

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А. Ф. ИОФФЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

СПИНОВЫЕ И МАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

Тезисы докладов молодежной конференции
по физике полупроводников
«Зимняя школа 2023»

Санкт-Петербург (г. Зеленогорск)
2–6 марта 2023 года



ПОЛИТЕХ-ПРЕСС

Санкт-Петербургский
политехнический университет
Петра Великого

Санкт-Петербург
2023

Спиновые и магнитные явления в конденсированных средах: тезисы докладов молодежной конференции по физике полупроводников «Зимняя школа 2023», С.-Петербург–Зеленогорск, 2–6 марта 2023 г. – СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2023. – 89 с.

Сборник содержит тезисы докладов-лекций ведущих специалистов и тезисы докладов молодых ученых-физиков по материалам собственных оригинальных работ, представленных на молодежной конференции по физике полупроводников «Зимняя школа 2023» (2–6 марта 2023 г.). ФТИ им. А. Ф. Иоффе ежегодно проводит «Зимнюю школу» по физике полупроводников для аспирантов, молодых ученых и студентов старших курсов. В 2023 году основная тематика программы — спиновые и магнитные явления в конденсированных средах. Традиционно включена лекция, посвященная Нобелевской премии по физике.

Издание рассчитано на широкий круг молодых исследователей, преподавателей соответствующих специальностей вузов, научных работников и инженеров, специализирующихся в области физики полупроводников.

Редактор *Е. В. Куницына*

Программный комитет

С.А. Тарасенко (*председатель*)

Е.Л. Ивченко

Р.А. Сурис

П.С. Копьев

Р.В. Парфеньев

С.В. Иванов

О.М. Сресели

А.Ю. Маслов

Е.В. Куницына

Оргкомитет

А.Г. Забродский (*председатель*)

Л.Ф. Гребеновская

Е.В. Куницына

П.А. Дементьев

Е.В. Дементьева

Е.А. Лаврова

Н.С. Петрова

Л.В. Котова

А.Н. Анисимов

Финансовая поддержка

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ООО «ИоффеЛЕД»,

ООО «ИНОПТ»,

Акционерное общество

«Научное и технологическое оборудование»

(SemiTEq®)

Техническая поддержка

ООО «АНДЕРС»

Четверг, 2 марта	8
<i>В.Н. Манцевич</i>	14:40–15:25
Нобелевская премия по физике 2022	8
<i>П.И. Арсеев</i>	15:30–16:15
Нестационарные туннельные системы. Какое бывает «время туннелирования»	9
<i>А.К. Вершовский</i>	16:20–17:05
Квантовые оптические сенсоры: принципы работы, устройство, применение	10
<i>М.С. Дунаевский</i>	17:30–18:15
Сканирующая зондовая микроскопия: диагностика и нанолитография	12
<i>М.В. Дурнев</i>	18:20–19:05
Краевые фототоки в двумерных системах	12
Пятница, 3 марта	14
<i>С.В. Стрельцов</i>	09:30–10:15
Все, что можно рассказать о магнетизме (локализованных электронов) за 45 минут	14
<i>А.И. Смирнов</i>	10:20–11:05
Антиферромагнитные цепочки спинов $S = 1/2$: взаимодействие фермионов	15
<i>А.М. Калашиникова</i>	15:00–15:45
Сверхбыстрая оптомагнетика: от магнитостатических волн до магнонов на краю зоны Бриллюэна	17
<i>С.М. Сутурин</i>	15:50–16:35
Исследования сверхбыстрой динамики магнитных флуктуаций с помощью рентгеновского лазера на свободных электронах . .	18
<i>А.Е. Романов</i>	17:00–17:45
Дисциплины в микро- и нанообъектах	20
<i>В.А. Шаров</i>	17:50–18:35
Деформационные эффекты в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах	21

Суббота, 4 марта	22
<i>К.А. Постнов</i>	09:30–10:15
Гравитационно-волновая астрономия: успехи и перспективы . .	22
<i>А.М. Быков</i>	10:20–11:05
Сильные и слабые магнитные поля во Вселенной	22
<i>О.Е. Терещенко</i>	15:00–15:45
Полупроводниковые источники и детекторы поляризованных по спину электронов	23
<i>Д.С. Смирнов</i>	15:50–16:35
Спектроскопия спинового шума и квантовый эффект Зенона . .	26
<i>Г.С. Соколовский</i>	17:00–17:45
Квантовые каскадные лазеры среднего инфракрасного диапазона	28
<i>А.В. Пошакинский</i>	17:50–18:35
Электродинамика квантовых излучателей в волноводах	29
Воскресенье, 5 марта	31
<i>Н.А. Поклонский</i>	09:30–10:15
Релятивистский электрический потенциал одномерных проводников со стационарным током	31
<i>А.А. Торопов</i>	10:20–11:05
Источники неразличимых фотонов и фотонных кластеров на квантовых точках	34
Устная конкурсная сессия с докладами молодых ученых	36
<i>Е.А. Архипова</i>	
Сверхбыстрая лазерно-индуцированная магнитная динамика в ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиках NiPS ₃ и FePS ₃ . . .	36
<i>А.А. Гуляга</i>	
Фототоки, индуцированные электромагнитной волной с неоднородной поляризацией и фазой	37
<i>Д.В. Денисов</i>	
Магнитные свойства $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ в сверхпроводящем состоянии	39
<i>А.А. Ермина</i>	
SERS-активные подложки на основе внедренных наночастиц Ag в c-Si	41
<i>С.О. Поташин</i>	
Циклотронный и магнетоплазмонный резонансы эффекта храповика в двухслойном графене	44

<i>М.А. Ракицкий</i>	Теория резонансной ренерации спина в гетероструктурах полупроводник–ферромагнетик	45
<i>Ю.М. Серов</i>	Исследование спиновой динамики носителей в одиночной InAs квантовой точке	46
<i>О.О. Смирнова</i>	Магнито-оптические поляризационные свойства ансамбля и одиночных полупроводниковых наноплателетов CdSe/CdS . .	49
<i>М.В. Учаев</i>	Исследование структуры и состава микрокристаллических алмазов методами ОДМР и КРС, полученных без облучения и описание методики изготовления квантовых сенсоров магнитного поля	51
<i>Е.Д. Чернов</i>	Влияние давления на электронную структуру и величину запрещенной щели в халькогенидах марганца	53
<i>Д.С. Чукуров</i>	Бесконтактные методы определения критического тока сверхпроводников	54
<i>Е.В. Шагина</i>	Неравновесная сверхпроводимость в нанопроводах InAs/Al . .	57
Стендовая конкурсная сессия с докладами молодых ученых		59
<i>А.В. Батуева</i>	Исследование объемного WS ₂ методом высокочастотного ЭПР	59
<i>М.Э. Бочкарев</i>	Неожиданные эффекты в диэлектрическом разомкнутом кольцевом резонаторе	61
<i>И.П. Вейшторп</i>	Поляризационная зависимость ОДМР-спектра вакансионных центров со спином 3/2 в карбиде кремния политипов 6H и 15R	62
<i>А.И. Галимов</i>	Трансформация запрещенной зоны от непрямой к прямой в тонких слоях InSe	63
<i>А.А. Дмитриев</i>	Оптические моды димера цилиндров из аморфного кремния . .	65

<i>А.А. Кутузова</i>	
Суперрезонансные состояния в кремниевых диэлектрических решетках	66
<i>А.О. Ларин</i>	
Исследование возможности управления сигналом генерации второй гармоники в наномантенне за счет встроенного электрического поля	68
<i>В.Ю. Мыльников</i>	
Диссипативный фазовый переход в системах с парной накачкой и поглощением: теория среднего поля и квантовое уравнение Ланжевена	69
<i>Б.А. Поляк</i>	
Разработка и применение криогенного шумового туннельного микроскопа	71
<i>К.И. Русских</i>	
Энергетический спектр и волновые функции электрона в сферической квантовой точке: роль граничных условий	73
<i>Е.А. Силантьева</i>	
Синтез и исследование ортофосфатов YPO_4 и LuPO_4 , содержащих ионы Er^{3+}	75
<i>А.М. Скоморохов</i>	
Экспериментальный стенд оптически детектируемого магнитного резонанса для исследования ансамблей NV-центров в алмазных пластинах	77
<i>Н.С. Солодовченко</i>	
Фотонные галереи диэлектрических резонаторов	79
<i>А.Е. Федянин</i>	
ТГц динамика спиновых корреляций и лазерно-индуцированные изменение обменного взаимодействия в кубических антиферромагнетиках	81
<i>В.А. Чистяков</i>	
Высокая направленность в квазикристаллических резонаторах с низким контрастом	82
<i>А.А. Шакирова</i>	
Особенности люминесценции Eu^{3+} в керамике на основе кубического $(\text{Zr}_{x-0.82}\text{Hf}_x\text{Y}_{0.17}\text{Eu}_{0.01})\text{O}_{1.91}$	85
<i>З.А. Яковлев</i>	
Тонкая структура заряженных экситонов в двумерных полупроводниках	86

Нобелевская премия по физике 2022

В.Н. Манцевич

МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В 2022 году Нобелевскую премию по физике присудили французцу Алену Аспе, американцу Джону Клаузеру и австрийцу Антону Цайлингеру за эксперименты с перепутанными фотонами, по установлению нарушения неравенств Белла и пионерские работы в области квантовой информации. Джон Клаузер выполнил первые эксперименты, в которых показал нарушение неравенств Белла [1]. Ален Аспе усовершенствовал эксперименты, уничтожал лазейки, которые в процессе сложной интерпретации экспериментов предлагали от квантовой физики вернуться к классической и таким образом объяснить экспериментальные результаты [2]. Антон Цайлингер довел эксперименты до совершенства и получил ряд важных результатов, которые легли в основу такого направления, как квантовая информация [3]. Явление перепутанности имеет важное значение не только для фундаментальной физики, но и является перспективным с точки зрения практических применений. Основным направлением применений перепутанных состояний является квантовая информация. В данной лекции будут обсуждены основные результаты, за которые была вручена Нобелевская премия, будет проанализирован вклад в это направление ряда других научных групп, будут рассмотрены возможные практические применения и системы, в которых можно наблюдать явление перепутанности.

Литература

- [1] Stuart J. Freedman and John F. Clauser, *Experimental Test of Local Hidden-Variable Theories*, Physical Review Letters, **28**, 938, 1972.
- [2] Alain Aspect, Jean Dalibard, and Gérard Roger, *Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time-Varying Analyzers*, Physical Review Letters, **49**, 1804, 1982.
- [3] Dik Bouwmeester, Jian-Wei Pan, Klaus Mattle, Manfred Eibl, Harald Weinfurter, Anton Zeilinger, *Experimental quantum teleportation*, Nature, **390**, 575, 1997.

Нестационарные туннельные системы.

Какое бывает «время туннелирования»

П.И. Арсеев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Существует довольно много работ, в которых рассматривалось такое понятие, как «время туннелирования» через какую либо туннельную структуру (например [1]). Часто это понятие пытались вводить, рассматривая прохождение волнового пакета и оперируя языком коэффициентов отражения и прохождения для плоских волн. Но возможен более прагматический подход, основанный на прямом описании временного изменения тока или заряда в разных точках туннельной структуры при изменении каких то условий или параметров этой системы (например, при изменении потенциала на одном из краев контакта). Пример такого описания некоторых нестационарных характеристик туннельных систем дает статья [2].

Мы рассмотрим, что дает подобный подход при использовании более современных методов вычисления неравновесных характеристик квантовых систем. Проследим, что меняется по мере усложнения туннельной системы от простой «однобарьерной» до «трехбарьерной». (Или на другом языке, если вначале есть система только с барьером, потом с одним резонансным уровнем посередине и, наконец, с двумя резонансными уровнями, которые также связаны туннельным образом). Последний пример охватывает также важный случай одномерной (или квазиодномерной) цепочки, на концах которой существуют локализованные состояния, и через которую мы пытаемся пропускать ток. Помимо «нормальных» систем, это могут быть и сверхпроводящие цепочки Китаева, на концах которой возникают локализованные «майорановские» состояния.

Для всех этих случаев мы посмотрим, насколько быстро изменения тока или заряда «передаются» с одного конца туннельной системы на другой.

Литература

- [1] М.Я. Азбель. *Время, туннелирование и турбулентность. УФН* **168**, 613 (1998).
- [2] I. Bar-Joseph and S.A. Gurvitz. *Time-dependent approach to resonant tunneling and inelastic scattering. Phys. Rev. B* **44**, 3332 (1991).

Квантовые оптические сенсоры: принципы работы, устройство, применение

А.К. Вершовский

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

Два последних десятилетия характеризуются взрывным ростом развития устройств, которые получили общее название квантовых оптических датчиков, или сенсоров. Эти устройства объединяет лежащий в их основе принцип, который в нескольких словах можно сформулировать так: приготовление и опрос состояний изолированного атома или атомоподобной структуры резонансным светом и (в большинстве вариантов) резонансными радиочастотными полями самого широкого диапазона. Общим для этих устройств является и тот факт, что эти датчики демонстрируют максимальную возможную чувствительность во всех областях своего применения — таких, как магнитометрия, гравиметрия, инерциальная навигация, измерение и стабилизация частоты. Сегодняшний всплеск их развития в первую очередь связан с появлением стабильных малогабаритных одномодовых лазеров на полупроводниковых структурах [1].

В большинстве используемых в настоящее время квантовых сенсоров чувствительными элементами являются тепловые атомы в газообразной фазе — как правило, это атомы, образующие пар щелочного металла (цезия, рубидия, калия) при комнатной или близкой к комнатной температуре. Отдельный класс квантовых устройств составляют сенсоры на холодных атомах, — охлажденных лазерным излучением до температур порядка микро- и нанокельвинов выше абсолютного нуля [2,3]. Такие атомы могут находиться в газообразной фазе, либо в «пятом» состоянии вещества — в форме конденсата Бозе-Эйнштейна [4]. На холодных атомах реализованы принципиально новые типы сенсоров — такие, как атомные интерферометры [5], в которых волновая функция отдельного атома интерферирует сама с собой, и стандарты частоты оптического диапазона [6].

Квантовые сенсоры также могут быть построены на атомоподобных структурах в твердых телах. Наиболее яркий пример такой структуры — азотно-вакансионный центр окраски в кристалле алмаза [7,8]. Уникальные свойства алмаза позволяют центру окраски находиться в кристалле, испытывая минимальные возмущения кристаллической решеткой, так что свет взаимодей-

стует с этими объектами почти как с изолированными атомами. В докладе дается обзор основных физических принципов квантовых датчиков частоты (т.н. атомных часов, или стандартов частоты и времени) [9], магнитного поля (магнитометров) [10], угла и скорости вращения (гироскопов) [11]; рассматриваются основные достижения и проблемы в этой области. Особое внимание уделено датчикам магнитного поля и их применению в задачах биологии и медицины, в первую очередь в наиболее амбициозной задаче современной нейроразработки — регистрации и локализации сигналов магнитной активности головного мозга [12–15].

Литература

- [1] Zh.I. Alferov. *Nobel Lecture: The double heterostructure concept and its applications in physics, electronics, and technology*. *Rev. Mod. Phys.*, **73**, 767 (2001).
- [2] V. Balykin, V. Minogin, V. Letokhov. *Electromagnetic trapping of cold atoms*. *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1429 (2000).
- [3] S. Chu. *Cold atoms and quantum control*. *Nature*, **416**, 206–210 (2002).
- [4] E.A. Cornell, C.E. Wieman. *Nobel Lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments*. *Rev. Mod. Phys.*, **74**, 875 (2002).
- [5] M. Kasevich, S. Chu. *Atomic interferometry using stimulated Raman transitions*. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 181 (1991).
- [6] P. Gill. *Optical frequency standards*. *Metrologia*, **42**, S125 (2005).
- [7] R. Schirhagl *et al.* *Nitrogen-vacancy centers in diamond: nanoscale sensors for physics and biology*. *Annu Rev. Phys. Chem.*, **65**, 83–105 (2014).
- [8] A.K. Dmitriev, A.K. Vershovskii. *Concept of a microscale vector magnetic field sensor based on nitrogen-vacancy centers in diamond*. *Annu Rev. J. Opt. Soc. Am. B.*, **33**, B1 (2016).
- [9] F. Riehle. *Frequency standards: basics and applications*. John Wiley & Sons, 2006.
- [10] E.B. Aleksandrov, A.K. Vershovskii. *Modern radio-optical methods in quantum magnetometry*. *Phys.-Uspekhi*, **52**, 573–601 (2009).
- [11] A.K. Vershovskii *et al.* *Nuclear Magnetic Resonance Gyro: Ultimate Parameters Gyroscopy* *Navig.*, **9**, 162–176 (2018).
- [12] M.E. Limes. *et al.* *Portable Magnetometry for Detection of Biomagnetism in Ambient Environments*. *Phys Rev Appl.*, **14**, 011002 (2020).
- [13] M.V. Petrenko, A.S. Pazgalev, A.K. Vershovskii. *Single-Beam All-Optical Nonzero-Field Magnetometric Sensor for Magnetoencephalography Applications*. *Phys Rev Appl.*, **15**, 064072 (2021).
- [14] M. Petrenko, A. Vershovskii. *Towards a Practical Implementation of a Single-Beam All-Optical Non-Zero-Field Magnetic Sensor for Magnetoencephalographic Complexes*. *Sensors*, **22**, 9862 (2022).
- [15] M. Rea *et al.* *A 90-channel triaxial magnetoencephalography system using optically pumped magnetometers* *Ann. N.Y. Acad. Sci. Wiley Online Library*, 2022.

