влиянии давления на материал представляет важную информацию для технологии изготовления устройств даже при атмосферном давлении, поскольку в них могут присутствовать внутренние механические напряжения из-за особенностей технологических процессов.

Методом измерений электросопротивления при сжатии под давлением до 10 ГПа обнаружено, что циклическая обработка высоким давлением монокристаллов оранжевого цвета  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$  до 5 ГПа значительно повышает электронную и структурную стабильность его кубической фазы высокого давления. Повышение механической стабильности предположительно связано с образованием новых химических связей. После многократной обработки высоким давлением обнаружено образование «чёрной фазы» в части образцов. Наши результаты на примере  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$  продемонстрировали, что с помощью обработки высоким давлением можно модифицировать гибридные перовскиты и управлять диапазонами их фазовой стабильности.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда №25-22-00804.

## **ИК спектроскопия для изучения зарядовой подсистемы в магнитных полупроводниках**

**Мостовщикова Е.В.**

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

В докладе будет показано, что изучение оптических свойств (спектров поглощения и отражения) наряду с изучением традиционных кинетических явлений является одним из основных методов получения информации об электронной структуре материалов и особенностях зарядовой подсистемы. В качестве примеров магнитных полупроводников в основном будут рассматриваться легированные манганиты редкоземельных элементов, а также хром-халькогенидные шпинели, феррит-шпинели и оксид меди.

Основной акцент при рассмотрении оптических свойств будет сделан на ближнем и среднем ИК диапазоне. Будут представлены традиционные подходы для получения данных о ширине и характере запрещенной зоны, об особенностях носителей заряда (установление зонного или поляронного характера), о наличии дырочных и/или электронных кластеров, а также продемонстрирован метод, позволяющий сделать выводы о зарядовом разделении фаз и его особенностях.

Поскольку магнитные полупроводники характеризуются тесной взаимосвязью зарядовой и магнитной подсистемы, оптические свойства этих материалов оказываются особенно чувствительны к изменению магнитного состояния при фазовых переходах или при приложении магнитного поля, что проявляется в ряде магнитооптических эффектов разной природы как на пропускании, так и на отражении света. Будет показано, что такие эффекты могут иметь значительные величины и могут использоваться в магнитооптических устройствах, работающих в ближнем ИК диапазоне, в том числе с использованием неполяризованного света.

Результаты, представленные в докладе, получены в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

- [1] Ю.И. Уханов. *Оптические свойства полупроводников. Наука* (1977),
- [2] E. Gan'shina et al. *JMMM* **300**, 62 (2006),
- [3] Ю. П. Сухоруков, и др. *ФММ* **119**, 1229 (2018),
- [4] Ю.П. Сухоруков и др. *Оптика и спектроскопия*. **116**, 954 (2014),
- [5] E.V. Mostovshchikova et al. *Phys. Rev. B* **70**, 012406 (2004),
- [6] Н.Н. Лошкарева и др. *ФТТ* **40**, 419 (1998),
- [7] А.С. Москвин и др. *ЖЭТФ* **105**, 967 (1994).

## Оптические и фотоэлектрические свойства пленок PbS:I на различных подложках

Сухоруков Ю.П.<sup>1</sup>, Мостовщикова Е.В.<sup>1</sup>, Павлов Т.Н.<sup>1</sup>, Воронин В.И.<sup>1</sup>, Маскаева Л.Н.<sup>2,3</sup>

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

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 2

<sup>3</sup>Уральский институт государственной противопожарной службы МЧС России, 620062, Екатеринбург, ул. Мира, 22

Плѐнки сульфида свинца (PbS) являются перспективным и широко применяемым материалом для различных фотоприемников видимого и ИК диапазона. Наибольший интерес представляют плѐнки PbS, полученные простым способом на различных подложках. Однако данные о фотоэлектрических и оптических свойствах таких пленок, особенно в ИК-диапазоне спектра, не достаточны. В данной работе исследованы оптические и фотоэлектрические параметры плѐнок PbS:I в диапазоне длин волн  $0.5 < \lambda < 4.0$  мкм. Проведѐн анализ величин фотоотклика от типа подложек, толщин осаждения, морфологических особенностей плѐнок и от концентрации йода (PbS:I<sub>x</sub>).

Исследуемые плѐнки PbS и PbS:I<sub>x</sub> ( $0 \leq x \leq 3.5$ ) осаждали гидроксидическим способом (CBD) на наиболее распространенные технические подложки (сапфир, стекло, кварц, ситалл) [1,2]. Морфологию поверхности и элементный состав пленок анализировали методом сканирующей электронной микроскопии. Фазовый и структурный анализ проводили рентгеновским методом.

В ходе работы были получены спектры поглощения и спектральные и частотные (модуляционные) характеристики удельной обнаружительной способности (D) пленок PbS:I<sub>x</sub> и PbS. Эволюция оптических спектров в пленках на разных подложках связана с перестройкой электронной структуры, уменьшением размеров зерен осаждѐнных плѐнок,

а также увеличением их дефектности. Смена типа подложек оказывает меньшее влияние на оптические свойства пленок, чем легирование йодом. При добавлении йода происходит коротковолновый сдвиг края поглощения в спектрах, увеличение ширины запрещенной щели ( $E_g$ ), появление примесной полосы поглощения.

В спектрах  $D(\lambda)$  пленок  $PbS:I_x$  обнаружены две основные полосы, интенсивность которых составляет  $D \sim 3 \cdot 10^9 \text{ см}(\Gamma\text{ц})^{1/2}/\text{Вт}$  при  $\lambda_1 \sim 2.1 \text{ мкм}$  ( $E_1 \sim 0.62 \text{ эВ}$ ) и  $\lambda_2 \sim 3 \text{ мкм}$  ( $E_2 \sim 0.41 \text{ эВ}$ ), что примерно на два порядка меньше, чем в промышленных фотодетекторах на основе  $PbS$ . Двухполосная форма спектра удельной обнаружительной способности  $D(\lambda)$  объясняется суперпозицией вкладов от фотопроводимости в объемах зерен (полоса  $\lambda_2$ ) и в их оболочках (полоса  $\lambda_1$ ). В то же время частота среза в пленках  $PbS:I_x$  составляет порядка  $4 \cdot 10^4 \text{ Гц}$  ( $\tau = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ ) при  $x=0$  и  $10^3 \text{ Гц}$  при  $x=3.5$ , что значительно выше частоты промышленного аналога. Это может быть связано с наличием дополнительных ловушечных уровней центров рекомбинации электронов (примесные состояния) и перестройкой зонной структуры пленок, полученных данным способом.

Полученные результаты указывают на перспективность использования CBD-пленок  $PbS$  в качестве ИК фотодетекторов с шириной рабочей частоты, на 1-2 порядка превышающей существующие промышленные образцы. Снижение чувствительности компенсируется простотой технологического процесса синтеза рабочих элементов фотодетекторов.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН. Авторы выражают признательность В.Ф. Маркову за сотрудничество.

[1] В.Ф. Марков, А.В. Шнайдер, М.П. Миронов и др., *Перспективные материалы* **3**, 28 (2008),

[2] Л.Н. Маскаева, А.В. Поздин, В.Ф. Марков и др., *Журнал технической физики* **94**, 11 1922 (2024).

## Электрические свойства пленок PbS, легированных йодом в процессе химического осаждения

Чарикова Т.Б.<sup>1</sup>, Павлова А.Ю.<sup>1</sup>, Попов М.Р.<sup>1</sup>,  
Поздин А.В.<sup>2</sup>, Маскаева Л.Н.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup>УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, ул. Мира, 19, г. Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup>Уральский институт ГПС МЧС России, 620062, ул. Мира, 22, г. Екатеринбург, Россия

Спектр применения фотодетекторов ИК-диапазона в настоящее время постоянно расширяется [1]. В качестве активных элементов для регистрации излучения ИК-диапазона перспективным в ряду узкозонных полупроводников  $A^{IV}B^{VI}$  является сульфид свинца, работа которого основана на внутреннем фотоэффекте. Развитие инфракрасной техники тесно связано с изучением явлений как в объеме, так и на поверхности полупроводников.

Целью нашей работы было выявить взаимосвязь между основными параметрами фотопринимающих устройств на основе PbS, легированных йодом (вольтовой чувствительностью  $U_s$ , постоянной времени  $\tau$  и удельной обнаружительной способностью  $D^*$ ), и параметрами твердого тела – концентрацией основных носителей заряда и временем жизни свободных носителей заряда, а также ролью и особенностями поверхностного слоя пленок в результате анализа электрофизических и вольтамперных

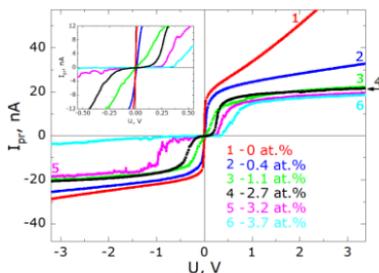


Рис.1. – Локальные ВАХ для нелегированной пленки PbS (1) и пленок PbS(I), содержащих йод, %: 0.4 (2); 1.1 (3); 2.7 (4); 3.2 (5) и 3.7 (6), при  $T = 300$  K.

характеристик.

Представлены результаты измерений объемных вольтамперных характеристик (ВАХ) и локальных поверхностных ВАХ методом атомно-силовой микроскопии пленок PbS, легированных йодом. Установлено, что объемные ВАХ как нелегированной пленки PbS, так и пленок PbS, легированных йодом, демонстрируют линейную (омическую) зависимость  $U(I)$ . Вид локальных ВАХ пленок сульфида свинца, полученных из реакционных смесей, содержащих легирующую добавку в интервале содержания йода  $0 < I \leq 1.1$  ат%, является омическим (рис.1), и становится выпрямляющим при содержании йода  $\geq 2.7$  ат%. Это связано с особенностями поверхности пленки: высота элементов рельефа и их размер уменьшаются с увеличением содержания йода, поверхность становится геометрически более однородной, уменьшается размер зерна, а их форма меняется на округлую. Содержание йода 2.7 ат% в пленках PbS является критическим: изменяется тип носителей заряда с электронов на дырки и резко снижается подвижность носителей заряда, что связано с оптимальной концентрацией акцепторных вакансий, устанавливающих равновесие концентраций электронов и дырок [2].

Увеличение содержания йода в пленках PbS приводит к нелинейным зависимостям микроскопических характеристик и фотоэлектрических параметров пленок PbS(I) - происходит резкое снижение коэффициента диффузии и увеличение времени жизни носителей заряда при содержании йода в пленке, равном 2.7 ат%. Это содержание йода в пленке сульфида свинца обеспечивает максимум вольтовой чувствительности и удельной обнаружительной способности, указывая на оптимальную концентрацию йода в пленке PbS(I).

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

[1] В. Г. Буткевич и др., *Прикладная физика*, **6**, 66 (2001).

[2] L.N. Maskaeva, et al., *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **26**, 10641 (2024).

## Содержание

### Электронные свойства низкоразмерных систем. *Electron properties of Low-Dimentional systems.*

L-1.....	38
Усиление эффекта храповика в плазменном кристалле за счёт интерференции светлых и темных мод	
<b>Поташин С.О.</b> , Горбенко И.В., Качоровский В.Ю. Enhancement of the ratchet effect in a plasma crystal due to interference of light and dark modes. S.O. Potashin, I.V. Gorbenko, V. Yu. Kachorovskii	
L-2.....	40
Нелинейные течения вязкой двумерной электронной жидкости в магнитном поле	
<b>Алексеев П.С.</b> , Семина М.А. Non-linear flows of viscous two-dimensional electron fluid in magnetic field P. S. Alekseev, M. A. Semina	
L-3.....	42
Краевой фотогальванический эффект в бесстолкновительном газе электронов	
Беспалов А.А. Edge photogalvanic effect in a collisionless electron gas Bespalov A.A.	
L-4.....	44
Квантовые эффекты и температурная зависимость спин-флоп перехода в топологическом антиферромагнитном изоляторе $MnBi_2Te_4$	
<b>Вальков В.В.</b> , Злотников А.О., Гамов А.	

	Quantum effects and temperature dependence of the spin-flop transition in the topological antiferromagnetic insulator MnBi <sub>2</sub> Te <sub>4</sub> Val'kov V.V., Zlotnikov A.O., Gamov A.	
L-5.....	Хиральные 2D экситоны в атомарно-тонких гибридных полупроводниках на основе соединений АВ <b>Васильев Р.Б.</b> Chiral 2D excitons in atomically thin hybrid semiconductors based on AПBVI compounds R. Vasiliev	46
L-6.....	Индукцированные dc-током неустойчивости и усиление оптического сигнала в плазменном кристалле Direct current-induced instabilities and optical signal amplification in plasmonic crystal Gorbenko I.V., Kachorovskii V. Yu. <b>Горбенко И.В., Качоровский В.Ю.</b>	48
L-7.....	Примесный продольный обратный магнитоэлектрический эффект в квантовой яме <b>Грунин А.Б.</b> Impurity longitudinal reverse magnetoelectric effect in a quantum well <b>Grunin A.B.</b>	50
L-8.....	Магнитофононный резонанс в структурах с квантовой ямой n-In <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As <b>Дричко И.Л.,</b> Смирнов И.Ю., Сафончик М.О., Шахов М.А., Соловьев В.А., Чернов М.Ю., Гудина С.Ю., Виниченко А.Н.	52

	Magnetophonon resonance in structures with quantum well $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	
	Drichko I.L., Smirnov I.Yu., Safonchik M.O., Shahov M.A., Solov'ev V.A., Chernov M.Yu., Gudina S.Yu., Vinchenko A.N.	
L-9	.....	54
	Электрические, спиновые и долинные токи, индуцированные структурированным светом в двумерных дираковских системах	
	<b>Дурнев М.В.</b>	
	Electric, spin and valley currents induced by structured light in 2D Dirac systems	
	M.V. Durnev	
L-10	.....	56
	Электрон-электронное взаимодействие в подвешенном ДЭГ с учётом малоуглового рассеяния	
	<b>Егоров Д.А.,</b> Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Шевырин А.А., Шкляев А.А., Бакаров А.К.	
	Electron-electron interaction in suspended 2DEG accounting the small-angle scattering	
	Egorov D.A., Pokhabov D.A., Pogosov A.G., Zhdanov E.Yu., Shevyrin A.A., Shklyayev A.A., Bakarov A.K.	
L-11	.....	58
	Гигантские осцилляции Шубникова-де Гааза с V-образными минимумами	
	<b>Жданов Е.Ю.,</b> Буданцев М.В., Сарыпов Д.И. Похабов Д.А., Бакаров А.К., Погосов А.Г.	
	Giant Shubnikov-de Haas oscillations with V-shaped minima	
	E.Yu. Zhdanov, M.V. Budantsev, D.I. Sarypov, D.A. Pokhabov, A.K. Bakarov, A.G. Pogosov	

L-12.....	60
Антиферроэлектрический переход в орторомбическом монослое Bi	
<b>Загороднев И.В.</b> , Понкратова Д.В., Еналдиев В.В.	
Antiferroelectric transition in an orthorhombic Bi monolayer	
Zagorodnev I.V., Ponkratova D.V., Enaldiev V.V.	
L-13.....	61
Сопряженный теплообмен в спутнике Cubesat U2	
<b>Каграманов Ю.А.</b> , Чибухчян С.С., Бадалян Д.К.	
Conjugate Heat Transfer in a CubeSat 2U Spacecraft	
Kagramanov Y., Chibukhchyan S., Badalyan D.	
L-14.....	63
Латеральные плазмонные кристаллы	
Горбенко И.В., Поташин С.О., <b>Качоровский В.Ю.</b>	
Lateral plasmonic crystals	
Гorbenko I. V., Potashin S.O., Kachorovskii V.Yu.	
L-15.....	65
Локализация и двумерный топологический изолятор	
Квон З.Д.	
Localization and two-dimensional topological insulator	
Kvon Z.D.	
L-16.....	67
Скачки намагниченности в наноструктурированных сверхпроводниках	
Шитов А.Е, <b>Михайлин Н.Ю.</b> , Шамшур Д.В., Волков М.П. , Кумзеров Ю.А.	
Magnetization jumps in nanostructured superconductors	
Mikhailin N.Yu., Shitov A.E., Shamshur D.V., Volkov M.P., Kumzerov Yu.A.	