Сканирующая зондовая микроскопия: диагностика и нанолитография

М.С. Дунаевский

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

В докладе будет сделан обзор перспективных направлений в области сканирующей зондовой микроскопии: (1) СЗМ методы «PeakForceQNM» и «Hybrid» для измерения очень мягких сред и измерения локальных механических свойств поверхности [1], (2) СЗМ методы локального химического анализа SPM-TERS, в которых зонд микроскопа используется для многократного усиления величины электро-магнитного отклика (Tipenhanced Ramanscattering) и повышения пространственного разрешения [2], (3) СЗМ методы для достижения атомарного разрешения [3], (4) СЗМ методы для локальных измерений магнитных свойств поверхности [4], (5) Методы СЗМ нанолитографии для локальной модификации свойств поверхности [5].

Литература

- [1] K. Xu, W. Sun, Y. Shao, F. Wei, X. Zhang, W. Wang, P. Li, *Nanotechnol. Rev.*, **7**, 605–621 (2018).
- [2] Y. Cao, M. Sun, *Reviews in Physics*, **8**, 100067, (2022).
- [3] P. Jelinek, *J. Phys.: Condens. Matter*, **29**, 343002, (2017).
- [4] P. Sass, W. Ge, J. Yan, D. Obeysekera, J.J. Yang, W. Wu, *Nano Lett.*, **20**, 2609–2614, (2020).
- [5] E. Rani, L. Wong, *Adv. Mater. Technol.*, **4**, 1900181, (2019).

Краевые фототоки в двумерных системах

М.В. Дурнев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

Нелинейный транспорт и оптические явления в двумерных электронных системах находятся в центре внимания современных исследований в области физики конденсированного состояния [1–4]. Особенный интерес вызывают эффекты второго порядка, такие как, генерация постоянного электрического тока и тока на удвоенной частоте переменным электрическим полем падающего на образец излучения. Такие эффекты возникают при отсутствии

пространственной инверсии в образце, которое может быть связано с кристаллической решёткой, волновым вектором падающего фотона, наличием р-п перехода или асимметричного электростатического потенциала. Спектроскопия нелинейных токов, таким образом, чувствительна к структурным неоднородностям, симметрии кристаллической решётки, упаковке и «закрученности» двумерных кристаллических слоёв.

В образцах малого размера пространственная симметрия естественным образом нарушается на краях, что приводит к дополнительным, краевым, вкладам в нелинейные эффекты. Соответствующие фотогальванические токи текут вдоль краёв образца, при этом их величина и направление контролируются поляризацией электромагнитного поля [5–6]. Измерение таких краевых токов может быть использовано для детектирования излучения терагерцового и инфракрасного диапазонов и его поляризации. В то же время, спектроскопия второй гармоники позволяет визуализировать края и пространственные неоднородности в двумерных материалах и гетероструктурах [7–8].

В докладе будут представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований краевых фототоков, возникающих при освещении края двумерной системы переменным электрическим полем. Будут рассмотрены различные механизмы генерации краевых токов. В частности, в проводящих двумерных системах (например, легированном графене) при не очень больших частотах электромагнитного поля краевой ток возникает за счёт выпрямления «объёмного» переменного тока краем [5,6,9]. С увеличением частоты включаются межзонные оптические переходы, которые приводят к генерации неравновесных электронов и дырок — в свою очередь, неравновесные носители, рассеиваясь на краю, создают постоянный ток [10]. Будет продемонстрирован микроскопический метод расчёта краевых токов, основанный на решении кинетического уравнения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-00047).

Литература

- [1] E. Hendry, P.J. Hale, J. Moger, *et al.*, *Coherent Nonlinear Optical Response of Graphene*, *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 097401 (2010).
- [2] M.M. Glazov and S.D. Ganichev, *High-frequency electric field induced nonlinear effects in graphene*, *Phys. Rep.*, **535**, 101 (2014).
- [3] M.V. Durnev and S.A. Tarasenko, *High-frequency nonlinear transport and photogalvanic effects in 2D topological insulators*, *Ann. Phys.*, **531**, 1800418 (2019).
- [4] I.A. Calafell *et al.*, *Giant enhancement of third-harmonic generation in graphene-metal heterostructures*, *Nat. Nanotechnol.*, **16**, 318 (2021).

- [5] J. Karch *et al.*, *Terahertz Radiation Driven Chiral Edge Currents in Graphene*, *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 276601 (2011).
- [6] S. Candussio *et al.*, *Edge photocurrent driven by terahertz electric field in bilayer graphene*, *Phys. Rev. B*, **102**, 045406 (2020).
- [7] A.Y. Bykov, P.S. Rusakov, E.D. Obraztsova, and T.V. Murzina, *Probing structural inhomogeneity of graphene layers via nonlinear optical scattering*, *Opt. Lett.*, **38**, 4589 (2013).
- [8] M.V. Durnev and S.A. Tarasenko, *Second harmonic generation at the edge of a two-dimensional electron gas*, *Phys. Rev. B*, **106**, 125426 (2022).
- [9] M.V. Durnev and S.A. Tarasenko, *Rectification of ac electric current at the edge of 2D electron gas*, *Phys. Status Solidi B*, **258**, 2000291 (2021).
- [10] M.V. Durnev and S.A. Tarasenko, *Edge photogalvanic effect caused by optical alignment of carrier momenta in two-dimensional Dirac materials*, *Phys. Rev. B*, **103**, 165411 (2021).

Все, что можно рассказать о магнетизме (локализованных электронов) за 45 минут

С.В. Стрельцов

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

Когда тебя приглашают на зимнюю школу по полупроводникам в марте рассказать о физике магнитных явлений, то сразу чувствуется некий подвох. Но задача становится еще интереснее, когда оказывается, что сделать это нужно за 45 минут с вопросами. Поэтому я сходу согласился.

План такой: начнем с теоремы Бора–ван Лёвен, которая показывает, что магнетизм является сугубо квантовым явлением. Затем, вероятно, стоит поговорить о том, откуда взялось понятие обменного взаимодействия и о ключевой ошибке Гайзенберга в интерпретации магнетизма. Далее разберем так называемый «кинетический обмен» и обсудим почему большая часть оксидов переходных металлов являются антиферромагнетиками. Ну и напоследок, видимо, стоит привести несколько примеров необычных квантовых состояний и явлений, связанных с магнетизмом.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект РНФ 23-42-00069.

Литература

- [1] Ч. Киттель *Квантовая теория твердых тел*, Наука (1967).
- [2] S.V. Streltsov, D.I. Khomskii, *Physics-Uspekhi*, **60**, 1121 (2017).
- [3] D.I. Khomskii, *Transition Metal Compounds*, Cambridge University Press, (2014).
- [4] S. Blundell, *Magnetism in Condensed Matter*, OUP Oxford, (2001).

Антиферромагнитные цепочки спинов $S = 1/2$: взаимодействие фермионов

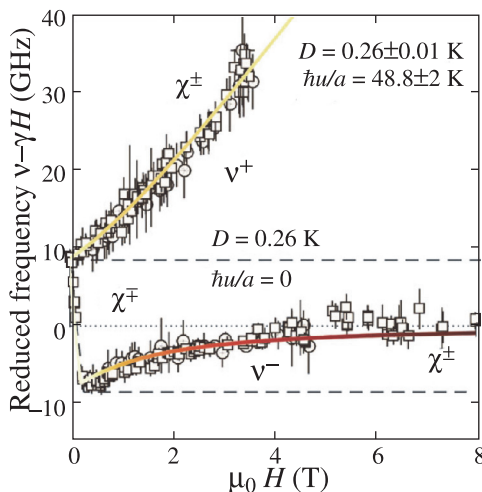
А.И. Смирнов

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва, Россия

Цепочки спинов $S = 1/2$ с антиферромагнитным гейзенберговским обменом демонстрируют основное состояние без упорядочения спиновых компонент. Это квантово-разупорядоченное основное состояние, а также возбужденные состояния над ним могут быть описаны в терминах квантующихся динамических коллективных структур с дробным спином, называемых спинонами. В этом описании спиноны представляют собой нейтральные фермионы со спином $S = 1/2$ см., например, [1,2]. Представление о свободных фермионах–спинонах подтверждается многочисленными экспериментами, например, наблюдением континуума возбуждений в экспериментах по рассеянию нейтронов [3] и обнаружением несоизмеримых мягких мод, возникающих в континууме спиновых колебаний в магнитном поле [2]. Указанный континуум возбуждений стали называть двухспинонным континуумом, он объясняется возбуждением квазичастицы и дырки в фермиевской системе в одном акте рассеяния нейтрона или поглощения фотона.

В недавних работах [4,5] мы сообщаем о спектроскопическом наблюдении в микроволновом диапазоне границ двухспинонного континуума и эффекта взаимодействия спинонов, аналогичного взаимодействию фермионов в ферми-жидкости. Идея эксперимента основана на том, что в спиновой цепочке с однородным взаимодействием Дзялошинского–Мории спектр возбуждений смещен по волновому вектору. Тогда магнитный резонанс происходит на частотах, соответствующих границам спинонного континуума идеальной цепочки на волновом векторе $q_{DM} = D/(Ja)$ [4]. Здесь D – параметр взаимодействия Дзялошинского–Мории, J — обменный интеграл, a — межспиновое расстояние. То есть, однородное взаимодействие Дзялошинского–Мории приводит к тому, что при низкой температуре вместо одиночной линии парамагнитного резонанса наблюдается дублет, соответствующий частотам на верхней и нижней границах спинонного континуума для волнового вектора q_{DM} . Для определения параметров взаимодействия спинонов используется результат теории [6], которая предсказывает наличие небольшого добавочного сдвига границ континуума из-за этого взаимодействия. Этот добавочный сдвиг

пропорционален намагниченности цепочки и имеет характерную зависимость от магнитного поля. Таким образом, измерение резонансных частот дублета позволяет определить основной параметр ферми-жидкостного взаимодействия u , описывающий вероятность рассеяния «назад» для спинов [5]. Проведение измерений для малого, но ненулевого волнового вектора является существенным, так как для нулевого волнового вектора эффект спектрального сдвига, вызванного взаимодействием, исчезает. Мы провели измерения для образцов цепочечного $S = 1/2$ антиферромагнетика $K_2CuSO_4Br_2$, который хорошо соответствует модели одномерного магнетика (отношение внутрицепочечного обмена к междоцепочечному примерно равно 600) и демонстрирует наличие однородного взаимодействия Дзялошинского-Мории с параметром $D = 0.27$ K [4]. При температуре $T = 0.5$ K ($T \ll J = 20$ K) сдвиг резонансных частот спионного дублета относительно частот, соответствующих невзаимодействующим спинам, достигает нескольких гигагерц и приводит к значительной величине $u = 2.4Ja/\hbar a$. Наличие указанного взаимодействия количественно и без добавочных параметров объясняет различное поведение интенсивностей поглощения на верхней и нижней границах двухспионного континуума, наблюдаемое экспериментально в сильном магнитном поле, в частности, исчезновение верхней компоненты дублета в сильном поле.



Рисунок, представляющий результаты работы [5], показывает полевую зависимость отклонения резонансных частот спионного дублета от частоты прецессии свободных спинов при температуре 0.5 K. Имеется хорошее соответ-

ствие теории (сплошные линии) и эксперимента (символы). При отсутствии взаимодействия точки лежали бы на горизонтальных пунктирах.

Описанные экспериментальные следствия взаимодействия спинов указывают на ферми-жидкостное (то есть не ферми-газовое) поведение квазичастиц в одномерном квантовом антиферромагнетике. Возбуждения в одномерном $S = 1/2$ антиферромагетике демонстрируют замечательную аналогию с ансамблем электронов в неферромагнитном металле и специфическими спиновыми волнами В.П. Силина [7], которые наблюдаются благодаря ферми-жидкостному взаимодействию электронов в металлах.

Литература

- [1] L. Faddeev and L. Takhtajan, *Physics Letters A*, **85**, 375 (1981).
- [2] D.C. Dender *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1750 (1997).
- [3] D.A. Tennant, *et al.* *Phys. Rev. B*, **52**, 13368 (1995).
- [4] A.I. Smirnov *et al.* *Phys. Rev. B*, **92**, 134417 (2015).
- [5] K.Yu. Povarov *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **128**, 187202 (2022).
- [6] A. Keselman, L. Balents, and O.A. Starykh, *Phys. Rev. Lett.*, **125**, 187201 (2020).
- [7] V.P. Silin, *Sov. Phys. JETP* **6**, 945 (1958); V.P. Silin, *Sov. Phys. JETP*, **8**, 870 (1959).

Сверхбыстрая оптомагнетика: от магнитостатических волн до магнонов на краю зоны Бриллюэна

А.М. Калашникова

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

Магнетика изучает особый тип квазичастиц — магноны, или кванты спиновых волн, процессы их генерации, распространения и детектирования, а также соответствующие среды и структуры, с целью создания компонентной базы для быстрых, миниатюрных и энергоэффективных устройств обработки информации. Длины волн магнонов составляют от десятков микрон до единиц ангстремов, частоты лежат в диапазоне от ГГц до ТГц, а распространение не сопровождается джоулевыми потерями. Однако, в магнетике существует целый ряд сложных, в том числе и фундаментальных, проблем, таких как проблема генерации волн с большими волновыми векторами и частотами, проблема управления их распространением и проблема сопряжения магнонных элементов с компонентами электроники или фотоники.

В лекции мы обсудим, как использование фемтосекундных лазерных импульсов может помочь в развитии магнетики. Мы рассмотрим, как сверхбыстрые оптомагнитные явления [1] приводят к генерации магнонов, что опре-

деляет предельные частоты и волновые вектора последних [2] и как можно использовать особенности взаимодействия света с магнитными материалами для управления свойствами спиновых волн. Мы рассмотрим лазерно-индуцированную генерацию магнитостатических волн [2–8] — спиновых волн вблизи центра зоны Бриллюэна, которые уже сейчас используются в магнетике как носители информации. В частности, мы рассмотрим, как в сверхбыстрой оптомагнетике можно реализовать перестраиваемый источник спин-волновых пакетов [4], источник однонаправленных спиновых волн [8] и др.

В заключении мы рассмотрим лазерно-индуцированное возбуждение спиновой динамики, характеризующейся максимально возможными волновыми векторами и частотами на краю зоны Бриллюэна, и как такое возбуждение связано с управлением обменным взаимодействием [9]. Мы, в частности, покажем, что такая спиновая динамика, хотя и не проявляется как макроскопическая динамика намагниченности, может быть задетектирована оптически. Это ставит интересный вопрос о возможности использования таких спиновых возбуждений на краю зоны Бриллюэна для сверхбыстрой обработки информации.

Литература

- [1] A.V. Kimel *et al.*, *Phys. Rep.*, **852**, 1 (2020).
- [2] N.E. Khokhlov *et al.*, *Phys. Rev. Appl.*, **12**, 044044 (2019).
- [3] L.A. Shelukhin *et al.*, *Phys. Rev. Appl.*, **14**, 034061 (2020).
- [4] N.E. Khokhlov *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.*, **534**, 168018 (2021).
- [5] P.I. Gerevenkov *et al.*, *Phys. Rev. Mater.*, **5**, 094407 (2021).
- [6] I.A. Filatov *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **120**, 112404 (2022).
- [7] L.A. Shelukhin *et al.*, *Nanoscale*, **14**, 8153 (2022).
- [8] P.I. Gerevenkov *et al.*, *Phys. Rev. Appl.*, (accepted); arXiv:2209.05611.
- [9] A.E. Fedianin *et al.*, arXiv:2212.14698.

Исследования сверхбыстрой динамики магнитных флуктуаций с помощью рентгеновского лазера на свободных электронах

С.М. Сутурин

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

Оптическое манипулирование намагниченностью на субпикосекундных временных масштабах стало интенсивно исследоваться с момента открытия

сверхбыстрого размагничивания в 1996 году [1–3]. Несмотря на то, что глобальное поведение оптического размагничивания интенсивно изучалось в течение последних десятилетий, данных о сверхбыстрой пространственной эволюции намагниченности накоплено не так много. Первое доказательство того, что сверхдиффузионные токи способствуют размагничиванию системы доменов, было предоставлено в работах Pfau and Iacocca [4,5]. В настоящем докладе будут описаны результаты эксперимента на европейском лазере на свободных электронах (XFEL), проведенного в режиме накачка-зондирование. С использованием резонансного магнитного малоуглового рентгеновского рассеяния, в многослойной структуре Co/Pt нами были впервые обнаружены оптически индуцированные короткопериодные нанометровые магнитные флуктуации в пикосекундном масштабе времени. В отличие от работы Iacocca [5], в нашем случае переходные процессы наблюдались исключительно в ферромагнитном состоянии.

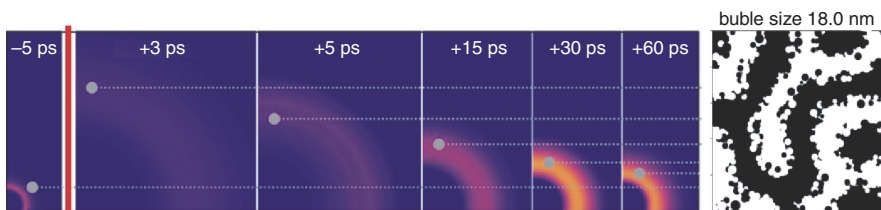


Рис. 1. Динамика переходного магнитного рассеяния (слева) и модель магнитных флуктуаций (справа).

Интересно, что размер обнаруженных магнитных флуктуаций (7–30 нм) был значительно меньше периодичности магнитных доменов 190 нм. Предположительно, короткопериодные магнитные флуктуации появляются на границах доменов в результате ИК-накачки. В докладе будет описана феноменологическая модель магнитных пузырьков, возникающих на границах доменов при оптическом возбуждении. Кроме того, будет предложена микромагнитная двухтемпературная модель, описывающая переходные магнитные флуктуации в системе Co/Pt. Ценность представленного исследования, посвященного сверхбыстрому магнитному отклику на оптическую накачку, представляют интерес не только для фундаментальной физики, но также и с точки зрения разработки приборов спинтроники будущего. Авторы выражают благодарность поддержке, полученной от министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-1349).

Литература

- [1] E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, J.-Y. Bigot, *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996).

- [2] A. Kirilyuk, A.V. Kimel, T. Rasing, *Rev. Mod. Phys.*, **82** (2010).
- [3] D. Sander *et al.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **50** (2017).
- [4] B. Pfau, *et. al.*, *Nat. Commun.*, **3** (2012).
- [5] Iacocca *et al.*, *Nature Commun.*, (2019).

Дисклинации в микро- и нанообъектах

А.Е. Романов

Университет ИТМО, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

Приводятся сведения о свойствах дисклинаций — дефектов ротационного типа в твердых телах [1]. Рассматриваются номенклатура, геометрия и силовые характеристики прямолинейных и круговых дисклинаций [2,3]. Обсуждаются аналитические решения краевых задач изотропной упругости для прямолинейных клиновых дисклинаций, включая задачи о дисклинациях в однородных или двухфазных цилиндрах, в полупространстве и в пластине конечной толщины, в объемной сфере или сферическом слое [2–4].

Полученные решения используются для предсказания поведения дисклинаций в микро- и нанообъектах и для объяснения ряда других эффектов физикомеханического поведения твердых тел. Показано, что свойства дисклинаций становятся определяющим фактором при рассмотрении ротационной пластичности в твердых телах [2,3], границ зерен и их стыков в обычных поли- и нанокристаллических материалах [5], пентагональных стержней и икосаэдрических микро- и наночастиц [6], доменов и двойников в пленках сегнетоэлектриков [7], дефектов в графене и псевдографенах [8,9].

Литература

- [1] A.E. Romanov, A.L. Kolesnikova, *Prog. Mater. Sci.* **54**, 740 (2009).
- [2] В.И. Владимиров, А.Е. Романов. *Дисклинации в кристаллах*, 1986, Л., Наука, 224.
- [3] A.E. Romanov and V.I. Vladimirov, in F.R.N. Nabarro ed. *Dislocations in Solids*, North-Holland, Amsterdam, 9 (1992) 191–402.
- [4] A.E. Romanov, A.L. Kolesnikova, *Rev. Adv. Mater. Techn.*, **3**, 55 (2021).
- [5] A.A. Nazarov, A.E. Romanov, R.Z. Valiev, *Acta Metal. Mater.*, **41**, 1033 (1993).
- [6] V.G. Gryaznov, J. Heydenreich, A.M. Kaprelov, S.A. Nepijko, A.E. Romanov, *J. Urban, Cryst. Res. Tech.*, **34**, 1091 (1999).
- [7] A.E. Romanov, M.J. Lefevre, J.S. Speck, W. Pompe, S.K. Streiffer, C.M. Foster, *J. Appl. Phys.*, **83**, 2754 (1998).
- [8] A.E. Romanov, M.A. Rozhkov, A.L. Kolesnikova, *Lett. Mater.*, **8**, 384 (2018).
- [9] N.D. Abramenko, M.A. Rozhkov, A.L. Kolesnikova, A.E. Romanov, *Rev. Adv. Mater. Techn.*, **2**, 9 (2020).

Деформационные эффекты в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах

В.А. Шаров

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК) группы A^3B^5 привлекают большой интерес и считаются перспективными строительными блоками устройств нанoeлектроники следующего поколения благодаря комбинации уникальных физических свойств. ННК — это квазиодномерные эпитаксиальные структуры с субмикронными латеральными размерами. Высокое отношение их поверхности к объему позволяет осуществлять бездефектный эпитаксиальный синтез сильно решеточно-рассогласованных аксиально- и радиально гетероструктурированных материалов, в том числе непосредственный рост A^3B^5 соединений на кремнии. Геометрия ННК также делает возможной кристаллизацию A^3B^5 в объемно-неустойчивой вюрцитной кристаллической фазе, что приводит к появлению нового класса перспективных материалов. Кроме того, ННК обладают крайне высокой механической прочностью — они способны выдерживать одноосные упругие деформации до 15 ГПа, что на порядок выше, чем объемные полупроводники. Известно, что деформации индуцируют изменения симметрии и зонной структуры полупроводника, а следовательно, его оптических и транспортных свойств. Высокая прочность ННК делает их перспективными объектами для создания перестраиваемых устройств опто- и нанoeлектроники, управление параметрами которых происходит через упругую деформацию. В докладе рассмотрены наиболее значимые результаты, полученные в этом направлении в последние годы: управление величиной запрещенной зоны, прямозонностью, подвижностью носителей заряда, проводимостью и длиной волны фотолюминесценции в напряженных ННК.

Литература

- [1] G. Signorello, S. Karg, M.T. Björk, *et al.*, *Nano Letters*, **13**, 917 (2013).
- [2] G. Signorello, E. Lörtscher, P. Khomyakov, *et al.*, *Nature Communications*, **5**, 1 (2014).
- [3] J. Greil, S. Assali, Y. Isono, *et al.*, *Nano Letters*, **16**, 3703 (2016).
- [4] P.A. Alekseev, V.A. Sharov, M.S. Dunaevskiy, *et al.*, *Nano Letters*, **19**, 4463 (2019).
- [5] L. Balaghi, G. Bussone, R. Grifone, *et al.*, *Nature Communications*, **10**, 1 (2019).

- [6] L. Balaghi, S. Shan, I. Fotev, *et al.*, *Nature Communications* **12**, 1 (2021).
[7] V.A. Sharov, A.M. Mozharov, V.V. Fedorov, *et al.*, *Nano Letters*, **22**, 9523 (2022).

Гравитационно-волновая астрономия: успехи и перспективы

К.А. Постнов

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

В доступной для студентов физиков и математиков форме будет рассказано о свойствах гравитационных волн, их детектировании наземными лазерными интерферометрами и основных результатах, полученных за первые 5 лет работы. Будут охарактеризованы свойства наиболее интересных астрофизических обнаруженных источников — сливающихся двойных черных дыр и нейтронных звезд, и их влияние на современную астрофизику и космологию.

Сильные и слабые магнитные поля во Вселенной

А.М. Быков

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

Магнитные поля играют существенную роль в динамике космических объектов и, зачастую, определяют формирование наблюдаемого излучения. Наблюдаемые особенности рентгеновского и гамма излучения магнетаров — небольшой популяции компактных остатков коллапса массивных звезд — указывают на наличие в них магнитных полей с напряженностью выше 10^{14} Гс. Это превышает так называемое поле Швингера $me^2c^3/\hbar \approx 4.4 \times 10^{13}$ Гс, при котором проявляются нелинейные эффекты поляризации вакуума в квантовой электродинамике. Возможные модели формирования гигантских магнитных полей магнетаров предполагают быстрое усиление магнитных полей прото-нейтронных звезд в первую минуту после коллапса ядра массивной звезды. Вещество, падающее на протонейтронную звезду, раскручивает ее до миллисекундных периодов вращения, и специфический динамо-механизм, согласно моделям, позволяет за первую минуту усилить поля до значений существенно выше 10^{14} Гс. Взрывная диссипация сильных магнитных полей магнетаров время от времени приводит к формированию гигантских вспышек гамма-излучения, прототип которых был открыт в 1979 г. космическими детекторами ФТИ на межпланетных спутниках Венера 11 и 12, и исследование которых активно продолжается сегодня во всем мире.

Магнитные поля аккреционных дисков могут обеспечить эффективные механизмы извлечения энергии из вращающихся черных дыр, что формирует гигантские струи (джеты) синхротронного излучения, наблюдаемые в радиогалактиках. Динамо-механизмы играют, вероятно, основную роль в эволюции магнитных полей звезд, аккреционных дисков и галактик; они усиливают первичные магнитные поля, природа которых — предмет дискуссий.

Протяженные структуры в сегодняшней Вселенной, заполненные разреженной плазмой, имеют слабые магнитные поля напряженностью от нескольких микро-Гаусс до нано-Гаусса и ниже. Слабые крупномасштабные магнитные поля размерами порядка мега парсека и больше встроены в плазму, и время их диссипации велико по сравнению с возрастом Вселенной, в то время как для поддержания наблюдаемых напряженностей полей Земли и Солнца требуется усиление динамо механизмом (поскольку время диссипации зависит от размера системы). Долгое время диссипации крупномасштабных полей дает шанс проследить их эволюцию с ранних эпох эволюции Вселенной. Исследование слабых крупномасштабных полей проводят по их влиянию на процессы переноса гамма-квантов и частиц космических лучей сверхвысоких энергий от удаленных источников. Исследования космических магнитных полей, в частности, помогают в поиске аксионов — гипотетических частиц вне рамок Стандартной Модели, которые являются кандидатами на роль частиц темной материи.

Полупроводниковые источники и детекторы поляризованных по спину электронов

О.Е. Терещенко

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Практически все новые открытия в современной физике твердого тела (гигантское магнетосопротивление, топологические изоляторы, квантовый аномальный эффект Холла, и др.) связаны с особым зонным строением, которое во многом определяется спиновой поляризацией объемных и поверхностных состояний. В связи с этим, важной задачей является изучение электронной структуры и спиновой текстуры твердых тел. Для изучения дисперсии $E(k)$ заполненных состояний широко используется метод фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES). Поляризацию начальных (заполненных) состояний $E(k)$ можно определить, измеряя поляризацию фотоэмитированных электронов с помощью детектора поляризации свободных электронов

(спин-поляриметра). Для исследования свободных (пустых) электронных состояний поверхности используется метод спин-поляризационной инверсной фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (СПИФЭС). Для реализации данного метода требуется стабильный монохроматический спин-поляризованный пучок электронов. Фотоэмиссионные методы позволяют измерять распределение электронов по импульсу, энергии, трем компонентам спина и, таким образом, получать полную информацию о законе дисперсии. Для эффективного измерения закона дисперсии и спиновой структуры твердых тел по-прежнему требуется развитие и создание новых типов спин-детекторов и источников спин-поляризованных электронов. Создание высокоэффективных и стабильных источников спин-поляризованных электронов остаётся актуальным и для ускорителей и коллайдеров нового поколения (например, электрон-позитронный коллайдер Супер-чарм-тау фабрика (Саров, Новосибирск), а также методов электронной микроскопии и спектроскопии.

В нашей работе мы предлагаем метод измерения поляризации электронного пучка, основанный на инжекции спин-поляризованных свободных электронов в гетероструктуру с квантовыми ямами (КЯ), квантовыми точками (КТ) и регистрации поляризованной катодолюминесценции (КЛ). Для реализации этого метода был создан комбинированный сверхвысоковакуумный полупроводниковый фотодиод, состоящий из источника спин-поляризованных электронов (GaAs или NaK_2Sb фотокатод) и детектора свободных поляризованных электронов (гетероструктуры A^3B^5), разделенных вакуумным зазором. В качестве источников спин-поляризованных электронов использовались/исследовались полупроводниковые соединения GaAs и NaK_2Sb , активированные до состояния эффективного отрицательного электронного сродства (уровень вакуума ниже дна зоны проводимости в объеме п/п), с помощью нанесения монослойных покрытий соединений (Cs,O) или (Sb,Cs). Спиновая поляризация, инжектированных свободных электронов, детектировалась оптически через циркулярно-поляризованную катодолюминесценцию (КЛ). По аналогии с монокристаллическими спиновыми светодиодами (spin-LEDs), такие приборы можно назвать спин-поляризованными вакуумными светодиодами (spin-VLEDs), но в отличие от монокристаллических гетероструктур, spin-VLEDs работают без использования магнитных материалов и внешнего магнитного поля: генерация и детектирование спин-поляризованных электронов основаны только на эффекте оптической спиновой накачки, который позволяет генерировать спин-поляризованные носители без зарядовой (токовой) инжекции. Изучены фотоэмиссионные свойства спиновых вакуумных фотодиодов: энергетическое распределение фотоэмитируемых электронов, спектральная характеристика квантовой эффективности, фото- и катодолюминесцентные свойства.

По регистрации интенсивности и степени поляризации КЛ от инжектированных спин-поляризованных электронов измерена зависимость асимметрии КЛ, которая пропорциональна поляризации электронов. Впервые измерено пространственное (поперечное) распределение поляризации электронов в пучке путем измерения распределения латеральной интенсивности поляризованной катодолюминесценции. Измерена зависимость асимметрии (функция Шермана) поляризации катодолюминесценции от энергии инжектируемых спин-поляризованных электронов. Максимальная величина асимметрии составила 0.25, что превышает значение асимметрии, достигаемое в традиционных спин-детекторах Мотта, а также превышает эффективность монолитных spin-LEDs. Практическим результатом данной работы является компактный спин-детектор с пространственным разрешением, который в комбинации с современными энергоанализаторами, используемыми в методе фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES), позволит измерять распределение электронов по импульсу, энергии и трем компонентам спина, т.е. *получать полную информацию о законе дисперсии*.

Созданный полупроводниковый спин-детектор позволил нам обнаружить новые спин-зависимые фотоэмиссионные свойства полупроводниковых гетероструктур на основе мультищелочного фотокатода $\text{Na}_2\text{KSb/SbCs}_3$ и объяснить их с помощью расчетов из первых принципов (DFT) и наблюдения эффекта оптической спиновой ориентации. Расчеты из первых принципов продемонстрировали удивительную схожесть зонного спектра соединения Na_2KSb и GaAs, особенно валентных зон, что связано с определяющим вкладом элементов пятой группы в спектр состояний. В фотокатод $\text{Na}_2\text{KSb/Cs}_3\text{Sb}$ был обнаружен эффект оптической накачки благодаря высокой степени круговой поляризации фотолюминесценции, достигающей 23%. Эти результаты продемонстрировали потенциальную возможность спин-зависимых фотоэмиссионных свойств фотокатода на основе Na_2KSb . Для проверки спин-поляризованной фотоэмиссии мы изготовили специальный сверхвысоковакуумный фотодиод [1], состоящий из гетероструктуры $\text{Na}_2\text{KSb/SbCs}_3$, которая тестировалась в качестве источника спин-поляризованных электронов и анода $\text{Al}_{0.11}\text{GaSbCs}_3$ — в качестве спин-детектора с пространственным [2] и спектральным разрешением [3]. Активный слой Na_2KSb фотокатода выращивался методом газофазной эпитаксии или молекулярно-лучевой эпитаксии и активировался до состояния отрицательного сродства к электрону созданием слоя SbCs_3 толщиной 1–3 нм. Показано, что при комнатной температуре степень поляризации фотоэмитированных электронов достигает практически теоретического максимума 50%. Измерен эмиттанс электронного пучка, генерируемого светом с энергией ниже 1.3 эВ (950 нм), приближающийся

к пределу, определяемому температурным разбросом поперечной энергией электронов в пучке. Высокая квантовая эффективность и малый эмиттанс спин-поляризованных электронных пучков, обеспечиваемые мультищелочными фотокатодами, делают их привлекательными для фотоинжекторов нового поколения с высокой светимостью, а также в методах электронной микроскопии. Наконец, структура $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As/SbCs}_3$ продемонстрировала высокую эффективность в качестве детектора спина свободных электронов с пространственным и спектральным разрешением.