L-17.....	69
<p>Электронный клапан Теслы  <b>Погосов А.Г.</b>, Сарыпов Д.И., Похабов Д.А.,          Жданов Е.Ю., Шевырин А.А., Бакаров А.К.          Electronic Tesla valve          Pogosov A.G., Sarypov D.I., Pokhabov D.A., Zhdanov          E.Yu., Shevyrin A.A., Bakarov A.K.</p>	
L-18.....	71
<p>Система вихрей Джозефсона в электронно-          легированном высокотемпературном          сверхпроводнике <math>Nd_{2-x}Ce_xCuO_4</math>  <b>Попов М.Р.</b>, Чарикова Т.Б., Барташевич А.М.,          Неверов В.Н., Шелушина Н.Г., Иванов А.А.          Josephson vortex system in a flux-flow regime in          electron doped high-Tc superconductor <math>Nd_{2-x}Ce_xCuO_4</math>          T. B. Charikova, A. M. Bartashevich, V. N. Neverov,          M. R. Popov, N. G. Shelushinina and A.A. Ivanov</p>	
L-19.....	73
<p>Холловская электронная вязкость  <b>Похабов Д.А.</b>, Егоров Д.А., Погосов А.Г., Жданов          Е.Ю., Шевырин А.А., Бакаров А.К.          Electron Hall viscosity          Pokhabov D.A., Egorov D.A. Pogosov A.G., Zhdanov          E.Yu., Shevyrin A.A., Bakarov A.K.</p>	
L-20.....	75
<p>Вязкость и проскальзывание электронной          жидкости в GaAs микросужениях  <b>Сарыпов Д.И.</b>, Похабов Д.А., Погосов А.Г.,          Жданов Е.Ю., Шевырин А.А., Бакаров А.К.,          Шкляев А.А.          Viscosity and slippage of electron fluid in GaAs          microconstrictions</p>	

Sarypov D.I., Pokhabov D.A., Pogosov A.G., Zhdanov E.Yu., Shevyrin A.A., Bakarov A.K., Shklyayev A.A.

L-21 .....77

Неразличимость одиночных фотонов, излучаемых квантовыми точками InAs/InGaAs в структурах рекордной яркости

**Серов Ю.М.**, Галимов А.И., Веретенников А.И., Вейшторг Г.П., Рахлин М.В., Клишко Г.В., Лакунцева О.Е., Седова И.В., Сорокин С.В., Салий Ю.А., Березина Д.С., Кулагина М.М., Задиранов Ю.М., Трошков С.И., Васильев А.П., Бобров М.А., Малеев Н.А., Шубина Т.В., Торопов А.А.

Indistinguishability of single-photons, emitted from InAs/InGaAs quantum dots in high-brightness structures

Serov Yu.M., Galimov A.I., Veretennikov A.I., Veyshkort G.P., Rakhlin M.V., Klimko G.V., Lakuntsova O.E., Sedova I.V., Sorokin S.V., Salii Y.A., Berezina D.S., Kulagina M.M., Zadiranov Y.M., Troshkov S.I., Vasiliev A.P., Bobrov M.A., Maleev N.A., Shubina T.V., Toropov A.A.

L-22 .....79

Высокодобротные микрорезонаторы с брэгговскими зеркалами на основе короткопериодных сверхрешёток GaAs/AlAs

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

High-Q Microcavities with Distributed Bragg Reflectors Based on GaAs/AlAs Short-Period Superlattices

Stolyarov V.A., Kurdyubov A.S., Petrov M.Yu.,  
Lozhkin M.S., Efimov Yu.P., Eliseev S.A., Lovtcius  
V.A., Trifonov A.V., Ignatiev I.V.

L-23.....81

Межзонные оптические переходы под действием  
структурированного света

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

Interband optical transitions induced by structured light  
Tarasenko S.A., Gunyaga A.A., Durnev M.V.

L-24.....82

Преломление электронов при фотоэмиссии из  
Na<sub>2</sub>KSb(Cs,Sb)-фотокаатода

Рожков С.А., Бакин В.В., **Шайблер Г.Э.**, Русецкий  
В.С., Горшков Д.В., Кустов Д.А., Голяшов В.А.,  
Альперович В.Л., Терещенко О.Е.

Refraction of electrons during photoemission from a  
Na<sub>2</sub>KSb(Cs,Sb) photocathode

Rozhkov S.A., Bakin V.V., Scheibler H.E., Rusetsky  
V.S., Gorshkov D.V., Kustov D.A., Golyashov V.A.,  
Alperovich V.L., Tereshchenko O.E.

L-25.....84

Падение холловского сопротивления при переходе  
в квантовое состояние с нулевым фактором  
заполнения в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe

**Якунин М.В.**, Алешкин В.Я., Неверов В.Н.,  
Боголюбский А.С., Попов С.Д., Туруткин К.В.,  
Попов М.Р., Павлова А.Ю., Михайлов Н.Н.,  
Дворецкий С.А.

Hall resistance drop at transition to a zero-filling-factor  
quantum state in a HgTe/CdHgTe double quantum well  
Yakunin M.V., Aleshkin V.Ya., Neverov V.N.,  
Bogolyubsky A.C., Popov S.D., Turutkin K.V., Popov  
M.R., Pavlova A.Yu., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A.

- L-26.....86
- Механизмы сбой фазы для одиночных и двойных гетеропереходов в квантовых фазовых переходах плато-плато КЭХ  
**Неверов В.Н.**, Гудина С.В., Шелушинина Н.Г., Сандаков Н.С., Попов С.Д., Якунин М.В.  
 Mechanisms of destroy phase coherence for single and double heterojunctions in quantum plateau-plateau phase transitions  
 Neverov V.N., Gudina S.V., Shelushinina N.G., Sandakov N.S., Popov S.D., Yakunin M.V.
- L-27.....88
- Квантовые фазовые переходы плато - плато в квантовом эффекте Холла. Предсказания теории и экспериментальные подтверждения  
 Гудина С. В., Неверов В. Н., Шелушинина Н.Г.  
 Plateau-to-plateau quantum phase transitions in the quantum Hall effect: Theoretical predictions and experimental observations  
 S.V. Gudina, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina
- L-28.....90
- Скейлинг в режиме квантового эффекта Холла в структуре HgTe/CdHgTe с двойной квантовой ямой  
 Брусникова А.А.  
 Scaling in the quantum Hall effect in a HgTe/CdHgTe double quantum well  
 Brusnikova AA , Gudina S.V., Neverov V.N., Shelushinina N.G., Yakunin M.V., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A.
- L-29.....92
- Магнитоплазменные фотогальванические эффекты в экранированной полосе с электронами  
**Родионов Д.А.**, Загороднев И.В.

	Magnetoplasma photogalvanic effects in a screened stripe with electrons Rodionov D.A., Zagorodnev I.V.	
L-30.....	Плазмон-поляритоны в двумерной электронной системе с боковым контактом <b>Никонов А.В.</b> , Родионов Д.А., Заболотных А.А. Plasmon-polaritons in two dimensional electron system with side contact Nikonov A.V., Rodionov D.A., Zabolotnykh A.A.	94
L-31.....	Влияние быстрого отжига на структурные и оптические свойства SiO <sub>x</sub> с нанопрослойками олова <b>Здоровейщев А.В.</b> , Юшков Д.А., Суворов М.Е., Крюков Р.Н., Зубков С.Ю., Байдусь Н.В., Ершов А.В. Effect of rapid annealing on the structural and optical properties of SiO <sub>x</sub> with tin nanolayers Zdoroveyshchev A.V., Yushkov D.A., Suvorov M.E., Kryukov R.N., Zubkov S.Yu., Baidus N.V., Yershov A.V.	96
L-32.....	The realisation of solitary superconductivity in a superconducting spin valve D. A. Arbuzov, A. A. Kamashev, N. N. Garif'yanov, Yu. N. Proshin, I. A. Garifullin	98
L-33.....	Майорановские связанные состояния в гетероструктурах киральный ферромагнетик - сверхпроводник Слободской А.С., Апостолов С.С. , <b>Бурмистров И.С.</b>	99

	Majorana bound states in chiral ferromagnet–superconductor heterostructures	
	A.S. Slobodskoi, S. S. Apostoloff, I. S. Burmistrov	
L–34.....	Mapping the softening of the breathing phonons to elucidate the structure of charge fluctuations in YBCO Caprara S.	100
L–35.....	Электрон-электронное взаимодействие в проводимости гетероструктур InGaAs/GaAs <b>Савельев А.П.</b> , Гудина С.В., Неверов В.Н., Шелушинина Н.Г. , Якунин М.В. Electron-electron interaction in conductivity of InGaAs/GaAs heterostructures Saveliev A.P., Gudina S.V., Neverov V.N., Shelushinina N.G. , Yakunin M.V.	101
L–36.....	Электронные состояния на поверхности GaAs n-типа с адсорбированными слоями цезия и кислорода <b>Верчук М.М.</b> , Хорошилов В.С., Казанцев Д.М., Рожков С.А., Альперович В.Л. Electronic states on the n-type GaAs surface with adsorbed layers of cesium and oxygen Verchuk M.M., Khoroshilov V.S., Kazantsev D.M., Rozhkov S.A., Alperovich V.L.	103
L–37.....	Поперечные плазменные моды в 2D электронных системах <b>Волков В.А.</b> TE plasma modes in 2D electron systems Volkov V.A.	105