В докладе будет показано, что комплементарное развитие твердотельной и вакуумной спинтроники позволяет создавать новые спин-регистрирующие научно-исследовательские приборы, которые в свою очередь, позволяют исследовать спиновую текстуру новых материалов и предсказывать спин-зависимые транспортные свойства. На основании представленных результатов, в докладе также будет затронут вопрос развития нового направления — полупроводниковой вакуумной спинтроники.

Литература

- [1] V.S. Rusetsky, V.A. Golyashov, S.V. Ereemeev, *et al.*, *New Spin-Polarized Electron Source Based Alkali Antimonide Photocathode*. *Phys. Rev. Lett.*, **129**, 166802 (2022).
- [2] O.E. Tereshchenko, *et al.*, *New imaging concept in spin polarimetry based on spin-filter effect*. *J. Synchrotron Rad.*, **28**, 864 (2021).
- [3] V.A. Golyashov, *et al.*, *Spectral detection of spin-polarized ultra-low-energy electrons in semiconductor heterostructures*. *Ultramicroscopy*, **218**, 113076 (2020).
- [4] O.E. Tereshchenko *et al.*, *Solar energy converters based on multi-junction photoemission solar cells*, *Scientific Reports*, **7**, 16154 (2017).
- [5] A.A. Rodionov *et al.*, *Photoemission and Injection Properties of a Vacuum Photodiode with Two Negative-Electron-Affinity Semiconductor Electrodes*, *Physical Review Applied*, **8**, 034026 (2017).

Спектроскопия спинового шума и квантовый эффект Зенона

Д.С. Смирнов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

Спектроскопия спинового шума — новый мощный метод изучения спиновых свойств полупроводниковых наноструктур, объёмных полупроводников и диэлектриков, а также атомных газов [1]. Впервые этот метод был реализован В.С. Запаским и Е.Б. Александровым более 40 лет назад [2], а первая теория спинового шума электронов в полупроводниках была построена Е.Л. Ивченко

ещё раньше [3]. В последние годы в связи с бурным развитием экспериментальных методов и появлением новых полупроводниковых наносистем спектроскопия спинового шума стала ключевым методом исследования спиновых свойств, а её точность возросла до измерения флуктуаций одного спина в реальном времени [4].

В первой части доклада будут сформулированы основные принципы спектроскопии спинового шума, описаны способы определения частот спиновой прецессии и времени спиновой релаксации, приведены наглядные примеры. Во второй части будут обсуждаться эффекты квантового обратного действия при измерении спиновых флуктуаций [5,6]. В частности, будет теоретически описано влияние квантового эффекта Зенона на спиновый шум и описана модификация экспериментально измеряемых спектров [7,8].

Литература

- [1] Д.С. Смирнов, В. Манцевич, и М. Глазов, *Теория оптически детектируемых спиновых флуктуаций в наносистемах*, УФН, **191**, 973 (2021).
- [2] Е.Б. Александров и В.С. Запасский, *Магнитный резонанс в спектре шумов фарадеевского вращения*, ЖЭТФ. **81**, 132 (1981).
- [3] Е.Л. Ивченко, *К вопросу о флуктуациях спиновой поляризации свободных носителей в полупроводниках*, ФТП, **7**, 1489 (1973).
- [4] N.O. Antoniadis, M.R. Hogg, W.F. Stehl, A. Javadi, N. Tamm, R. Schott, S.R. Valentin, A.D. Wieck, A. Ludwig, R.J. Warburton, *Cavity-enhanced single-shot readout of a quantum dot spin within 3 nanoseconds*, arXiv:2210.13870 (2022).
- [5] N.V. Leppenen, L. Lanco, and D.S. Smirnov, *Quantum Zeno effect and quantum nondemolition spin measurement in a quantum dot-micropillar cavity in the strong coupling regime*, Phys. Rev. B. **103**, 045413 (2021).
- [6] N.V. Leppenen and D.S. Smirnov, *Optical measurement of electron spins in quantum dots: quantum Zeno effects*, Nanoscale, **14**, 13284 (2022).
- [7] S.V. Poltavtsev, I.I. Ryzhov, M.M. Glazov, G.G. Kozlov, V.S. Zapasskii, A.V. Kavokin, P.G. Lagoudakis, D.S. Smirnov, and E.L. Ivchenko, *Spin noise spectroscopy of a single quantum well microcavity*, Phys. Rev. B, **89**, 081304 (2014).
- [8] V. Nedelea, N.V. Leppenen, E. Evers, D.S. Smirnov, M. Bayer, and A. Greilich, *Tuning the nuclei-induced spin relaxation of localized electrons by the quantum Zeno and anti-Zeno effects*, arXiv:2212.07995 (2022).

Квантовые каскадные лазеры среднего инфракрасного диапазона

Г.С. Соколовский

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) с момента предложения принципа их работы Сурисом и Казариновым в 1971 году [1], и, в особенности, после их создания в 1994 году группой Капассо [2], привлекают пристальное внимание научного сообщества из-за перспектив многочисленных применений в газоанализе, биомедицинских исследованиях, беспроводной оптической связи и многих других областях. Основным отличием ККЛ от «лазерных диодов», является их униполярность, т.е. использование для лазерной генерации переходов электронов между уровнями размерного квантования в зоне проводимости, что обеспечивает возможность достижения внутренней квантовой эффективности значительно выше 100%. Однако, к сожалению, высокая эффективность ККЛ трудно реализуема на практике из-за необходимости роста большого количества слоев, на два порядка большего по сравнению с лазерными диодами, и поддержания идентичности составов и толщин квантовых каскадов в течение длительного эпитаксиального процесса. Объясняемое этими трудностями отставание отечественных ученых в создании ККЛ удалось заметно сократить в течение последних нескольких лет. Помимо обзора мирового состояния исследований и разработок мощных квантово-каскадных лазеров среднего инфракрасного диапазона, в докладе обсуждаются результаты исследования ККЛ, все технологические операции по созданию которых выполнены в нашей стране. Среди полученных результатов следует отметить демонстрацию выходной мощности лазерной генерации более 14 Вт на длине волны в области 4.6 мкм [3] и рекордную, превышающую 16 Вт мощность, достигнутую в ККЛ спектрального диапазона 8 мкм [4], а также неожиданные динамические характеристики квантовых каскадных лазеров среднего инфракрасного диапазона [5].

Автор благодарит за поддержку РФФИ (грант № 21-72-30020).

Литература

- [1] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, *ФТП*, **5**, 797 (1971).
- [2] J. Faist, *et al.*, *Science*, **264**, 553 (1994).
- [3] V.V. Dudelev *et al.*, *ICLO*, St.-Petersburg, Russia (2022).

- [4] E.D. Cherotchenko *et al.*, *Nanomaterials*, **12**, 3971 (2022).
[5] E.D. Cherotchenko *et al.*, *Journal of Lightwave Technology*, **40** (7), 2104–2110 (2022).

Электродинамика квантовых излучателей в волноводах

А.В. Пошакинский

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

Квантовая электродинамика изучает взаимодействие квантованного электромагнитного поля с заряженными элементарными частицами в свободном пространстве. В последние годы в физике наноструктур возникли новые области, изучающие квантовоэлектродинамические эффекты в низкоразмерных системах: оптических микрорезонаторах и волноводах с помещенными вблизи них квантовыми излучателями, такими как квантовые точки, одиночные атомы или сверхпроводящие кубиты [1,2]. В докладе будут описаны основы квантовой электродинамики в одномерных волноводах, а также сделан обзор последних теоретических и экспериментальных результатов.

Задача об излучении ансамбля близко расположенных двухуровневых атомов в вакууме впервые была рассмотрена Р. Дике [3]. Им был описан эффект сверхизлучения, когда атомы, находясь в симметричной суперпозиции своих возбужденных состояний, излучают фотоны быстрее, чем это делает одиночный атом. Эффект объясняется когерентностью между излучением атомов. При этом интенсивность излучения оказывается пропорциональной N^2 , где N — число атомов, расстояние между которыми предполагается много меньшим длины волны света. Время затухания излучения, соответствующее времени жизни возбужденного коллективного состояния ансамбля, пропорционально $1/N$.

Наличие диэлектрического окружения позволяет управлять силой взаимодействия между атомами и электромагнитным полем. Задача об ансамбле близко расположенных двухуровневых атомов, взаимодействующих с электромагнитным полем в волноводе, может быть решена точно [4]. Эффект сверхизлучения Дике можно также реализовать, расположив атомы в волноводе на расстоянии, кратном половине длины волны волноводной моды (на частоте излучения атома), что соответствует брэгговскому резонансу. Такие структуры были ранее описаны и реализованы для массивов квантовых ям [5], а также для холодных атомов в оптических решетках [2].

Противоположностью сверхизлучательных состояний являются субрадиационные состояния, время жизни которых много больше времени жизни оди-

ночного атома. Простейшим примером такого состояния служит антисимметричная суперпозиция возбуждений в паре близко расположенных атомов. Деструктивная интерференция электромагнитных волн, испускаемых атомами, приводит к почти полному подавлению излучения такого димера. В массиве из N атомов наиболее долгоживущее однократно возбужденное ($k = 1$) состояние имеет вид стоячей волны и характеризуется временем жизни $\sim N^3$ [6,7]. Субрадиационные состояния с большим числом возбуждений k можно построить, рассмотрев несколько описанных выше димерных возбуждений. Так как каждый димер занимает два атома, субрадиационные состояния существуют лишь для $k \leq N/2$ [8].

Свет, излученный атомами в волноводе, характеризуется нетривиальными квантовыми корреляциями между фотонами. Двухуровневый атом не может поглотить или излучить два фотона одновременно, поэтому в излучении одиночного атома имеет место явление антигруппировки фотонов: корреляционная функция второго порядка $g^{(2)} < 1$. Для ансамбля атомов одновременное излучение нескольких фотонов уже возможно, поэтому в такой системе, в зависимости от геометрии и параметров, может реализовываться как антигруппировка, так и группировка фотонов. Возбуждая субрадиационные состояния, можно достичь больших времен жизни фотонных корреляций [9]. Наличие в спектре возбуждений ансамбля атомов сильно коррелированных состояний приводит к тому, что испущенные системой фотоны оказываются запутанными. Управляя должным образом резонансными частотами атомов, можно добиться излучения белловских пар фотонов или кластеров из нескольких запутанных фотонов, а также производить над фотонами квантовые логические операции [10]. Таким образом, квантовая электродинамика в волноводах имеет большой потенциал в квантовой оптике и квантовых вычислениях.

Литература

- [1] D. Roy, C.M. Wilson, O. Firstenberg, *Rev. Mod. Phys.*, **89**, 021001 (2017).
- [2] A.S. Sheremet, M.I. Petrov, I.V. Iorsh, *et al.*, *Rev. Mod. Phys.*, (2023), arXiv:2103.06824.
- [3] R.H. Dicke, *Phys. Rev.*, **93**, 99 (1954).
- [4] В.И. Рупасов, В.И. Юдсон, *ЖЭТФ*, **86**, 819 (1984).
- [5] Е.Л. Ивченко, А.И. Несвижский, С. Йорда, *ФТТ*, **36**, 2118 (1994).
- [6] М.Р. Владимирова, Е.Л. Ивченко, А.В. Кавокин, *ФТП*, **32**, 101 (1998).
- [7] Y.-X. Zhang, K. Mølmer, *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 203605 (2019).
- [8] A.V. Poshakinskiy, A.N. Poddubny, *Phys. Rev. Lett.*, **127**, 173601 (2021).
- [9] Y. Ke, A.V. Poshakinskiy, C. Lee, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **123**, 253601 (2019).
- [10] D. Ilin, A.V. Poshakinskiy, A.N. Poddubny, I. Iorsh, *Phys. Rev. Lett.*, **130**, 023601 (2023).

Релятивистский электрический потенциал одномерных проводников со стационарным током

Н.А. Поклонский

Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

Исследование свойств одномерных систем [1] как проводников электричества [2,3] и тепла [4] позволяет расширить область их применения в качестве элементов приборных структур [5].

В лекции представлен теоретический расчет и предложена схема измерения концентрации электронов c -зоны (дырок v -зоны) в квазиодномерных прямолинейных полупроводниках с постоянным баллистическим током в отсутствие инжекции в них из контактов избыточных электронов и/или дырок под действием внешнего электрического поля.

Из классической теории электромагнетизма следует (и это экспериментально установлено), что стационарный электрический ток является источником стационарного магнитного поля [6]. Согласно уравнениям Максвелла, электрическая цепь с линейно растущим (или линейно убывающим) во времени током является источником стационарного электрического потенциала (см., например, [7,8]). Ясно, что время существования такого источника потенциала принципиально ограничено.

В работе [9] показано, что в неподвижном однородном проводнике из нормального (несверхпроводящего) металла со стационарным дрейфовым током объемный электрический заряд не равен нулю. Это следует из уравнения Пуассона, связывающего электрический потенциал с объемной плотностью нескомпенсированного электрического заряда в некоторой точке проводника, уравнения непрерывности для плотности тока и закона Ома при учете действия силы Лоренца (от магнитного поля, порожденного этим же током) на электроны проводимости. Отрицательный объемный заряд возникает из-за ухода части электронов в глубь проводника под действием магнитного поля тока. В приповерхностной области проводника с током остается положительный заряд нескомпенсированных электронами ионных остовов [10]. Это перераспределение зарядов по поперечному сечению металла — суть пинч-эффекта [11]. Экспериментально наблюдалась конфигурационная ЭДС, обусловленная изменением плотности стационарного дрейфового тока вдоль однородного проводника электричества из-за изменения площади поперечно-

го сечения проводника (эффект Бернулли в несжимаемой электронной жидкости; см. [12] и цитируемую там литературу).

В рамках специальной теории относительности показано [13–15], что прямолинейный одномерный проводник электричества с возбужденным в нем стационарным током порождает наряду со стационарным магнитным полем стационарное электрическое поле вблизи проводника. Это чисто релятивистский эффект. Вывод формулы для релятивистского электрического потенциала φ_{rel} основан на формуле для скалярного потенциала Лиенара–Вихерта [16–19]. Электрический потенциал, создаваемый элементом тока, интегрируется по квазиодномерному проводнику (тонкой проволоке) конечной длины. В каждой точке проволоки задается баллистическая скорость v бесстолкновительного движения электронов между электродами (от катода к аноду) во внешнем электрическом поле и их концентрация; проволока предполагается локально и в целом электрически нейтральной. Пусть прямая проволока длиной L в виде сплошного цилиндра с площадью поперечного сечения S размещена в среде с относительной диэлектрической проницаемостью ε_r . Согласно [13,14], на расстоянии $d > (S/\pi)^{1/2}$ от центра проволоки со стационарным током релятивистский электрический потенциал:

$$\varphi_{\text{rel}} = -\frac{(I/c)^2}{4\pi\varepsilon_r\varepsilon_0 enS} \left(1 + \frac{4d^2}{L^2}\right)^{-1/2} < 0$$

где I — сила тока, $c = (\varepsilon_0\mu_0)^{-1/2}$ — скорость света в вакууме, ε_0 — электрическая постоянная, μ_0 — магнитная постоянная, e — элементарный заряд, n — трехмерная (объемная) концентрация баллистически движущихся в проволоке электронов.

Оценим величину потенциала φ_{rel} , создаваемого находящейся в жидком азоте ($\varepsilon_r = 1.4$) проволокой из кристаллического $n\text{-InSb}$ ($L = 15 \mu\text{m}$, $S = 30 \mu\text{m}^2$, $n = 10^{15} \text{cm}^{-3}$) с симметричными омическими контактами (электродами) и постоянным электрическим током $I = 0.3 \text{mA}$; плотность тока $I/S = 10 \mu\text{A}/\mu\text{m}^2$. На расстоянии $d = 5 \mu\text{m}$ от центра проволоки в перпендикулярном току направлении имеем $\varphi_{\text{rel}} \approx -1.1 \mu\text{V}$.

Измеряя величину φ_{rel} вблизи проволоки с известным значением S при $I = \text{const}$, находим концентрацию баллистически движущихся электронов n , которую экспериментально установить в рамках классического эффекта Холла для тонкой проволоки практически невозможно (см., например, обзор [20]).