L-38.....	106
	Плазменные колебания в сверхрешетке 2D полос Заболотных А.А. Plasma oscillations in a superlattice of 2D stripes Zabolotnykh A.A.
L-39.....	108
	Плазменные колебания в латерально- ограниченных двумерных (2D) электронных системах и не только <b>Загороднев И.В.</b> , Заболотных А.А., Родионов Д.А. Plasma oscillations in laterally confined two- dimensional (2D) electron systems and beyond Zagorodnev I.V., Zabolotnykh A.A., Rodionov D.A.
L-40.....	110
	Тонкая структура экситонов в полупроводниковых наноструктурах <b>Ивченко Е.Л.</b> Exciton fine structure in semiconductor nanostructures Ivchenko E.L.
L-41.....	112
	Аномальное квантование кондактанса точечных контактов на основе трехмерного топологического изолятора в HgTe Richter E., Barth M., <b>Козлов Д.А.</b> , Steidl J., Richter K., and Wiess D. Anomalous conductance steps in 3DTI HgTe-based QPCs Richter E., Barth M., Kozlov D.A., Steidl J., Richter K., and Wiess D.
L-42.....	114
	Флуктуации кондактанса в мезоскопических проводниках на основе сильно разупорядоченного двумерного полуметалла <b>Курмачев Д.А.</b> , Квон З.Д., Михайлов Н.Н.

	Fluctuations of conductivity in mesoscopic conductors based on a highly disordered two-dimensional semimetal	
	Kurmachev D.A., Kvon Z.D., Mikhailov N.N	
L-43	Спин-зависимое рассеяние в квантовых ямах HgCdTe с высокой электронной концентрацией <b>Сандаков Н.С.</b> , Гудина С.В., Неверов В.Н., Якунин М.В., Попов С.Д., Боголюбский А.С., Туруткин К.В., Алешкин В.Я., Михайлов Н.Н. Spin-dependent scattering in HgCdTe quantum wells with high electron concentration	116
	Sandakov N.S., Gudina S.V., Neverov V.N., Yakunin M.V., Popov S.D., Bogoliubskii A.S., Turutkin K.V., Aleshkin V.Ya., Mikhailov N.N.	
L-44	Экситон-поляритонные мультстабильности в хиральном брэгговском микрорезонаторе Дмитриева О.А., Гиппиус Н.А., <b>Тиходеев С.Г.</b> Exciton-polaritonic multistability in a chiral Bragg microcavity	118
	Dmitrieva O.A., Gippius N.A., Tikhodeev S.G.	
L-45	Неравновесная сверхпроводимость в гибридных структурах полупроводниковый нанопровод/сверхпроводник <b>Тихонов Е.С.</b> , Шпагина Е.В., Храпай В.С. Nonequilibrium superconductivity in semiconductor nanowire/superconductor hybrids	119
	Tikhonov E.S., Shpagina E.V., Khrapai V.S.	

Новые электронные явления и материалы.  
*New electronic phenomena and materials.*

- NM-1.....121  
Структуры с множественными квантовыми ямами  $Hg_{1-x}Cd_xTe/Hg_{1-y}Cd_yTe$  для ИК фотоприемников и лазеров  
**Михайлов Н.Н.**, Варавин В.С., Дворецкий С.А., Меншиков Р.В., Ремесник В.Г., Ужаков И.Н., Гавриленко В.И., Морозов С.В., Румянцев В.В., Гусаров А.В., Сусов Е.В., Войцеховский А.В., Горн Д.В., Дзядух С.М.  
Structures with multiple quantum wells  $Hg_{1-x}Cd_xTe/Hg_{1-y}Cd_yTe$  for IR photodetectors and lasers  
Mikhailov N.N., Varavin V.S., Dvoretzky S.A., Menshchikov R.V., Remesnik V.G., Uzhakov I.N., Gavrilenko V.I., Morozov S.V., Rummyantsev V.V., Gusarov A.V., Susov E.V., Voitsekhovskiy A.V., Gorn D.V., Dzyadukh S.M.
- NM-2.....123  
Взаимодействие сегнетоэлектричества и межслоевой сверхпроводимости в ван-дер-Ваальсовых бислоях  
**Анненков Д.С.**, Копасов А.А., Мельников А.С.  
Interplay of ferroelectricity and interlayer superconductivity in van der Waals bilayers  
Annenkov D.S., Kopasov A.A., Mel'nikov A.S.
- NM-3.....125  
Сопряжение магнитных скирмионов и сверхпроводящих вихрей: стабильность и управление неоднородным электрическим полем  
Симчук Н.И., Бурмистров И.С., **Апостолов С.С.**

Coupling between magnetic skyrmions and superconducting vortices: stability and manipulation with nonuniform electric field

Simchuck N.I., Burmistrov I.S., Apostoloff S.S.

NM-4.....127

Динамические свойства сверхизолирующих систем

**Миронов А.Ю.**

Dynamic properties of superinsulating systems

Mironov A.Y.

NM-5.....129

Пикоакустика слоев ван дер Ваальсовых материалов и их гетероструктур

**Кунцевич А.Ю.**, Клоков А.Ю., Фролов Н.Ю., Пугачев М.В., Шарков А.И.

Picoacoustics of Van der Waals materials layers and their heterostructures

A.Yu. Kuntsevich, A.Yu. Klokov, N.Yu. Frolov, M.V.

Pugachev, A.I. Sharkov

NM-6.....131

Топологические состояния в узкозонных полупроводниках RSbS<sub>2</sub>O

**Байдак С.Т.**, Лукоянов А.В.

Topological states in narrow gap semiconductors RSbS<sub>2</sub>O

Baidak S.T., Lukoyanov A.V.

NM-7.....132

Тяжелофермионный d-f гибрид как минимальная теоретическая модель SmB<sub>6</sub>

Бускина А.В., Зюзин В.А.

Heavy fermion d-f hybrid as a theoretical model of SmB<sub>6</sub> compound

Buskina A.V., Zyuzin V.A.

NM-8.....	134
	Генерация второй гармоники в гибридной структуре «2D нелинейный кристалл – метаповерхность»
	<b>Вяткин Е.С.</b> , Тарасенко С.А.
	Second harmonic generation in hybrid "2D nonlinear crystal – metasurface" structure
	E.S. Vyatkin, S.A. Tarasenko
NM-9.....	136
	О фазе Берри неоднородного диэлектрического ферромагнетика
	<b>Новокшенов С.Г.</b> , Ляпилин И.И.
	On the Berry phase of an inhomogeneous dielectric ferromagnet
	Novokshonov S.G., Lyapilin I.I.
NM-10.....	138
	Изучение особенностей электронной структуры поверхности пленок PbSnTe(111):In
	<b>Петякина А.С.</b> , Голяшов В.А., Терещенко О.Е.
	Study of the band structure of PbSnTe(111):In surfaces
	Petiakina A.S., Golyashov V.A., Tereshchenko O.E.
NM-11.....	140
	Влияние типа контакта провод-образец на возникновение пиков напряжения в режиме квантового эффекта Холла
	<b>Попов С.Д.</b> , Неверов В.Н., Гудина С.В., Сандаков Н.С., Туруткин К.В., Груздев Н.Б., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.
	The influence of the wire-sample contact type on the occurrence of voltage peaks in the quantum Hall effect mode
	S.D. Popov, V.N. Neverov, S.V. Gudina, N.S. Sandakov, K.V. Turutkin, N.B. Gruzdev, I.S. Vasil'evskii, A.N. Vinichenko

NM-12.....	142
	Спиновые волны в ферромагнитных пленках: безщелевая дисперсия и нутационные моды <b>Садовников А.В.</b> Gapless Spin-Wave Dispersion and Nutational Dynamics in Ferrimagnetic Thin Films Sadovnikov A.V.
NM-13.....	144
	Электронная и спиновая структура PbSnTe: от тривиального к топологическому изолятору и сверхпроводнику <b>Терещенко О.Е.</b> , Голяшов В.А., Микаева А.С., Ищенко Д.В., Супрун С.П. Electronic and spin structure of PbSnTe: from trivial to topological insulator and superconductor Tereshchenko O.E., Golyashov V.A., Mikaeva A.S., Ishchenko D.V., Suprun S.P.
NM-14.....	146
	Ступени Фиске в слоистом сверхпроводнике $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ Чарикова Т.Б., Неверов В.Н., Попов М.Р., Шелушинина Н.Г., Иванов А.А. Fiske steps in a layered superconductor $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ Charikova T.B., Neverov V.N., Popov M.R., Shelushinina N.G., Ivanov A.A.
NM-15.....	148
	Магнитный полупроводник $(Ga,Mn)As$ , легированный ионами азота <b>Здоровейщев А.В.</b> , Здоровейщев Д.А., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дудин Ю.А., Лесников В.П., Парафин А.Е., Юнин П.А., Баталов Р.И., Валеев В.Ф., Нуждин В.И.