Из формулы для φ_{rel} (полученной при условии $v \ll c$) следует, что потенциал φ_{rel} не зависит от направления тока. При прочих равных условиях абсолютная величина релятивистского потенциала $|\varphi_{\text{rel}}|$ тем больше, чем

меньшей концентрацией электронов обеспечивается поддержание в проволоке заданной силы тока I , т.е. чем больше баллистическая скорость пролета электронов от катода к аноду. Дрейфовая скорость электронов в электродах (неограниченных резервуарах электронов) много меньше, чем баллистическая скорость электронов в проволоке. Поэтому при переходе электронов из катода в проволоку происходит их ускорение, а при переходе из проволоки в анод — торможение (из-за эффекта Бернулли в изотермических условиях). Согласно [15], области с ускорением и торможением электронов дают противоположные по знаку вклады в потенциал φ_{rel} , так что регистрацию релятивистского электрического потенциала необходимо проводить порознь для двух направлений стационарного тока в проволоке.

Итак, релятивистский эффект [21,22] может быть зарегистрирован не только оптическими методами [23,24], но и электрическими измерениями на постоянном токе.

В заключение обозначаются перспективы исследований по тематике лекции и принципиальные электрические схемы измерения релятивистского потенциала.

Работа поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований (грант № Ф23РНФ-049).

Литература

- [1] *Fundamental Properties of Semiconductor Nanowires*, ed. by N. Fukata, R. Rurali, Springer, Singapore, (2021).
- [2] S. Datta, *Lessons from Nanoelectronics. A New Perspective on Transport. Part A. Basic Concepts*, World Scientific, Singapore, (2017).
- [3] S. Datta, *Lessons from Nanoelectronics. A New Perspective on Transport. Part B. Quantum Transport*, World Scientific, Singapore, (2018).
- [4] K. Schwab, E.A. Henriksen, J.M. Worlock, M.L. Roukes, *Nature*, **404**, 974–977 (2000).
- [5] N.I. Goktas, P. Wilson, A. Ghukasyan, D. Wagner, S. McNamee, R.R. LaPierre, *Appl. Phys. Rev.*, **5**, 041305 (2018).
- [6] И.Е. Тамм, *Основы теории электричества* (Физматлит, М., 2003).
- [7] М.А. Миллер, *УФН*, **142**, 147–158 (1984).
- [8] М.А. Миллер, *Изв. вузов. Радиофизика*, **29**, 991–1007 (1986).
- [9] М.Л. Мартинсон, А.В. Недоспасов, *УФН*, **163**, 91–92 (1993).
- [10] Г.Н. Гайдуков, А.А. Абрамов, *УФН*, **178**, 171–174 (2008).
- [11] M.S. Kushwaha, *Mod. Phys. Lett. B*, **30**, 1630002 (2016).
- [12] Т.М. Лифшиц, О.Ю. Полянский, В.В. Романцев, *Письма в ЖЭТФ*, **18**, 421–424 (1973).
- [13] В.В. Митянок, Н.А. Поклонский, *ЖТФ*, **63**, 189–191 (1993).
- [14] N.A. Poklonski, I.A. Halimski, S.A. Vyrko, A.T. Vlassov, N.N. Hieu, *Journal of the Belarusian State University. Physics*, ? 1, 20–25 (2021).

- [15] Н.А. Поклонский, И.А. Галимский, А.Т. Власов, С.А. Вырко, *Материалы и структуры современной электроники: матер. X Междунар. науч. конф., Минск, 12–14 окт. 2022 г.* (БГУ, Минск, 2022) с. 509–514.
- [16] D.J. Griffiths, *Introduction to Electrodynamics*, Cambridge University Press, Cambridge, (2017).
- [17] А.Н. Фурс, *Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика*, № 1, 43–51 (2017).
- [18] Н.Т. Жанг, И.Д. Феранчук, *Изв. вузов. Физика*, № 9, 66–70 (1990).
- [19] A.O. Barut, *Electrodynamics and Classical Theory of Fields and Particles* Dover, New York, (1980).
- [20] А.Ф. Барабанов, Ю.М. Каган, Л.А. Максимов, А.В. Михеенков, Т.В. Хабарова, *УФН*, **185**, 479–488 (2015).
- [21] Е.Л. Фейнберг, *УФН*, **167**, 455–457 (1997).
- [22] С.-Б. Хуан, *УФН*, **181**, 553–556 (2011).
- [23] D. Hils, J.L. Hall, *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 1697–1700 (1990).
- [24] Е.Б. Александров, П.А. Александров, В.С. Запасский, В.Н. Корчуганов, А.И. Стерин, *УФН*, **181**, 1345–1351 (2011).

Источники неразличимых фотонов и фотонных кластеров на квантовых точках

А.А. Торопов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

Использование источников фотонов на основе полупроводниковых квантовых точек (КТ) является одним из наиболее перспективных подходов к реализации устройств квантовых вычислений на основе эффекта квантовой интерференции в системе линейных оптических элементов — светоделителей, линий задержки и фазовращателей [1]. В настоящее время коммерчески доступны источники одиночных фотонов на основе микрорезонаторов с КТ InAs/GaAs, обеспечивающие при импульсной оптической накачке достижение беспрецедентно хороших значений двух критически важных параметров: «чистоты» однофотонного излучения (более 95%) и степени неразличимости излученных фотонов (более 90%) [2]. Тем не менее, пока недостижимым является значение третьего важного параметра — яркости источника, определяемой как вероятность генерации фотона на один импульс накачки, которое бы позволило масштабировать подобные фотонные устройства до размеров, представляющих практический интерес. Альтернативный подход к разработке масштабируемых фотонных квантовых процессоров основан на использовании фотонных кластерных состояний — цепочек фотонов, характеризующихся

взаимным запутыванием [3]. Наиболее перспективным подходом к генерации таких состояний в настоящее время представляется использование эффекта запутывания поляризации последовательно излученных фотонов с состоянием спина резидентного носителя заряда в КТ [4,5]. Реализация этого подхода требует детального изучения спиновой динамики в одиночных заряженных КТ [6].

В первой части лекции будет представлен обзор перспективных подходов, развиваемых с целью увеличения яркости источников неразличимых фотонов, включая реализацию резонансной когерентной накачки π -импульсом трионного состояния в КТ, помещенной в дихроичный оптический микрорезонатор, и использование квазирезонансной накачки КТ в микрорезонаторе посредством акустических фононов. В лаборатории квантовой фотоники ФТИ им. А.Ф. Иоффе для решения этих задач была разработана технология изготовления источников фотонов на базе микрорезонаторов и наноантенн с одиночными КТ в системе (Al,Ga,In)As, позволившая получить источники одиночных фотонов с характеристиками, соответствующими передовому мировому уровню [7,8]. Вторая часть лекции будет посвящена обзору развиваемых подходов, направленных на получение кластерных фотонных состояний. В контексте этой тематики будут представлены исследования спиновой динамики электронов и дырок в одиночной заряженной КТ, выполняемые в лаборатории квантовой фотоники.

Работа поддержана госкорпорацией «Росатом» в рамках Дорожной Карты Квантовые Вычисления (контракт № 868-1.3-15/15-2021 от 5.10.2021 и контракт № R2152 от 19.11.2021).

Литература

- [1] E. Knill, R. Laflamme, and G.J. Milburn, *Nature*, **409**, 46 (2001).
- [2] <https://quandela.com>
- [3] H.J. Briegel, D.E. Browne, W. Dur, *et al.*,
- [4] N.H. Lindner, T. Rudolph, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 113602 (2009).
- [5] I. Schwartz, D. Cogan, E.R. Schmidgall, Y. Don, L. Gantz, O. Kenneth, N.H. Lindner, D. Gershoni. *Science*, **354**, 434 (2016).
- [6] D. Cogan, G. Peniaikov, O. Kenneth, *et al.*, *Phys. Rev. Appl.*, **18**, 024055 (2022).
- [7] M. Rakhlin, G. Klimko, S. Sorokin, *et al.*, *Nanomaterials*, **12**, 1562 (2022).
- [8] M.V. Rakhlin, A.I. Galimov, I.V. Dyakonov, *et al.*, **253**, 119496 (2023).

**Сверхбыстрая лазерно-индуцированная магнитная
динамика в чешуйках ван-дер-ваальсовых
антиферромагнетиков NiPS_3 и FePS_3**

Е.А. Архипова

СПБПУ, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Получение графена и демонстрация его уникальных свойств положили начало активному поиску и изучению других типов двумерных и квазидвумерных материалов. Так, магнитоупорядоченные материалы с пониженной размерностью вызывают большой интерес, поскольку такие материалы могут найти применение в спинтронике, магнотронике, при создании устройств магнитной памяти, а также использоваться для создания гетероструктур с уникальными свойствами [1]. Поиск способов изменения магнитного состояния таких материалов и изучение спиновой динамики при различных возбуждениях является актуальной задачей в физике конденсированного состояния. Тиофосфаты переходных металлов MPS_3 ($\text{M} = \text{Fe}, \text{Ni}$, и др.) являются перспективными объектами для изучения магнетизма в квазидвумерных материалах [2].

NiPS_3 и FePS_3 из семейства тиофосфатов переходных металлов представляют собой слоистые ван-дер-ваальсовы антиферромагнетики с температурами Нееля $T_{\text{rmN}} = 118$ и 155 К соответственно [3]. Оба соединения имеют моноклинную кристаллическую структуру. Ионы переходных металлов в пределах одного слоя образуют сотовую структуру. В упорядоченном состоянии в NiPS_3 магнитные моменты лежат в плоскости слоя, а FePS_3 магнитные моменты направлены перпендикулярно слою. Интересно, что при уменьшении количества слоев в NiPS_3 наблюдается понижение температуры Нееля, а в монослое — исчезновение магнитного порядка [4]. В FePS_3 , напротив, магнитный порядок сохраняется даже в монослое [5].

Целью работы было выявление особенностей сверхбыстрой лазерно-индуцированной магнитной динамики в слоистых ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиках. В эксперименте использовались чешуйки NiPS_3 и FePS_3 , полученные методом эксфолиации и нанесенные на подложку $\text{Si}/285 \text{ нм SiO}_2$. Возбуждение и детектирование динамики лазерно-индуцированного магни-

тооптического отклика проводилось по методике фемтосекундной двуцветной накачки-зондирования.

Основным результатом стало обнаружение в MPS_3 ($\text{M} = \text{Fe}, \text{Ni}$) сверхбыстрого размагничивания под действием лазерных импульсов. Ниже температуры Нееля лазерный импульс накачки индуцирует сверхбыстрое частичное уменьшение антиферромагнитного вектора, которое проявляется в изменении величины квадратичного магнитооптического эффекта Керра для отраженного импульса зондирования. Динамика лазерно-индуцированного размагничивания меняется при приближении к температуре Нееля схожим образом в NiPS_3 и FePS_3 .

Мы провели аппроксимацию экспериментально полученных временных зависимостей магнито-оптического отклика двухэкспоненциальной функцией с целью определения характерных времен лазерно-индуцированного размагничивания, которые составили несколько десятков пикосекунд. Для FePS_3 характерные времена размагничивания оказались больше, чем в NiPS_3 , а также эти времена увеличиваются по мере приближения к температуре Нееля.

Автор благодарит за предоставленные образцы Е. Coronado, S. Manas-Valero и С. Boix-Constant (ICMol, Университет Валенсии, Патерна, Испания), А.М. Калашникову и Д.В. Кунту за помощь в экспериментах.

Литература

- [1] K. Khan, A.K. Tareen, M. Aslam, R. Wang *et al*, *J. of Materials Chemistry*, **8** 387-440 (2020).
- [2] Y. Zhang, T. Fan, S. Yang, F. Wang, S. Yang, S. Wang, J. Su, M. Zhao, X. Hu, *S. meth.*, **5** 2001068 (2021).
- [3] M.A. Susner, M. Chyasnavichyus, M.A. McGuire *et al*, *Advanced Materials*, **29** 1602852 (2017).
- [4] K. Kim, S.Y. Lim, J.-U. Lee, K. Park, G.S. Jeon *et al*, *Nat. Comm.*, **10** 345-354 (2019).
- [5] J. Lee, S. Lee, J. H. Ryoo, S. Kang, T. Yun. Kim, *Nano Letters*, **16** 7433 (2016).

Фототоки, индуцированные электромагнитной волной с неоднородной поляризацией и фазой

А.А. Гуняга

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, СПбАУ им. Ж.И. Алфёрова, Санкт-Петербург, Россия

Наличие неоднородностей в системах, содержащих двумерный электронный газ, например краёв образца, приводит к генерации нелинейных по амплитуде электромагнитной волны токов на нулевой или удвоенной частоте [1].

Обратная ситуация, в которой однородная двумерная система облучается неоднородной электромагнитной волной, также сопровождается генерацией электрических токов. Помимо хорошо изученных фототоков, связанных с неоднородным нагревом электронного газа (фототермоэлектрический эффект), интересен также случай, когда в пространстве меняются только поляризация или фаза электромагнитного поля, а интенсивность остаётся постоянной. Примером волн с неоднородной поляризацией и фазой является закрученный свет — электромагнитные волны, переносящие орбитальный угловой момент [2]. В настоящее время активно решаются фундаментальные и прикладные задачи, связанные с созданием закрученного света и измерением орбитального момента закрученной волны [3,4].

В данной работе построена кинетическая теория фототоков в двумерном газе, вызванных неоднородной электромагнитной волной. Предложен фотоэлектрический метод регистрации закрученного света. Показано, что в общем случае фототок содержит как вклады, связанные с градиентами параметров Стокса, так и вклад, связанный с градиентом фазы; получены аналитические выражения для этих вкладов. Расчёт выполнен в рамках кинетической теории Больцмана, которая описывает поведение электронного газа, находящегося под действием внешнего возмущения при $\omega \ll \langle E \rangle / \hbar$, где ω — частота поля, $\langle E \rangle$ — средняя энергия электрона.

Разработанная теория применена для расчёта пространственного распределения фототоков, возникающих при освещении двумерного электронного газа волной с градиентом поляризации в одном направлении. Такой ситуации соответствует, например, освещение образца двумя пространственно разделёнными лазерными лучами с противоположными циркулярными поляризациями. Расчитаны также фототоки, возникающие под действием закрученного света. Предложен способ измерения его орбитального углового момента, основанный на том, что постоянные токи, индуцированные закрученной волной, создают на оси пучка постоянное магнитное поле. Вычислена величина этого поля как функция орбитального углового момента волны.

Литература

- [1] M.V. Durnev and S.A. Tarasenko, *Phys. Rev. B*, **106**, 125426 (2022).
- [2] Б.А. Князев, В.Г. Сербю, *УФН*, **188**, 508 (2018).
- [3] Z. Ji, W. Liu, S. Krylyuk *et al*, *Science*, **368**, 763 (2020).
- [4] Sh. Sederberg, F. Kong, F. Hufnagel *et al*, *Nat. Photonics*, **14**, 680 (2020).

Магнитные свойства $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ в сверхпроводящем состоянии

Д.В. Денисов

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

В серии полупроводниковых твердых растворов $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ индий образует полосу примесных состояний, энергетическое положение E_{In} которой при уменьшении содержания свинца z смещается из L_{6-} -зоны проводимости теллурида свинца в валентную L_{6+} -зону теллурида олова [1]. При фиксированном z положение полосы E_{In} в $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ зависит также от содержания In, смещаясь в глубину валентной зоны с ростом содержания индия x . Было установлено, что твердые растворы $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ при $z < 0.6$ и $x > 0.02$ характеризуются переходом в сверхпроводящее (СП) состояние 2 рода с необычайно высокой для полупроводников со сравнимыми концентрациями носителей ($p \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$) критической температурой СП перехода $T_c \leq 4.2 \text{ К}$. Необходимыми условиями подобного увеличения T_c являются нахождение уровня Ферми E_F в пределах примесной полосы E_{In} и расположение E_{In} в области дополнительного экстремума валентной зоны (Σ -зоны тяжелых дырок с высокой плотностью состояний). В данной работе исследованы особенности СП состояния в твердых растворах $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ с высоким содержанием In.

При исследовании температурных зависимостей удельного сопротивления $\rho(T)$ образцов $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ в диапазоне содержаний свинца $0.1 \leq z \leq 0.9$ установлено, что по мере увеличения количества свинца z в твердом растворе характер зависимостей $\rho(T)$ принципиально меняется. В твердых растворах с $z \leq 0.4$ наблюдается уменьшение сопротивления с понижением температуры (металлическая зависимость) с последующим переходом в СП состояние; образцы с $z \geq 0.5$ демонстрируют экспоненциальное возрастание $\rho(T)$ при уменьшении T . Изменение характера проводимости в $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ ($z > 0.5$) связано, по-видимому, с возникновением энергетического барьера зона — примесь [2].