	Magnetic semiconductor (Ga,Mn)As doped with nitrogen ions Zdoroveyshchev A.V., Zdoroveyshchev D.A., Vikhrova O.V., Danilov Yu.A., Dudin Yu.A., Lesnikov V.P., Parafin A.E., Yunin P.A., Batalov R.I., Valeev V.F., Nuzhdin V.I.	
NM-16.....	РТ-симметричная фотопроводимость в топологических изоляторах на основе HgCdTe <b>Хохлов Д.Р.</b> , Чмырь С.Н., Галеева А.В., Долженко Д.Е., Артамкин А.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Банников М.И., Данилов С.Н. PT-symmetric photoconductivity in HgCdTe-based topological insulators Chmyr S.N., Galeeva A.V., Dolzhenko D.E., Artamkin A.I., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N., Bannikov M.I., Danilov S.N., Khokhlov D.R.	150
NM-17.....	Термоэлектрические явления в наноструктурах <b>Кульбачинский В.А.</b> , Апрелева А.С., Кытин В.Г. Thermoelectric phenomena in nanostructures Kulbachinskii V.A., Apreleva A.S., Kytin V.G.	151
NM-18.....	Сверхпроводниковые квантовые технологии Астафьев О.В. Superconducting Quantum Systems Astafiev O.V.	153
NM-19.....	Сдвиг Найта в гибридных системах сверхпроводник-альтермагнетик <b>Васякин М.М.</b> , Мельников А.С. Knight shift in superconductor-altermagnet hybrid systems M.M. Vasiakin, A.S. Mel'nikov	154

NM-20.....	156
<p>Метод резонансного подпространства  для составных систем  <b>Гиппиус Н.А.</b>, Фрадкин И.М., Салахова Н.С.,  Дьяков С.А.  Resonant subspace method for composite systems  Gippius N.A., Fradkin I.M., Salakhova N.S., Dyakov  S.A.</p>	
NM-21.....	158
<p>Резистивные переключения в системах с  элементами пониженной размерности  Пшеничный В.А., Косов А.Д., Дубинина Т.В.,  <b>Дроздов К.А.</b>  Resistive switching in systems with low dimensional  elements  Pshenichnyi V.A., Kosov A.D., Dubinina T.V.,  Drozhdov K.A.</p>	
NM-22.....	160
<p>Магнитные свойства монокристаллов  галогенидных перовскитов <math>\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3</math>  <b>Жевстовских И.В.</b>, Аверкиев Н.С., Сарычев М.Н.,  Шишкин Д.А., Семенова О.И., Чарикова Т.Б.  Magnetic properties of single crystals of halide  perovskites <math>\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3</math>  Zhevstovskikh I.V., Averkiev N.S., Sarychev M.N.,  Shishkin D.A., Semenova O.I., Charikova T.B.</p>	
NM-23.....	162
<p>Recent developments in chalcogenide nonvolatile  memory devices: neuromorphic networks and selector-  only memory  <b>Kolobov A.V.</b>, Zheng Y., Shi G., Lazarenko P.I.,  Cheng Y.</p>	

NM-24.....	165
	Никелаты: новый класс высокотемпературных сверхпроводников <b>Леонов И.В.</b> Nickelates: A New Class of High-Temperature Superconductors Leonov I.V.
NM-25.....	167
	Interplay of superconductivity and altermagnetism in hybrid systems <b>Mel'nikov A.S.</b> , Vasiakin M.M. Interplay of superconductivity and altermagnetism in hybrid systems A.S.Mel'nikov, M.M. Vasiakin
NM-26.....	169
	Валентные состояния 3d-переходных металлов в литиевых ортофосфатах <b>Ромашко П.Е.</b> , Проскурнина Н.В., Урусова Н.В., Сёмкин М.А. Valence States of 3d-Transition Metals in Lithium Orthophosphates P.E. Romashko, N. V. Proskurnina, N. V. Urusova, M. A. Semkin
NM-27.....	170
	О максимальной температуре сверхпроводящего перехода в системе электронов и фононов <b>Садовский М.В.</b> On the maximal superconducting transition temperature in electron - phonon system M.V. Sadovskii
NM-28.....	172
	Низкочастотный долинный фотогальванический эффект в полуметаллах Вейля <b>Снегирев А.В.</b> , Ковалев В.М. Энтин М.В.

Low-frequency valley photogalvanic effect in Weyl semimetals

Snegirev A.V., Kovalev V.M., Entin M.V.

NM-29.....174

Управление многоканальным электронным транспортом в транзисторных структурах на основе пленок трехмерных топологических изоляторов  $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$

Степина Н. П., Баженов А. О., Шумилин А. В., Ненашев А. В., Кириенко В. В., Аксенов М. С., Жданов Е. Ю., Ищенко Д. В., Терещенко О.Е.

Control of Multichannel Electron Transport in Transistor Structures Based on Three-Dimensional Topological Insulator Films  $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$

Stepina N. P., Bazhenov A. O., Shumilin A. V., Nenashev A. V., Kiriienko V. V., Aksenov M. S., Zhdanov E. Yu., Ishchenko D. V., Tereshchenko O. E.

NM-30.....176

Квантовые осцилляции и поверхность Ферми в топологическом полуметалле  $\text{WTe}_2$

**Фоминых Б.М.**, Перевалова А.Н., Байдак С.Т., Лукоянов А.В., Наумов С.В., Марченкова Е.Б., Марченков В.В.

Quantum oscillations and the Fermi surface in the topological semimetal  $\text{WTe}_2$

Fominykh B.M., Perevalova A.N., Baidak S.T., Lukoyanov A.V., Naumov S.V., Marchenkova E.B., Marchenkov V.V.

Структура и свойства объемных полупроводников.  
*Structure and properties of bulk semiconductors.*

- S-1 .....178  
Диагностика кристаллического состояния гетероструктур ртутьсодержащих теллуридов методами генерации второй гармоники  
Ступак М.Ф., **Дворецкий С.А.**, Михайлов Н.Н., Макаров С.Н., Елесин А.Г.  
Diagnostics of the crystalline state of mercury-containing telluride heterostructures using second harmonic generation methods  
Stupak M.F., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N., Makarov S.N., Elesin A.G.
- S-2 .....180  
Транспорт дырок в CVD плёнках монокристаллического алмаза с бором  
**Каган М.С.**, Папроцкий С.К., Хвальковский Н.А., Родионов Н.Б., Большаков А.П., Ральченко В.Г., Хмельницкий Р.А.  
Hole transport in CVD films of single crystal diamond with boron  
Kagan M.S., Paprotskiy S.K., Khvalkovskiy N.A., Rodionov N.B., Bol'shakov A.P., Ral'chenko V.G., Khmel'nitskiy R.A.
- S-3 .....182  
Поверхностные электрические и транспортные свойства пленок PbS, легированных йодом, кобальтом и никелем  
Павлова А.Ю. , Чарикова Т.Б. , Заборницын Р.С. , Поздин А.В., Маскаева Л.Н.  
Surface electrical and transport properties of PbS films doped with iodine, cobalt and nickel

A.Yu. Pavlova, T.B. Charikova, R.S. Zavornitsyn,  
A.V. Pozdin, L.N. Maskaeva

S-4.....184

Индукцированная СТМ-зондом  
электролюминесценция в полупроводниковых  
гетероструктурах GaAs/AlGaAs

**Плетнёв В.В.**, Рожков С.А., Кырова Е.Д., Ищенко  
Д.В., Микаева А.С., Голяшов В.А., Логинов А.Б.,  
Логинов Б.А., Терещенко О.Е.

STM-tip induced electroluminescence in  
GaAs/AlGaAs semiconductor heterostructures

V.V.Pletnev, S.A.Rozhkov, E.D.Kyrova, D.V.  
Ishchenko, A.S.Mikaeva, V.A.Golyashov,  
A.B.Loginov, B.A. Loginov, O.E. Tereshchenko

S-5.....186

Нерезонансное микроволновое поглощение в  
топологическом изоляторе  $\text{Bi}_{1.06}\text{Sn}_{0.04}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$

Эндерова Т.Н., Сахин В.О., Гимазов И.И.,  
Куковицкий Е.Ф., Таланов Ю.И.