Нами изучены магнитопольевые и температурные зависимости намагниченности $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ при низких температурах $5 \text{ К} \geq T \geq 2 \text{ К}$ в магнитных полях до 25 кЭ. В нормальном состоянии ($T = 5 \text{ К}$) зависимость $m(H)$ носит слабый диамагнитный характер. При уменьшении температуры $T < T_c$, в

$m(H)$ наблюдается характерный для сверхпроводника второго рода переход из нормального состояния в СП, сопровождающийся гистерезисом, связанным с захватом магнитного потока образцом. При понижении температуры в исследуемых образцах в магнитных полях $H \rightarrow H_{c2}$ наблюдается появление второго максимума сигнала $m(H)$, достигающее до 10% от максимума гистерезиса, интерпретируемое нами по аналогии с другими материалами как пик-эффект [3,4]. Предполагается, что с увеличением магнитного поля при приближении к H_{c2} происходит «смягчение» вихревой решетки, что и является причиной возникновения пик-эффекта.

Были исследованы зависимости намагниченности сверхпроводящих полупроводниковых твердых растворов $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ от температуры $m(T)$, полученные в различных условиях измерения: режимы охлаждения в нулевом магнитном поле (ZFC), охлаждения во внешнем магнитном поле (FCC), нагрева во внешнем магнитном поле (FCW). В образцах с максимальными $T_c \sim 4.2$ К и максимальными амплитудами пик-эффекта $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ и $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$ на зависимостях $m(T)$ во всех режимах измерения при увеличении магнитного поля H наблюдается уменьшение диамагнитного отклика образца при понижении температуры с переходом в парамагнитную область — парамагнитный эффект Мейснера [5]. Отметим, парамагнитный отклик на зависимостях $m(T)$ в режиме ZFC наиболее ярко выражен в области температур и магнитных полей, где в зависимостях $m(H)$ был обнаружен дополнительный максимум в полях вблизи H_{c2} — пик-эффект.

Автор благодарит Н.Ю. Михайлина, А.Е. Рудоминского, Д.В. Шамшура и Р.В. Парфеньева за помощь в реализации данной работы.

Литература

- [1] Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур, С.А. Немов *ФТТ*, 43, 10 (2001)
- [2] D.V. Denisov *et al.*, *Physica C*, 597, 1354067 (2022)
- [3] N.Yu. Mikhailin *et al.*, *Low Temperature Physics*, 45, 189 (2019)
- [4] D.V. Denisov *et al.*, *Physica C*, 579, 1353755 (2020)
- [5] D.V. Denisov, N.Yu. Mikhailin, D.V. Shamshur and R.V. Parfeniev *J. Phys.: Conf. Ser.*, 1697 (2020)

SERS-активные подложки на основе внедренных наночастиц Ag в c-Si

А.А. Ермина

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

Как и обычная спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС), поверхностно-усиленное комбинационное рассеяние (англ. surface-enhanced Raman scattering (SERS)) представляет собой метод, который включает неупругое рассеяние возбуждающего света, приводящего к спектральным пикам специфических вибрационных связей молекулы, частота которых смещена относительно возбуждающего света. При адсорбции анализируемого вещества (аналита) на поверхности SERS-активной подложки сигнал КРС усиливается, результирующая интенсивность сигнала сравнима с интенсивностью сигнала, получаемого при флуоресценции. В отличие от флуоресценции, имеющей широкие полосы поглощения/испускания, спектральные пики, полученные методом SERS, узкие [1]. Высокое разрешение спектров и чувствительность метода SERS позволяет проводить одновременный многокомпонентный анализ, а также снимать «отпечатки пальцев» (англ. «fingerprint») даже одиночных молекул [2]. Было доказано, что метод SERS успешно обнаруживает широкий спектр химических соединений [1], а также различные биомаркеры болезней, вирусов, бактерий и т.д. [3].

Качество SERS-активных подложек обычно характеризуется коэффициентом усиления (англ. enhanced factor (EF)). Как правило, EF зависит от различных параметров [4] и часто связан с образованием так называемых «горячих точек» (англ. «hot spots»). Наиболее распространенным способом повышения эффективности SERS-активных подложек является использование шероховатой поверхности или наноструктур благородных металлов за счет возникновения локализованного плазмонного резонанса (ЛПР) на них [5].

Создание структур для применения в качестве SERS-активных подложек достаточно трудоемкая работа. В данной работе предложен комплексный подход, включающий в себя моделирование и численные расчеты, технологию, изучение оптических и структурных свойств, по исследованию нового типа SERS-активных подложек, обладающих плазмонными свойствами, на основе серебряных наночастиц (AgNPs), внедренных в объем монокристаллического кремния (c-Si). Такой подход совмещает наноплазмонику и развитую полупро-

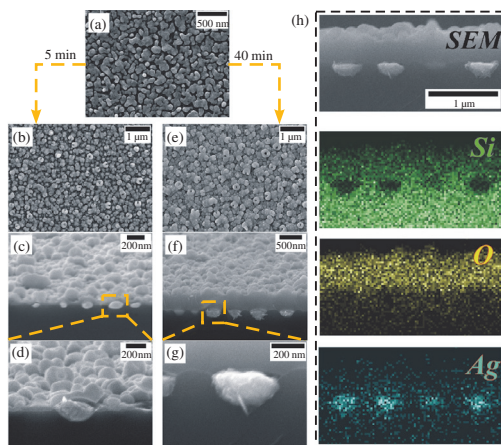


Рис. 1. РЭМ-изображения структур (а) до; (b,c,d) после 5 мин и (e,f,g) 40 мин отжига; (a,b,e) — вид сверху; (c,d,f,g) — поперечное сечение; (h) распределение элементов в образце после 40 мин отжига, полученное методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии.

водниковую технологию. В представленном исследовании создание гибридных структур на основе $\text{SiO}_2\text{:Ag;c-Si}$ и Ag;c-Si выполнено в одном технологическом цикле при высокотемпературной обработке. Островковая пленка Ag формировалась на c-Si подложке методом химического осаждения из раствора $0.02\text{M AgNO}_3 + 5\text{M HF}$ (30 с) с последующей термической обработкой в парах воды в течение 5 и 40 мин при 1000°C . В результате были получены структуры с полувнедренными и полностью внедренными AgNPs в c-Si, средний размер которых составил 150 ± 58 и 223 ± 106 нм, с толщиной слоя $\text{SiO}_2 \sim 36$ и 510 нм, соответственно. Методом растровой электронной микроскопии (РЭМ) были получены изображения структур (Рис. 1). Выращенный термически слой SiO_2 сохраняет плазмонные свойства AgNPs и защищает их от дальнейшего внешнего воздействия.

В качестве аналита исследовался водный раствор метилового оранжевого (МО), степень обнаружения которого демонстрируется вплоть до концентрации 10^{-5} М на всех изготовленных структурах (Рис. 2b).

Численные расчеты показали, что в таких структурах наблюдается ЛПР в ближнем ИК спектральном диапазоне в зависимости от аспектного отношения. На углах AgNPs возникает сильная локализация поля — «hot spots» (Рис 2a). Стоит отметить, что структуры с толстым слоем SiO_2 менее эффективны для применения в качестве сенсора из-за падения чувствительности,

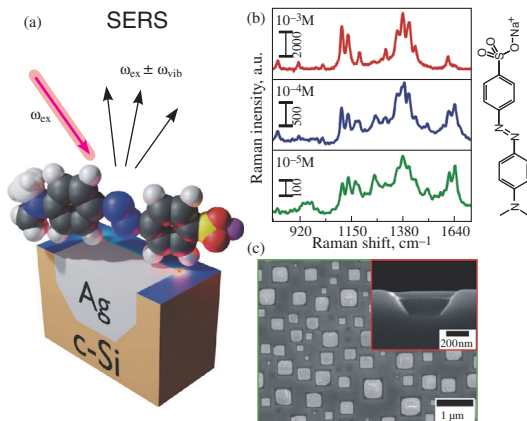


Рис. 2. (a) Модель молекулы МО и структуры Ag:c-Si с наличием «hot spots» на углах внедренной AgNP; (b) спектры КРС для структуры с МО разных концентраций, РЭМ-изображение (вид сверху) которой представлено на (c), в красной рамке — поперечное сечение структуры с удаленной AgNP.

так как напряженность электрического поля затухает на расстоянии. Также расчеты показали, что структуры с заданным периодом внедренных AgNPs без слоя SiO_2 демонстрируют большой $EF \sim 10^6$. Наличие размытых пиков и уменьшение интенсивности для структур с увеличением толщины SiO_2 можно будет решить, оптимизируя толщину защитного слоя SiO_2 . Из расчета и экспериментальных данных однозначно видно, что перспективным в развитии таких структур является создание упорядоченных структур с заданным периодом и размером наночастиц, что резко увеличит наличие «hot spots» и, как следствие, повысит EF.

Автор выражает благодарность Н.С. Солодовченко, В.С. Левицкому и Ю.А. Жаровой за оказанную помощь в работе.

Литература

- [1] G. McNay, D. Eustace, W.E. Smith, K. Faulds, D. Graham. *Appl. Spectrosc.*, **65**, 825–837, (2011).
- [2] S.M. Nie, S.R. Emery. *Science*, **275**, 1102–1106, (1997).
- [3] X. S. Zheng, I. J. Jahn, K. Weber, D. Cialla-May, J. Popp. *Spectrochim. Acta, Part A*, **197**, 56–77, (2018).
- [4] S.C. Luo, K. Sivashanmugan, J.D. Liao, C.K. Yao, H.C. Peng. *Biosens. Bioelectron.*, **61**, 232–240, (2014).
- [5] W.B. Li, X.C. Zhao, Z.F. Yi, A.M. Glushenkov, L.X. Kong. *Anal. Chim. Acta.*, **984**, 19–41, (2017).

Эффект храповика в двухслойном графене: циклотронный и магнетоплазмонный резонансы

С.О. Поташин

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

Одним из наиболее интересных явлений в оптоэлектронике является эффект храповика — генерация постоянного электрического тока в ответ на переменное электрическое поле в системах с нарушенной инверсионной симметрией. Данный эффект изучался в различных низкоразмерных системах на основе GaAs, SiGe, гетероструктур InGaAs и графена, в частности в магнитных полях. Однако циклотронный резонанс (ЦР) в этих экспериментах до сих пор не наблюдался.

В данной работе [1] впервые экспериментально продемонстрировано появление трех резонансов в эффекте храповика, один из которых является циклотронным. Эти резонансы наблюдались при изучении преобразования терагерцового (ТГц) излучения в постоянный ток в двухслойном графене (BLG) с асимметричной модуляцией плотности электронов. Резонансы изучались в режиме Шубникова–де Гааза, где постоянный ток демонстрирует гигантские знакопеременные магнитоколебания, амплитуда которых на два порядка больше, чем фототок за счет эффекта храповика в отсутствие магнитного поля.

Доклад будет посвящен теоретической интерпретации этих резонансов. Как показано в нашей работе [1] ключевую роль играют электрон–электронное ($e-e$) взаимодействие, которое приводит к ряду важных явлений. Первый эффект — плазмонное расщепление ЦР, обусловленное пространственной модуляцией падающего излучения и нелинейным характером эффекта храповика. Важно отметить, что плазмонные эффекты не сводятся к простому смещению ЦР в отклике на однородное поле. Мы покажем, что эффект имеет интерференционную природу и расщепленные резонансы имеют асимметричную форму Фано. Третий наблюдаемый резонанс связан со второй гармоникой ЦР, которая проявляется в нелинейном DC отклике. В отсутствие $e-e$ столкновений этот резонанс по порядку величины был бы равен первым двум. Наоборот, в гидродинамическом режиме (HD), когда $e-e$ столкновения доминируют, вторая гармоника пропадает. В эксперименте этот резонанс хотя и наблюдается, но его амплитуда сильно подавлена. Это дает нам основание сделать вывод, что наша система очень близка к HD режиму. Тот факт, что

вторая гармоник хоть и мала, но в эксперименте отчетливо видна, говорит о том, что мы имеем дело с неидеальной электронной жидкостью с конечной вязкостью.

Проект был выполнен при поддержке РФФИ № 21-52-12015 и фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС». Благодарен соавторам, которые указаны в [1].

Литература

- [1] Erwin Mönch, Sergey O. Potashin, Katja Lindner, Ivan Yahniuk, Leonid E. Golub, Valentin Yu. Kachorovskii, Vassily V. Bel'kov, Robin Huber, Kenji Watanabe, Takashi Taniguchi, Jonathan Eroms, Dieter Weiss, Sergey D. Ganichev, *Cyclotron- and magnetoplasmon resonances in bilayer graphene ratchets*, arXiv:2208.08299 (2022).

Теория резонансной генерации спина в гетероструктурах полупроводник–ферромагнетик

М.А. Ракицкий

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Петербург, Россия

Спинтроника, как область физики конденсированного состояния, изучает явления в твердых телах, связанные со спиновым транспортом, а также возможность применения этих явлений в создании устройств для хранения и обработки информации.

В последнее время большой интерес для исследований представляют подобные графену структуры, такие как дираковские материалы. Вследствие большого спин-орбитального взаимодействия и двумерности, в них могут наблюдаться новые эффекты, связанные с зарядовым и спиновым транспортом [1]. При взаимодействии таких структур с прилегающим слоем ферромагнетика наблюдается эффект изменения намагниченности в ферромагнетике под воздействием проникающих с него спин-поляризованных электронов (spin-orbit torque) [3,4], который может быть использован при создании вычислительных устройств [2].

Для более эффективного применения подобных эффектов необходимо увеличить максимальную спиновую концентрацию, накапливающуюся в структуре, что и изучается в данной работе. Было рассмотрено возникновение неравновесной спиновой поляризации в двумерной структуре со взаимодействием Рашбы в результате электрического дипольного спинового резонанса [5]. С использованием квазиклассического подхода и кинетического уравнения получено уравнение на спиновую поляризацию, аналогичное уравнению Блоха.

Были выведены аналитические выражения для спиновой восприимчивости, и изучены различные режимы проявления данного эффекта, а именно режим с малым затуханием (при этом на частоте возбуждающего электрического поля, близкой к Ларморовой, возникает спиновый резонанс), и режим с большим затуханием, что соответствует большой величине спин-орбитального взаимодействия. Рассмотрение последнего из них особенно интересно, поскольку технологии изготовления гетероструктур постоянно совершенствуются, и становится возможным создавать более чистые образцы с большим временем релаксации и сильным спин-орбитальным взаимодействием.

Автор выражает благодарность научным руководителям: И.В. Рожанскому и К.С. Денисову.

Литература

- [1] A. Avsar *et al.*, Spintronics in graphene and other two-dimensional materials (2020).
- [2] Ethan C. Ahn, 2D materials for spintronic devices (2020).
- [3] D.A. Pesin, A.H. MacDonald, Quantum kinetic theory of current-induced torques in Rashba ferromagnets (2012).
- [4] M.H. Fischer *et al.*, Spin-torque generation in topological insulator based heterostructures (2016).
- [5] M. Duckheim, D. Loss, Electric-dipole-induced spin resonance in disordered semiconductors (2006).

Исследование спиновой динамики носителей в одиночной InAs квантовой точке

Ю.М. Серов

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

Активно развивающиеся сегодня оптические технологии квантовых вычислений и криптографии основываются на квантовых свойствах одиночных фотонов, и для их реализации оказываются необходимы генераторы неклассических фотонных состояний, включая источники одиночных фотонов. Один из наиболее разработанных и перспективных подходов к генерации однофотонного излучения основан на излучении одиночной InAs квантовой точки (КТ), находящейся в микрорезонаторной структуре. При этом было показано [1], что в такой системе можно обеспечить не только генерацию цепочек одиночных фотонов, но и запутанность поляризации излучаемых фотонов со спиновым состоянием резидентных носителей заряда, остающихся в КТ при излучении фотона. Результатом этого, в случае организации определённой спиновой

динамики резидентных носителей, может являться генерация так называемых кластерных состояний — цепочек из нескольких фотонов, максимально запутанных между собой. Кластерные состояния являются основой одного из перспективных подходов к организации квантовых вычислений, основанного на измерении вспомогательных кубитов [2]. В связи с этим исследование спиновой динамики носителей заряда в одиночной КТ является чрезвычайно актуальной темой, активно исследуемой в настоящий момент группами, занимающимися изготовлением источников фотонов для квантовых вычислений [3]. Один из возможных подходов к генерации кластерных состояний основан на излучении заряженной квантовой точки, находящейся в трионном состоянии — то есть в состоянии с двумя дырками и электроном (положительный трион) или с двумя электронами и дыркой (отрицательный трион). В данной работе на основе измерения фотолюминесценции (ФЛ) одиночной InAs КТ в микрорезонаторе с временным и поляризационным разрешением, а также на основе корреляционных измерений статистики излучаемых КТ фотонов, была исследована спиновая динамика электрона и дырки в КТ, излучающее состояние которой соответствует отрицательно заряженному триону.