Non-resonant microwave absorption in topological  
insulator  $\text{Bi}_{1.06}\text{Sn}_{0.04}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$

Enderova T.N., Sakhin V.O., Gimazov I.I., Kukovitsky  
E.F., Talanov Yu.I.

S-6.....188

Влияние сульфита натрия на  
фоточувствительные свойства химически  
осажденных пленок PbS

**Бокв Т.С.**, Маскаева Л.Н.

Effect of sodium sulfite on the photosensitive  
properties of chemically deposited PbS films

Bokov T.S., Maskaeva L.N.

S-7 .....	190
	Дихалькогениды переходных металлов в условиях квазигидростатического сжатия: термоэлектрические свойства
	<b>Коробейников И.В.</b> , Морозова Н.В., Усик А.Ю., Наумов С.В.
	Transition metal dichalcogenides under quasi-hydrostatic compression: thermoelectric properties
	Korobeinikov I.V., Morozova N.V., Usik A .Yu., Naumov S.V.
S-8 .....	192
	Повышение стабильности фазы высокого давления в галогенидном перовските $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$
	<b>Морозова Н.В.</b> , Коробейников И.В., Жевстовских И.В., Сарычев М.Н., Семенова О.И., Сухих Т.С.
	Improving the stability of a high-pressure phase in the halide perovskite $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$
	Morozova N.V., Korobeinikov I.V., Zhevstovskikh I.V., Sarychev M.N., Semenova O.I., Sukhikh T.S.
S-9 .....	193
	ИК спектроскопия для изучения зарядовой подсистемы в магнитных полупроводниках
	<b>Мостовщикова Е.В.</b>
	IR spectroscopy for studying the charge subsystem in magnetic semiconductors
	Mostovshchikova E.V.
S-10 .....	195
	Оптические и фотоэлектрические свойства пленок $\text{PbS:I}$ на различных подложках
	Сухоруков Ю.П., <b>Мостовщикова Е.В.</b> , Павлов Т.Н., Воронин В.И., Маскаева Л.Н.
	Optical and photoelectric properties of $\text{PbS:I}$ films on various substrates

Sukhorukov Yu.P., Mostovshchikova E.V., Pavlov  
T.N., Voronin V.I., Maskaeva L.N.

S-11 .....197

Электрические свойства пленок PbS, легированных  
йодом в процессе химического осаждения

Чарикова Т.Б., Павлова А.Ю., Попов М.Р.,

Поздин А.В., Мaskaева Л.Н.

Electrical properties of PbS films doped with iodine by  
chemical bath deposition

T.B. Charikova, A.Yu. Pavlova, M.R. Popov, A.V.

Pozdin, L.N. Maskaeva

## Авторский указатель

- Arbuzov D. A.**, 98  
Barth M., 112  
Caprara S., 100  
Cheng Y., 162  
Garif'yanov N. N., 98  
Garifullin I.A., 98  
Kamashev A. A., 98  
**Kolobov A.V.**, 162  
Lazarenko P.I., 162  
**Mel'nikov A.S.**, 167  
Proshin Yu. N., 98  
Richter E., 112  
Richter K., 112  
Shi G., 162  
Vasiakin M.M., 167  
Wiess D., 112  
Zheng Y., 162  
Аверкиев Н.С., 160  
Аксенов М. С., 174  
**Алексеев П.С.**, 40  
Алешкин В.Я., 84, 116  
Альперович В.Л., 82, 103  
**Анненков Д.С.**, 123  
**Апостолов С.С.**, 125  
Апостолов С.С., 99  
Апрелева А.С., 151  
Артамкин А.И., 150  
Астафьев О.В., 153  
Бадалян Д.К., 61  
Баженов А. О., 174  
**Байдак С.Т.**, 131  
Байдусь Н.В., 96  
Бакаров А.К., 56, 58, 69, 73, 75  
Бакин В.В., 82  
Банников М.И., 150  
Барташевич А.М., 71  
Баталов Р.И., 148  
Березина Д.С., 77  
Беспалов А.А., 42  
Бобров М.А., 77  
Боголобский А.С., 84, 116  
**Боков Т.С.**, 188  
Большаков А.П., 180  
Брусникова А.А., 90  
Буданцев М.В., 58  
**Бурмистров И.С.**, 99, 125  
Бускина А.В., 132  
Валеев В.Ф., 148  
**Вальков В.В.**, 44  
Варавин В.С., 121  
Васильев А.П., 77  
**Васильев Р.Б.**, 46  
Васильевский И.С., 140  
**Васякин М.М.**, 154  
Вейшторг Г.П., 77  
Веретенников А.И., 77  
**Верчук М.М.**, 103  
Виниченко А.Н., 52, 140  
Вихрова О.В., 148  
Войцеховский А.В., 121  
**Волков В.А.**, 105  
Волков М.П., 67  
Воронин В.И., 195  
**Вяткин Е.С.**, 134  
Гавриленко В.И., 121  
Галеева А.В., 150  
Галимов А.И., 77  
Гамов А., 44  
Гимазов И.И., 186  
Гиппиус Н.А., 118, 156  
Голяшов В.А., 82, 138, 144, 184  
Горбенко И.В., 38, 63

- Горн Д.В., 121  
Горшков Д.В., 82  
Груздев Н.Б., 140  
**Грунин А.Б.**, 50  
Гудина С. В., 88  
Гудина С.В., 86, 90, 101, 116, 140  
Гудина С.Ю., 52  
Гуныга А.А., 81  
Гусаров А.В., 121  
Данилов С.Н., 150  
Данилов Ю.А., 148  
Дворецкий С.А., 84, 90, 121, 150, 178  
Дзядух С.М., 121  
Дмитриева О.А., 118  
Долженко Д.Е., 150  
**Дричко И.Л.**, 52  
**Дроздов К.А.**, 158  
Дубинина Т.В., 158  
Дудин Ю.А., 148  
**Дурнев М.В.**, 54, 81  
Дьяков С.А., 156  
**Егоров Д.А.**, 56, 73  
Елесин А.Г., 178  
Елисеев С.А., 79  
Еналдиев В.В., 60  
Ершов А.В., 96  
Ефимов Ю.П., 79  
Жданов Е. Ю., 174  
Жданов Е.Ю., 56, 58, 69, 73, 75  
**Жевстовских И.В.**, 160, 192  
Заболотных А.А., 94, 106, 108  
Заворницын Р.С., 182  
**Загороднев И.В.**, 60, 92, 108  
Задиранов Ю.М., 77  
**Здоровейшев А.В.**, 96, 148  
Здоровейшев Д.А., 148  
Злотников А.О., 44  
Зубков С.Ю., 96  
Зюзин В.А., 132  
Иванов А.А., 71, 146  
**Ивченко Е.Л.**, 110  
Игнатъев И.В., 79  
Ищенко Д. В., 174  
Ищенко Д.В., 144, 184  
**Каган М.С.**, 180  
**Каграманов Ю.А.**, 61  
Казанцев Д.М., 103  
Качоровский В.Ю., 38, 63  
Квон З.Д., 65, 114  
Кириенко В. В., 174  
Климко Г.В., 77  
Клоков А.Ю., 129  
Ковалев В.М., 172  
**Козлов Д.А.**, 112  
Копасов А.А., 123  
**Коробейников И.В.**, 190, 192  
Косов А.Д., 158  
Крюков Р.Н., 96  
Куковицкий Е.Ф., 186  
Кулагина М.М., 77  
**Кульбачинский В.А.**, 151  
Кумзеров Ю.А., 67  
**Кунцевич А.Ю.**, 129  
Курдюбов А.С., 79  
**Курмачев Д.А.**, 114  
Кустов Д.А., 82  
Кырова Е.Д., 184  
Кытин В.Г., 151  
Лакунцова О.Е., 77  
**Леонов И.В.**, 165  
Лесников В.П., 148  
Ловцюс В.А., 79  
Логинов А.Б., 184  
Логинов Б.А., 184  
Ложкин М.С., 79  
Лукоянов А.В., 131  
Ляпилин И.И., 136  
Макаров С.Н., 178  
Малеев Н.А., 77  
Маскаева Л.Н., 182, 188, 195, 197  
Мельников А.С., 123, 154  
Меншиков Р.В., 121