Исследуемый образец, содержащий КТ в столбчатом микрорезонаторе с брэгговскими зеркалами [4], изучался при температуре 3–27 К в условиях квазирезонансного возбуждения трионного состояния КТ с испусканием акустических фононов [5], для чего энергия фотонов возбуждающего лазера была отстроена от энергии исследуемого перехода КТ на величину порядка 1 мэВ. Была показана возможность оптической ориентации носителей заряда в одиночной КТ при возбуждении циркулярно поляризованным светом, проявляющаяся в поляризации ФЛ, причём измеренная степень поляризации ФЛ достигает значений около 98%, что свидетельствует о практически полной ориентации спина при возбуждении, а также о малости времени жизни возбуждённого состояния КТ в сравнении со временем спиновой релаксации. Проведение измерений ФЛ с временным разрешением показало, что время спиновой релаксации превышает время жизни (370 пс) не менее чем в 4.5 раза. Дальнейшие эксперименты, проведённые с приложением магнитного поля в геометрии Фойхта, продемонстрировали прецессию спина, проявляющуюся для возбуждённого состояния КТ в осцилляциях степени поляризации ФЛ, определяемой по измерению кривых затухания ФЛ в двух поляризациях. Спин резидентного носителя в КТ также прецессирует в магнитном поле, что приводит к наблюдению осцилляций в кросскорреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(t)$, измеряемой между правоциркулярной и левоциркулярной ФЛ при линейно поляризованном возбуждении, при котором исходная ориентация спина происходит за счёт проективного измерения поляризации излуча-

емого фотона. Для определения знака заряда исследуемого трионного состояния, частоты прецессии были также измерены в наклонном магнитном поле. При этом сильно изменившаяся частота осцилляций кривых затухания ФЛ и не изменившаяся частота осцилляций $g^{(2)}$ функции однозначно показали, что практически изотропным g-фактором обладает резидентный носитель заряда, являясь, соответственно, электроном. Проведённый анализ измеренных $g^{(2)}$ функций и кривых затухания в различных магнитных полях и при различных условиях возбуждения и сравнение полученных данных с моделью, описывающей динамику спина в КТ, позволили определить величины g-факторов электрона и дырки в исследуемой КТ ($g_{e\perp} \approx g_{e\parallel} = 0.44$, $g_{h\perp} = 0.30$, $g_{h\parallel} = 2.3$), а также сформулировать гипотезу о том, что при возбуждении отрицательного трионного состояния КТ, содержащей электрон с ориентированным спином, возбуждённое состояние наследует лишь продольную компоненту спина электрона s_z , но не поперечную компоненту s_x . В случае, если данная гипотеза будет подтверждена не только для исследованной КТ, но и для других отрицательно заряженных КТ, это обстоятельство покажет принципиальную невозможность генерации кластерных состояний на отрицательно заряженном трионе.

Автор выражает благодарность Галимову А.И. и Рахлину М.В., совместно с которыми была выполнена экспериментальная часть данной работы; Смирнову Д.С. за помощь в обработке данных и за построение теоретической модели исследуемой системы и Торопову А.А. за организацию данной работы и плодотворные обсуждения. Работа поддержана госкорпорацией «Росатом» в рамках Дорожной Карты Квантовые Вычисления (контракт №. 868-1.3-15/15-2021 от 5.10.2021 и контракт №. R2152 от 19.11.2021).

Литература

- [1] I. Schwartz, D. Cogan, E.R. Schmidgall, *et al. Science*, **354** 6311: 434–437 (2016).
- [2] H.J. Briegel, D.E. Browne, W. Dur, *et al. Nature Phys.*, **5**(1) 19–26 (2009).
- [3] N. Coste, M. Gundin, D. Fioretto, *et al. arXiv preprint*: 2207.05981 (2022).
- [4] M.V. Rakhlin, A.I. Galimov, I.V. Dyakonov, *et al. J. Lumines.* **253** 119496 (2023).
- [5] S.E. Thomas, M. Billard, N. Coste, *et al. Phys. Rev. Lett.*, **126** 233601 (2021).

Магнито-оптические поляризационные свойства ансамбля и одиночных полупроводниковых наноплателетов CdSe/CdS

О.О. Смирнова

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

Коллоидные полупроводниковые нанокристаллы представляют интерес как для исследования фундаментальных электронных процессов в низкоразмерных системах, так и для разработки приложений в оптоэлектронике, биологии, спинтронике [1]. При этом принципиальным становится вопрос о сопоставлении и определении свойств одиночных нанокристаллов и произвольно или направленно ориентированных ансамблей.

Усиленное обменное взаимодействие в коллоидных наноплателетах по сравнению с эпитаксиальными квантовыми ямами приводит к большему обменному расщеплению (~ 5 мэВ) между нижними по энергии состояниями светлого (A) и темного (F) экситонов и быстрой релаксации из A в F [2]. Все это препятствует наблюдению эффектов оптического выстраивания и оптической ориентации, состоящих в появлении линейной или циркулярной поляризации фотолюминесценции при возбуждении образца линейно или циркулярно поляризованным светом и связанных с селективным оптическим возбуждением магнитных подуровней. Экспериментальное обнаружение эффектов оптического выстраивания и оптической ориентации экситонов в ансамбле коллоидных наноплателетов с оболочкой CdSe/CdS [3] послужило стимулом к разработке теории для описания магнито-оптических поляризационных свойств коллоидных полупроводниковых наноплателетов с учетом их особенностей.

Основным фактором, приводящим к различиям между свойствами ансамбля и одиночных наноплателетов, является произвольная ориентация в плоскости подложки наноплателетов, для которых ось квантования перпендикулярна подложке. При низкой концентрации наноплателетов такая геометрия является наиболее предпочтительной. В эксперименте о произвольной ориентации наноплателетов в ансамбле свидетельствует отсутствие зависимости эффекта оптического выстраивания от направления поляризации падающего света, а также нулевые экспериментальные зависимости конверсии линейной

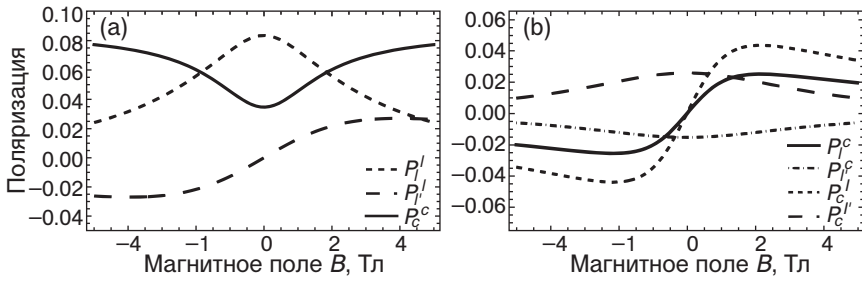


Рис. 1. Зависимости эффектов P_{α}^{β} , где α соответствует поляризации падающего света, а β — поляризации фотолюминесценции ($\alpha, \beta = l, l', c$), от магнитного поля в геометрии Фарадея. (а) Теоретические кривые, описывающие экспериментальные данные [3]. (б) Теоретическое предсказание для полевой зависимости эффектов конверсии для одиночного наноплателета или ориентированного ансамбля.

поляризации в циркулярную и обратно в магнитном поле в геометрии Фарадея [3]. Несмотря на это, теоретический анализ трех нетривиальных экспериментальных результатов — эффектов оптического выстраивания, оптической ориентации и поворота плоскости линейной поляризации — от магнитного поля в геометрии Фарадея позволяет определить экситонные параметры наноплателетов. Это, в свою очередь, позволяет предсказать величину конверсии линейной поляризации в циркулярную и обратно для ориентированного ансамбля или одиночного наноплателета. Для коллоидных наноплателетов с оболочкой CdSe/CdS результаты подобного анализа представлены на рис. 1.

Таким образом, теоретическое описание магнито-оптических поляризационных эффектов в коллоидных полупроводниковых наноплателетах позволяет сопоставить возможные экспериментальные результаты для некоторым образом ориентированного ансамбля и отдельного наноплателета. Соответствующий анализ экспериментальных данных открывает доступ к ориентации наноплателетов в образце, к их экситонным параметрам, а также позволяет предсказывать результаты для другой ориентации, что важно для разработки приложений в различных научных областях.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-52-12064).

Литература

- [1] A.L. Efros and L.E. Brus, *ACS Nano*, **15** (4), 6192-6210 (2021).
- [2] E.V. Shornikova *et al.*, *Nanoscale*, **10**, 646–656 (2018).
- [3] O.O. Smirnova *et al.*, arXiv:2212.06134v1 (2022).

Исследование структуры и состава микрористаллических алмазов методами ОДМР и КРС, полученных без облучения и описание методики изготовления квантовых сенсоров магнитного поля

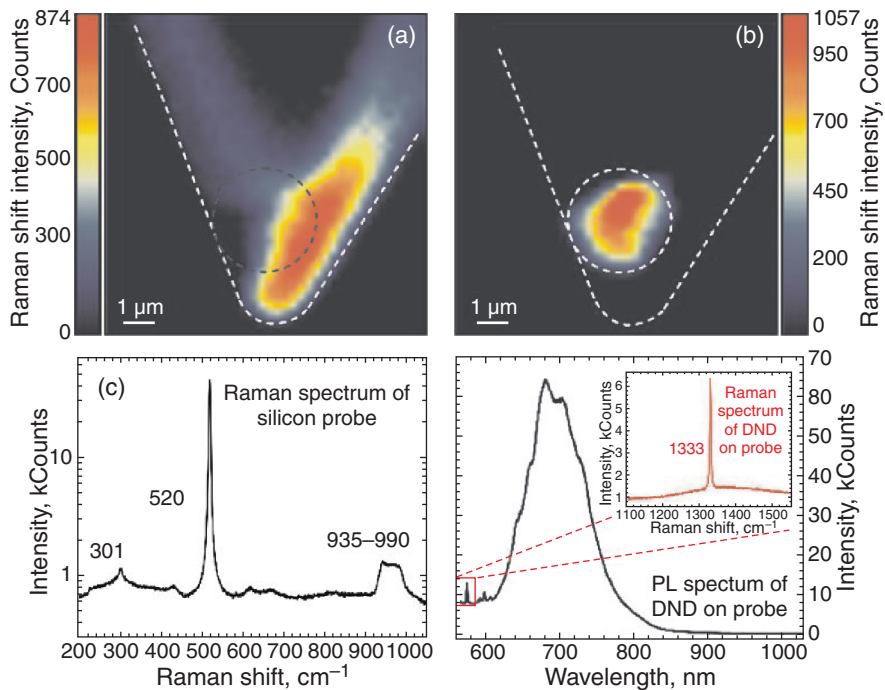
М.В. Учаев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Алмаз является одним из наиболее многообещающих минералов и имеет огромное прикладное значение в различных сферах человеческой деятельности. Анализ кристаллической структуры алмаза для этих целей проводится множеством различных физических методов, среди которых для определения свойств внутренних парамагнитных дефектов используется методы конфокальной спектроскопии и оптическое детектирование магнитного резонанса (ОДМР), которые позволяют проводить анализ с высоким пространственным разрешением. Среди парамагнитных дефектов в алмазе можно особенно выделить NV-центр, который образуется за счет встраивания отрицательно заряженного атома азота на место углерода и связывания с вакансией соседнего атома углерода. Данный центр обладает яркой люминесценцией в видимом спектральном диапазоне с нуль фононной линией 637 нм (1.945 эВ) и фононным крылом в красной области спектра. NV центры обладают уникальной особенностью оптического встраивания спиновых состояний в нулевом магнитном поле при комнатной температуре, что в свою очередь позволяет регистрировать ОДМР с высоким пространственным разрешением. На основе NV-центров в алмазе реализуются квантовые вычисления [1], и изучение биологических объектов [2].

В рамках данной работы были описаны результаты исследования оптическими методами кристаллической структуры и состава микрористаллических алмазов, полученных методом высокотемпературного спекания частиц детонационного наноалмаза (SDND) под высоким давлением. Ярко выраженные азотно-вакансионные дефекты были охарактеризованы методом оптически детектируемого магнитного резонанса, который показал, что спиновые свойства полученных монокристаллов соответствуют высококачественным природным алмазам и превосходят синтетические алмазы, полученные из графита в присутствии металлических катализаторов с последующим облучением и отжигом.

Важным этапом данного исследования стало использование алмазов, по-



лученных при высоком давлении и температуре (НРПТ) спеканием DND частиц в качестве наносенсоров. Кантилеверы атомно-силового микроскопа мотивировались путем фиксации частиц. Проверка успешности операции модификации проводилась при помощи построения карт распределения сигнала комбинационного рассеяния света алмаза и кремния (материал, из которого изготовлен сам зонд) с кончика зонда (рис. 1). Схожесть спектров фотолюминесценции НРПТ со спектрами, присущим идеальному кристаллическому алмазу с заметным содержанием фотолюминесцирующих центров свидетельствует об эффективном формировании высококачественных монокристаллических алмазов размером 0,1–15 мкм путем спекания DND частиц размером 4–5 нм.

Исследование ОДМР показало, что расщепление резонансной линии спектров SDND меньше, чем у НРПТ алмаза и приблизительно равно расщеплению резонанса в монокристалле природного алмаза.

Таким образом, было показано, что качество синтезированных алмазов с NV-центрами выше, чем качество полученных ранее другими методами алмазов.

Исследование было выполнено при поддержке фонда РФФИ № 20-52-76010 ЭРА.

Литература

- [1] F. Kong, C. Ju, Y. Liu, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **117.6**, 060503 (2016).
- [2] R. Schirhagl, K. Chang, M. Loretz, C.L. Degen, *Rev. Phys. Chem.*, **65.1**, 83–105 (2014).

Влияние давления на электронную структуру и величину запрещенной щели в халькогенидах марганца

Е.Д. Чернов

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, Екатеринбург, Россия

Халькогениды марганца активно изучаются как экспериментально, так и теоретически. Интерес вызван наличием перехода металл-изолятор под давлением и возможных каталитических, оптических и магнитных применений [1–3]. Бинарный сульфид марганца MnS был обнаружен в нескольких кристаллических фазах: α (кубическая) — γ -MnS (гексагональная). Известно, что γ -MnS является метастабильным, при нагревании до 200–300°C он переходит в фазу α -MnS [1]. MnSe кристаллизуется в нескольких фазах, и при нагревании гексагональная фаза переходит в более стабильную фазу каменной соли NaCl. Теоретические исследования данных соединений проводились с учетом антиферромагнитного или ферромагнитного упорядочения ионов марганца в случае расчетов электронной структуры MnS, MnTe при нормальных условиях, а также в случае всестороннего гидростатического сжатия элементарной ячейки. При расчете электронной структуры использовался программный пакет Quantum ESPRESSO [4] и метод DFT+U [5]. Как известно, при нормальных условиях MnS обладает свойствами изолятора. В ходе исследования было выяснено, что для воспроизведения широкой электронной щели следует учитывать сильные электронные корреляции в 3d оболочке ионов Mn. Были выбраны значения параметра кулоновского взаимодействия 6,9 эВ и обменного взаимодействия 0,86 эВ. Также стоит отметить, что учет электронных корреляций сильнее влияет на γ -MnS, в котором ширина электронной щели γ -MnS достигает 2 эВ, в то время как α -MnS имеет запрещенную зону, ширина которой не более 1 эВ. Для сжатых объемов элементарной ячейки было обнаружено, что с уменьшением объема элементарной ячейки шири-

на запрещенной зоны уменьшается и, наконец, закрывается при достижении объема ячейки, который составляет около 50% от объема при нормальных условиях. Расчеты электронной структуры MnTe проводились для нескольких кристаллических фаз: орторомбической Pnma , гексагональной $\text{P6}_3/\text{mmc}$ и кубической $\text{Fm}\bar{3}\text{m}$. В ходе расчетов было обнаружено, что орторомбическая Pnma структура обладает металлическими свойствами и фазовых переходов нет. В случае расчетов для гексагональной фазы $\text{P6}_3/\text{mmc}$ и кубической $\text{Fm}\bar{3}\text{m}$ наблюдается фазовый переход, в результате которого открывается электронная щель шириной порядка 1 эВ. Таким образом, при расчете электронной структуры для MnS происходит закрытие энергетической щели и увеличение металлических состояний на уровне Ферми, демонстрируя при этом экспериментально наблюдаемый переход от изолятора к металлу. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект 20-02-00234).