- Микаева А.С., 144, 184  
**Мионов А.Ю.**, 127  
**Михайлин Н.Ю.**, 67  
 Михайлов Н.Н., 84, 90, 114, 116, 121,  
 150, 178  
 Морозов С.В<sup>2</sup>, 121  
 Морозова Н.В., 190, 192  
**Мостовщикова Е.В.**, 193, 195  
 Наумов С.В., 190  
 Неверов В. Н., 88  
 Неверов В.Н., 71, 84, 86, 90, 101, 116,  
 140, 146  
 Ненашев А. В, 174  
**Никонов А.В.**, 94  
**Новокшионов С.Г.**, 136  
 Нуждин В.И., 148  
 Павлов Т.Н., 195  
 Павлова А.Ю., 84, 182, 197  
 Папроцкий С.К., 180  
 Парафин А.Е., 148  
 Петров М.Ю., 79  
**Петякина А.С.**, 138  
**Плетнёв В.В.**, 184  
 Погосов А.Г., 56, 58, 69, 73, 75  
 Поздин А.В., 182, 197  
 Понкратова Д.В., 60  
**Попов М.Р.**, 71, 84, 146, 197  
 Попов С.Д., 84, 86, 116, 140  
**Поташин С.О.**, 38, 63  
 Похабов Д.А., 56, 58, 69, 73, 75  
 Проскурнина Н.В., 169  
 Пугачев М.В., 129  
 Пшеничный В.А., 158  
 Ральченко В.Г., 180  
 Рахлин М.В., 77  
 Ремесник В.Г., 121  
**Родионов Д.А.**, 92, 94, 108  
 Родионов Н.Б., 180  
 Рожков С.А., 82, 103, 184  
**Ромашко П.Е.**, 169  
 Румянцев В.В., 121  
 Русецкий В.С., 82  
**Савельев А.П.**, 101  
**Садовников А.В.**, 142  
**Садовский М.В.**, 170  
 Салахова Н.С., 156  
 Салий Ю.А., 77  
 Сандаков Н.С., 86, 116, 140  
 Сарыпов Д.И., 58, 69, 75  
 Сарычев М.Н., 160, 192  
 Сафончик М.О., 52  
 Сахин В.О., 186  
 Седова И.В., 77  
 Семенова О.И., 160, 192  
 Семина М.А., 40  
 Сёмкин М.А., 169  
**Серов Ю.М.**, 77  
 Симчук Н.И., 125  
 Слободской А.С., 99  
 Смирнов И.Ю., 52  
**Снегирев А.В.**, 172  
 Соловьев В.А., 52  
 Сорокин С.В., 77  
 Степина Н. П, 174  
**Столяров В.А.**, 79  
 Ступак М.Ф., 178  
 Суворов М.Е., 96  
 Супрун С.П., 144  
 Сусов Е.В., 121  
 Сухих Т.С., 192  
 Сухоруков Ю.П., 195  
 Таланов Ю.И., 186  
**Тарасенко С.А.**, 81, 134  
 Терешенко О.Е., 82, 138, 144, 174,  
 184  
**Тиходеев С.Г.**, 118  
**Тихонов Е.С.**, 119  
 Торопов А.А., 77  
 Трифонов А.В., 79  
 Трошков С.И., 77  
 Туруткин К.В., 84, 116, 140  
 Ужаков И.Н., 121

Урусова Н.В., 169  
Усик А.Ю., 190  
Фрадкин И.М., 156  
Фролов Н.Ю., 129  
Хвальковский Н.А., 180  
Хмельницкий Р.А., 180  
Хорошилов В.С., 103  
**Хохлов Д.Р.**, 150  
Храпай В.С., 119  
Чарикова Т.Б., 71, 146, 160, 182, 197  
Чернов М.Ю., 52  
Чибухчан С.С., 61  
Чмырь С.Н., 150  
**Шайблер Г.Э.**, 82  
Шамшур Д.В., 67  
Шарков А.И<sup>2</sup>, 129

Шахов М.А., 52  
Шевырин А.А., 56, 69, 73, 75  
Шелушинина Н.Г., 71, 86, 88, 90,  
101, 146  
Шитов А.Е., 67  
Шишкин Д.А., 160  
Шкляев А.А., 56, 75  
Шпагина Е.В., 119  
Шубина Т.В., 77  
Шумилин А. В., 174  
Эндерова Т.Н., 186  
Энтин М.В., 172  
Юнин П.А., 148  
Юшков Д.А., 96  
**Якунин М.В.**, 84, 86, 90, 101, 116

Компания «Криотрейд инжиниринг» занимается производством криостатов, а также поставкой различного оборудования для научных лабораторий. За 17 лет работы на российском рынке нами выполнено более 1000 контрактов на поставку различного оборудования. Основные сферы деятельности: поставка вакуумного, криогенного, магнитного, напылительного оборудования, расходных материалов; оснащение лабораторий под ключ.

**Наша компания производит следующее оборудование:**



- стандартные компактные заливные азотные криостаты моделей LN-120 и LN-121-SPECTR, прекрасно зарекомендовавших себя на рынке;
- азотные и гелиевые криостаты проточного и замкнутого типа – стандартные либо проектируемые под задачи пользователя, в том числе гелиевые криостаты замкнутого типа со сниженными вибрациями;
- криостаты замкнутого типа с третьей ступенью охлаждения, позволяющие работать на температурах до 0.3 / 0.9 К;

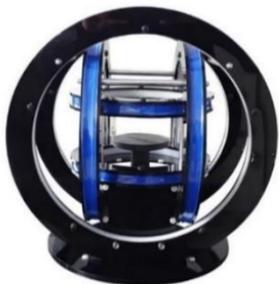
- сверхпроводящие магниты с отверстием комнатной температуры (RTV) или с камерой переменных температур (VTI), заливные и замкнутого типа, оптические и неоптические;

- переливные устройства для  $LN_2$  и  $LHe$  с ЭВТИ, а также системы выдачи азота;
- генераторы жидкого азота производительностью от 10 до 360 л/сутки (более производительные системы – под заказ)



### Поставляемое оборудование:

- криорефрижераторы, охлаждаемые до 4К и ниже, на цикле Гиффорда-МакМагона и «пульсационная труба»;
- гелиевые ожижители производительностью от 20 до 200 л/сутки;
- термостатируемые столики с диапазоном температур -190...+ 1200 °С;
- сопутствующее оборудование – криогенные провода, температурные датчики, мониторы и контроллеры, источники тока, сосуды Дьюара;



- турбомолекулярные вакуумные откачные посты, вакуумные датчики и арматура и все сопутствующие товары;

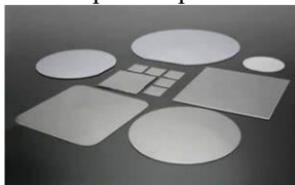
- оборудование для вакуумных систем – сверхвысоковакуумные переносные камеры, системы линейного перемещения (от 1 до 5 осей), высокотемпературные и ионно-лучевые испарители, затворы и др.;

- электромагниты, катушки Гельмгольца и установки на их основе (VSM, системы измерения эффекта Холла, Керра, установки размагничивания и многое другое);

- оптическое и лазерное оборудование и виброизоляционные столы;
- синхронные усилители с частотным диапазоном до 300 МГц;
- системы перемещения с пьезоприводами, в том числе криогенные;
- электрическое измерительное оборудование (мультиметры, источники тока, LCR-метры);
- оборудование для СВЧ-измерений: детекторы, циркуляторы, изоляторы, коаксиальные провода и т.п.;



- чиллеры и термостабилизаторы – от компактных настольных для лазеров до промышленных моноблоков, сплит-систем и градирен;



- оптические компоненты, полупроводниковые подложки, сцинтилляторы, кристаллы для лазеров, окна прозрачности.

ООО "Криогенные приборы" – ведущий российский производитель криостатов и криогенного оборудования. За 17 лет работы нами поставлено более 200 криостатов и множество сопутствующего оборудования (гелиевых переливных линий, систем выдачи азота, систем сбора гелия, генераторов жидкого азота и т.п.).

## Проточные гелиевые криостаты серии LHF



Проточные гелиевые криостаты серии LHF предназначены для проведения исследований образцов в диапазоне температур от  $<2$  до 325 K.

Преимуществом таких криостатов является возможность работы в режиме "Pull" (гелий подается в криостат за счет создания в линии разрежения) при температурах вплоть до 1.6 K и ниже (при наличии соответствующей откачки). Цена таких криостатов ниже, чем у заливных, и они занимают меньше места. Все

модели с образцом в вакууме могут работать в любой ориентации.

Образец в проточном гелиевом криостате может быть расположен в вакууме либо в парах гелия (в динамическом потоке). Во втором случае сам образец обычно крепится на специальной вставке, которую можно извлечь для быстрой смены образца без необходимости отогрева всего криостата.

Существует также специальная версия для микроскопии - LHF-11x-ОРТИТАВ. Она имеет плоскую оптическую головку малой высоты (около 3-5 см) для размещения на предметном столике микроскопа, специальный держатель образца, расположенный максимально близко к верхнему оптическому окну, одно или два оптических окна и специальную систему устранения термического дрейфа образца вдоль осей X и Y (для возможности проведения автоматизированных измерений в всем диапазоне температур).



## Азотные криостаты LNx

Преимуществом азотных криостатов является простота конструкции (по сравнению с гелиевыми криостатами), низкая цена, широчайшие возможности по кастомизации, возможность применения отечественных комплектующих, в том числе температурных контроллеров. Такие криостаты просты в работе и не требуют никакого сервисного обслуживания. Базовая температура составляет 78К, однако в ряде случаев при откачке паров возможно ее снижение до 65К.

Обычно азотные криостаты изготавливаются в заливном исполнении (версии LND и LN). Они отличаются низким расходом жидкого азота в процессе работы, однако в стандартном исполнении могут работать только в вертикальном положении (с отклонением не более  $\pm 30^\circ$  от вертикали).



В большинстве случаев образец в таких криостатах размещается в вакууме, реже – в парах азота или в жидком азоте. Возможны как оптические, так и неоптические исполнения, в том числе под большие размеры образцов или с узким наконечником для использования совместно с магнитами.

### Основные преимущества

- относительно низкая стоимость;
- легкая и простая конструкция, с возможностью модификации в будущем;
- возможность работы в достаточно широком диапазоне температур;
- широкие возможности кастомизации оконного блока и держателя образца, в том числе для очень больших образцов (более 20 см в диаметре) или для работы с магнитами (внешний диаметр зоны под образец 30 мм и менее).

## Гелиевый оптический заливной криостат LH-120-BOL



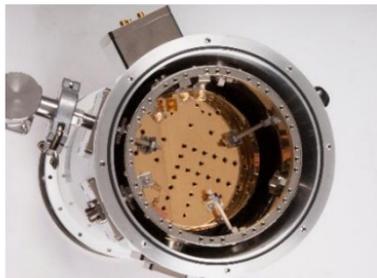
Заливной гелиевый оптический криостат марки LH-120-BOL предназначен для проведения криостатирования образцов при температурах 4.2 К и ниже. Он не имеет средств контроля температуры (управляющего нагревателя), она может изменяться только за счет откачки паров гелия, поэтому криостат не подходит для исследования образцов в широком диапазоне температур. Основная область применения — для охлаждения детекторов на инфракрасный и терагерцовый диапазоны, поскольку на холодной плите достаточно места для расположения коллимирующей оптики (например, конуса Винстона) и холодного малошумящего усилителя.

Важнейшими преимуществами этой модели являются: большой диаметр холодной плиты (до нескольких десятков сантиметров), длительное время работы на одной заливке (до 58 часов при заливке 1.3 л жидкого гелия и закрытых окнах), полное отсутствие вибраций (за исключением вибраций от кипения гелия и азота в емкостях), возможность установки на оптический стол, низкая цена и малый вес (9 кг).

Криостат может быть оснащен оптическими окнами (до 8 штук) и электрическими вводами (многоштырьковые, BNC и SMA разъемы).

### Основные преимущества:

- низкие вибрации;
- низкий расход жидкого гелия (до 25 мл/ч при закрытых окнах на радиационном экране);
- широкие возможности модернизации пространства для образца и холодная плита большого диаметра;
- малый вес и компактные размеры;
- сравнительно низкая цена.



## Заливные гелиевые криостаты LHD



Заливные гелиевые криостаты серии LHD предназначены для проведения исследований образцов в диапазоне температур от  $<2$  до 325 К и выше.

Преимуществом заливных криостатов является возможность работы при очень низких температурах (вплоть до 1.3 К при наличии соответствующей откачки), малый расход жидкого гелия (по сравнению с проточными моделями), а также наименьшие вибрации среди всех стандартных криостатов (вибрации возникают только за счет образования пузырьков пара в кипящем гелии [и азоте, если это криостат с азотной рубашкой]). К недостаткам можно отнести возможность работы только в вертикальном положении с незначительными отклонениями от вертикали, достаточно большие размеры, и относительно высокую стоимость.

Образец в заливном гелиевом криостате может быть расположен в вакууме, в парах гелия либо в жидком гелии. Во втором и третьем случае обычно доступна возможность быстрой смены образца без необходимости отогрева криостата.

Криостат может быть выполнен как с азотной рубашкой, так и без нее. Первый вариант обеспечивает более низкий расход гелия.



## Криостаты замкнутого цикла CFx-x1x



Криостаты моделей CFx-x1x – это наиболее простые и бюджетные «сухие» криостаты. Они обеспечивают пользователю возможность термостатирования образца в диапазоне температур от 3...20 К (в зависимости от используемого криорефрижератора) до 325 К (опционально — до 500 К). Образец при этом находится в вакууме. Замкнутый цикл позволяет полностью отказаться от жидких хладагентов (азота и гелия). Криостаты на криоголовках, работающих на цикле Гиффорда-МакМагона, могут работать в любом положении.

Существуют как оптические, так и неоптические исполнения. Оптический доступ в стандартном исполнении к образцу возможен по двум взаимно-перпендикулярным осям. Опционально доступна возможность установки дополнительного окна в торец криостата, либо разработка

оконного блока полностью под задачи пользователя.

### Основные преимущества

— наименьшая стоимость среди всех сухих криостатов;

— легкая и простая конструкция, с возможностью модификации в будущем;

— возможность установить образцы большого размера;

— возможность работы в любом положении (для криостатов на криорефрижераторах на цикле Гиффорда-МакМагона).



## Криостат замкнутого цикла с образцом в газе CFx-x2x

Криостаты с образцом в статическом обменном газе, также называемые криостатами с верхней загрузкой образца (top-loading cryostat) – это специальные модели, широко применяемые в основном при необходимости решения двух задач: когда необходима частая смена образца и при температурных исследованиях образцов с низкой теплопроводностью.

В конструкции такого криостата криогенный рефрижератор термически связан с нижней частью стенки (либо с дном) шахты. В шахту устанавливается шток (вставка) с держателем образца и напускается гелиевый газ, который выполняет функцию теплового проводника. Это позволяет эффективно термостатировать образцы с плохой теплопроводностью и/или образцы сложной формы, например, порошки различных материалов или ячейки с жидкими образцами.

Возможно исполнение для Мессбауэровской спектроскопии, где криорефрижератор расположен снизу, и над ним расположена шахта под образец.

### Основные преимущества

- возможность быстрой смены образцов с последующим охлаждением;
- возможность работы с образцами сложной формы и/или с низкой теплопроводностью;
- возможность изготовления криостатов с большим пространством для образца (в т.ч. с диаметром шахты 200+ мм), либо, наоборот, с тонким наконечником для работы с электрическими и сверхпроводящими магнитами;
- возможность исполнения с низким (< 1 мкмм) уровнем вибраций.



## Криостат замкнутого цикла с образцом в вакууме с низким уровнем вибраций CFx-x11-LV



Для снижения вибраций на образце в криостатах на базе криорефрижераторов на цикле Гиффорд-МакМагона разработаны специальные интерфейсы для устранения прямого контакта между самим рефрижератором и держателем образца. При этом блок образца монтируется на одной базе (например, на оптическом столе), а криорефрижератор – на другой (обычно на напольном суппорте). Типичный уровень вибраций в таких криостатах – менее 100 нанометров (согласно материалам зарубежных производителей).

### Основные преимущества:

- низкий уровень вибраций;
- различные варианты исполнения оконного блока – вертикальный (для горизонтального луча) либо горизонтальный (L-образный выносной модуль для вертикального луча, например, для микроскопии).

### Специальные версии криостатов:

- криостаты с образцом в вакууме и специализированным держателем образца, позволяющим обеспечить градиент температуры на образце до 15K во всем рабочем диапазоне температур (версия -GRAD);
- криостаты замкнутого цикла для нейтронографии с азотным экраном и вакуумным корпусом из алюминия марки АД0, в том числе с газозаполняемой ячейкой для образца (версии - NEUTRON и -CELLNEUTRON);
- нестандартные криостаты практически под любые запросы пользователя.



Программа и Тезисы докладов  
XXVI Уральской международной зимней школы  
по физике полупроводников

г. Екатеринбург, 16 – 20 февраля 2026 г.

ISBN 978-5-6052052-1-0



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 03.02.2026

Тираж 30 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: [uiwsps@imp.uran.ru](mailto:uiwsps@imp.uran.ru)