Литература

- [1] X. Yang, *et al.*, *J. Phys. Chem. C*, **116**, 3292 (2012).
- [2] A.A. Dyachenko, *et al.*, *Phys. Rev.*, **98**, 085139 (2018).
- [3] P. Wang, *et al.*, *Chem. Mater.*, **34**, 3931 (2022).
- [4] P. Giannozzi, *et al.*, *J. Phys. Condens. Matter.*, **21**, 395502 (2009).
- [5] V. Anisimov, O. Gunnarsson, *Phys. Rev.*, **43**, 7570 (1991).

Бесконтактные методы определения критического тока сверхпроводников

Д.С. Чикуров

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

Создание ВТСП кабелей второго поколения позволил перейти к их техническому использованию — созданы и введены в эксплуатацию ВТСП токоограничительные устройства [1], разрабатывается магнитоплазменный динамический двигатель [2], создаются прототипы сверхпроводящих двигателей для авиации [3]. Наиболее важной для технических применений характеристикой ВТСП лент является величина критического тока и ее зависимость тока от внешнего магнитного поля и его ориентации относительно плоскости ленты.

Стандартным методом измерения критического тока сверхпроводника является резистивный метод, при котором ток от внешнего источника через сверхпроводник увеличивается до появления небольшого напряжения. Использование этого метода требует создания надежных электрических контак-

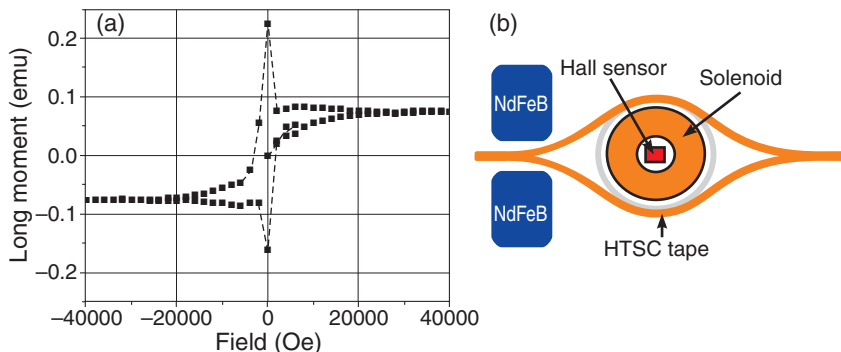


Рис. 1. (a) Зависимость намагниченности от магнитного поля образца ВТСП ленты при температуре 77 К; (b) схематическое изображение конструкции для измерения критического тока кольца ВТСП.

тов, использования мощного источника тока и защиты сверхпроводника от перегорания при резком переходе в нормальное состояние. Избежать сложностей, связанных с резистивным методом позволяют бесконтактные методы измерения критического тока, основанные на особенностях магнитных свойств сверхпроводящего состояния.

Рассмотрим три бесконтактных метода определения критического тока и проиллюстрируем их использование для определения критического тока ВТСП ленты фирмы SuperOx (Москва). Первый метод основан на анализе необратимой кривой намагниченности $M(H)$. Согласно модели критического состояния [4], гистерезис кривой намагниченности пропорционален критическому току сверхпроводника. В простейшем случае независимости критического тока от магнитного поля (модель Бина) соотношение между критическим током и шириной ΔM петли намагничивания имеет следующий вид: $J_c = \frac{3d\Delta M}{a}$, где d — толщина, a — сторона квадрата, ΔM — ширина гистерезиса кривой намагниченности. Зависимость $M(H)$ была измерена для образца ленты ВТСП с помощью VSM магнетометра и приведена на рис. 1а. Заявленная производителем величина критического тока при 77 К и $H = 0$ составляет 170 А для ленты шириной 4 мм, а вычисленная из измеренного гистерезиса ΔM равна 142 А. Учитывая, что данная формула недооценивает критический ток в малых полях порядка 15% [5] можно считать, что имеется хорошее совпадение между измеренным и заявленным критическими токами.

Второй метод основан на эффекте захвата магнитного потока в кольце из сверхпроводника. При увеличении потока через сверхпроводящее кольцо при помощи соленоида (внешнего или внутреннего) в кольце индуцируется

ток, который создает магнитный поток навстречу приложенному, максимальная величина индуцируемого тока равна критическому току. При уменьшении внешнего потока до нуля в кольце замораживается критический ток, величина которого может быть вычислена по величине поля в центре кольца, измеренного датчиком Холла. Поле этого тока измеряется в центре кольца датчиком Холла. Этот метод позволяет получить точные значения критического тока, так как поле тока в центре кольца достаточно однородно. В то же время использование этого метода позволяет дополнительно оценить зависимость критического тока от величины и ориентации магнитного поля. Так как критический ток уменьшается с ростом магнитного поля, достаточно приложить поле к небольшому участку ленты и тогда критический ток кольца будет определяться критическим током этого участка. Для использования данного метода в ленте ВТСП длиной 10 см был сделан продольный разрез посередине ширины, не доходящий до краев, и в получившийся разрез было вставлено жесткое диэлектрическое кольцо. Поле внутри кольца создавалось соленоидом, в центре кольца был расположен датчик Холла (рис. 1b). По формуле магнитного поля кругового тока $B = \frac{\mu_0 I}{2R}$ (где μ_0 —магнитная постоянная, I —ток, R —радиус), используя показания датчика Холла, был рассчитан критический ток, который оказался выше, чем заявленный производителем—200 А.

Третий метод бесконтактного измерения критического тока основан на измерении распределения магнитного поля над поверхностью ВТСП ленты. К участку ВТСП ленты прикладывается магнитное поле небольшой величины (порядка 1 кОе), в ленте возникают экранирующие токи и распределение поля этих токов измеряется перемещением датчика Холла или массивом датчиков Холла. Измеренное распределение поля пересчитывается в распределение плотности критического тока по ширине ленты. Данный метод позволяет проводить неразрушающую диагностику ВТСП ленты большой длины и определять однородность крит.тока по длине ленты. Этот метод реализован в промышленной установке TapeStar компании Theva, именно эта установка и используется производителем ВТСП лент для диагностики.

Таким образом, рассмотрены три бесконтактных метода измерения критического тока ВТСП лент:

- метод вычисления критического тока из гистерезиса кривой намагниченности прост в реализации и позволяет достаточно точно оценивать значения критического тока.
- метод определения крит.тока по величине захваченного в кольце магнитного потока позволяет получать более точные значения критического тока по сравнению с другими методами, а также при модификации

метода еще и зависимости критического тока от величины и ориентации магнитного поля. Недостатком метода является необходимость разреза ленты, что может приводить к постепенной деградации сверхпроводящего слоя со стороны разреза.

- метод определения крит.тока по измерению распределения магнитного поля над поверхностью ленты — достаточно быстрый и эффективный метод измерения, позволяющий получить информацию как об однородности критического тока по длине ленты, так и о неоднородностях и локальных дефектах. Недостатком метода является измерение критического тока в небольшом измерительном поле, что может приводить к занижению абсолютной величины критического тока.

Автор благодарит А.Е. Рудоминского и М.П. Волкова за помощь при выполнении работы, а также ЗАО «СуперОкс» за предоставленные образцы. Исследования проводились при поддержке РНФ (проект № 23-29-00390).

Литература

- [1] М.Е. Мойзых, С.В. Самойленков, А.П. Вавилов, Е.С. Прохоров, А.С. Пучков, А.В. Майоров, Р.Л. Байбеков, О.В. Токарева, А.В. Жуков, *Электричество*, **4** (2021).
- [2] A.S. Voronov, A.A. Troitskiy, I.D. Egorov, S.V. Samoilnikov, A.P. Vavilov, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1686** 012023 (2020).
- [3] F. Grilli, T. Benkel, J. Hanisch et.al, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1590**, 012051 (2020).
- [4] C.P. Bean, *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 31 (1964).
- [5] D. Shantsev, Y. Galperin, T. Johansen, *Phys. Rev. B*, **61** 14 9699–9706 (2000).

Неравновесная сверхпроводимость в нанопроводах InAs/Al

Е.В. Шагина

Институт физики твердого тела им. Осипяна РАН, Черноголовка, Россия
Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,
Москва, Россия

Гибридные структуры из полупроводниковых нанопроводов, покрытые сверхпроводником, исследуются главным образом в контексте поиска Майорановских квазичастиц [1–2]. Анализируя процессы Андреевского отражения, происходящие на границе полупроводника и сверхпроводника, обычно не учитывается состояние сверхпроводника, предполагая, что он находится

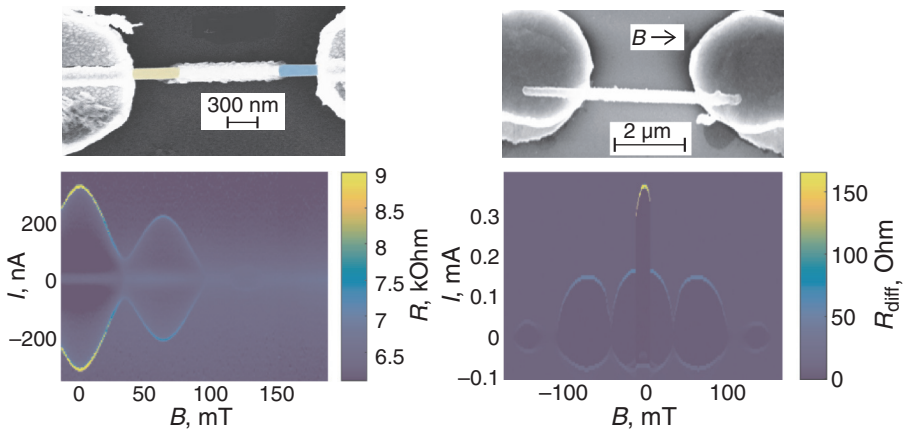


Рис. 1. Левый столбец — образец с островком и измерения дифференциального сопротивления при 0.5 K, правый столбец — образец без травления островка и спектральные измерения при тех же условиях.

в равновесном состоянии. Здесь мы ищем влияние на проводимость неравномерности в сверхпроводящем островке, который представляет собой конечный участок полупроводникового нанопровода, полностью покрытый сверхпроводящей оболочкой.

Исследовались нанопровода из InAs диаметром 130 нм и эпитаксиальной Al оболочкой толщиной 70 нм. Были выбраны для сравнения две геометрии образцов: со сверхпроводящим островком и полностью покрытые алюминием. Спектральные измерения дифференциальной проводимости в магнитном поле параллельном нанопроводу демонстрируют осцилляции скачка дифференциального сопротивления, обусловленные эффектом Литтла–Паркса [3]. Измерения в нуле поля соответствуют настоящему значению критического тока сверхпроводника. Сравнение двух образцов показывает качественное влияние высокорезистивных нормальных участков на сверхпроводимость. Образец с островком имеет в нуле поля скачок дифференциального сопротивления 0.3 мкА и ненулевое сопротивление под щелью. Образец, полностью покрытый алюминием, переход в нормальное состояние при гораздо больших токах, минимум 200 мА в пределе нулевого магнитного поля. В соответствии с этим мы интерпретируем результаты измерений как перегрев сверхпроводника горячими квазичастицами [4]. Таким образом, показано, что в исследованиях полупроводниковых нанопроводов со сверхпроводником стоит учитывать возможное влияние неравновесной сверхпроводимости.

Благодарим группу Г. Кобльмюллера из университета В. Шоттки г. Мюнхен

(ФРГ) за предоставленные образцы нанопроволок InAs/Al.

Работа поддержана грантом РНФ 22-12-00342.

Литература

- [1] R.M. Lutchyn, J.D. Sau, and S.Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 077001 (2010).
- [2] Y. Oreg, G. Refael, and F. von Oppen, *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 177002 (2010).
- [3] S. Vaitiekenas, P. Krogstrup, and C.M. Marcus, *Phys. Rev. B*, **101**, 060507(R) (2020).
- [4] R.S. Keizer, M.G. Flokstra, J. Aarts, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 147002 (2006).

Стендовая конкурсная сессия с докладами молодых ученых

Исследование объемного WS_2 методом высокочастотного ЭПР

А.В. Батуева

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

Дихалькогениды переходных металлов с химической формулой MX_2 (M — переходный металл Mo, W и X—S, Se, Te) — слоистые Ван-дер-Ваальсовы материалы, представляющие интерес в связи с необычностью их свойств и широкими возможностями применения в различных областях электроники (оптоэлектроника, фотовольтаика, спинтроника, валлитроника). В форме отдельных 2D-слоев и их комбинаций, эти материалы демонстрируют свойства, резко отличающиеся от свойств объемных образцов [1,2].

Объемный WS_2 — полупроводник с непрямой зоной шириной примерно 1.3 эВ. С уменьшением числа слоев ширина запрещенной зоны увеличивается и становится прямой и равной примерно 2.1 эВ для монослоя [3].

Объект исследования — объемный образец WS_2 толщиной порядка десятых долей мм, выращенный методом CVD. Измерения проводились методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) на частоте 94 ГГц с возбуждением полупроводниковым лазером 650 нм. На сегодняшний день опубликованные результаты исследования WS_2 методом ЭПР авторам не известны.

В процессе исследования были получены ориентационные зависимости сигнала фото-ЭПР носителей на локализованном центре и определены компоненты анизотропного g-фактора: $g_{||} = 2.181$ и $g_{\perp} = 2.698$. Выделены три

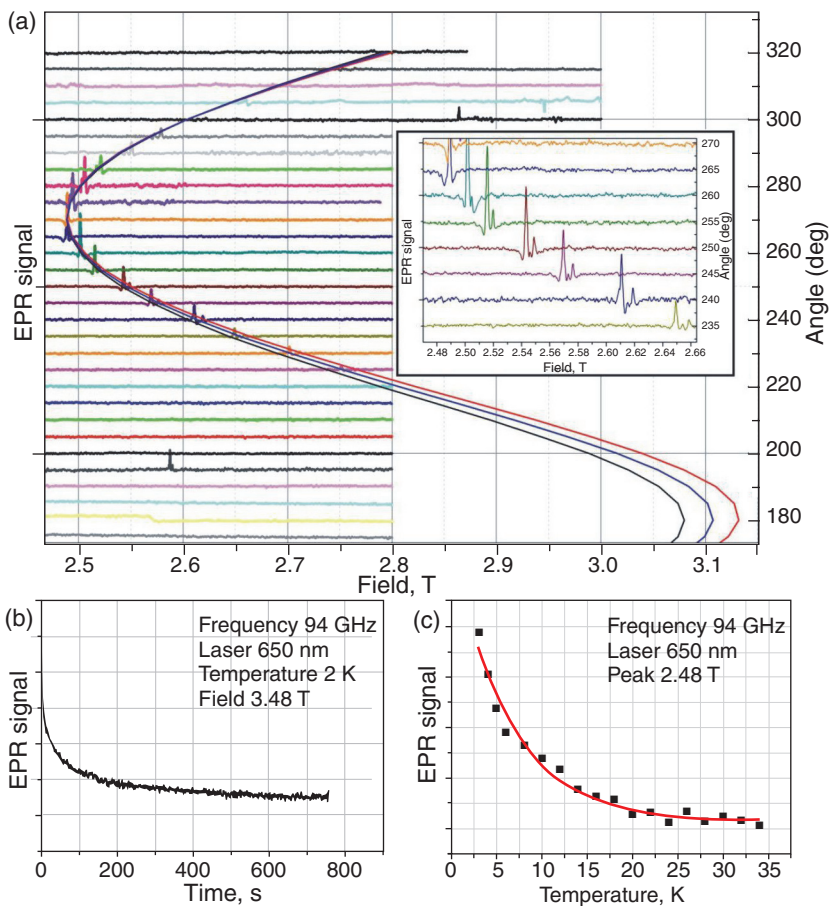


Рис. 1. (a) Ориентационные зависимости сигнала фото-ЭПР объемного образца WS2 на частоте 94 ГГц с лазерной накачкой 650 нм; (b) зависимость сигнала фото-ЭПР от времени после выключения лазерной накачки при температуре 2 К в поле 2.48 Тл; (c) зависимость сигнала фото-ЭПР от температуры в диапазоне 2–35 К

пика, которые могут быть разрешены при повороте образца, предположительно принадлежащие разным политипам WS₂. Получена зависимость сигнала ЭПР от температуры в диапазоне 2–35 К. Зарегистрирована кривая затухания сигнала ЭПР после выключения лазерной накачки при температуре 2 К в поле 2.48 Тл. Эти зависимости могут дать информацию об особенностях рекомбинации и конкретном типе центра.

Литература

- [1] M. Palummo, M. Bernardi, and J.C. Grossman, *Nano Lett.*, **15**, 5, 2794–2800 (2015)
- [2] T. Mueller, E. Malic, *npj 2D Materials and Applications*, **2**, 29 (2018)
- [3] J. Gusakova, X. Wang, Li Lynn Shiau, A. Krivosheeva, V. Shaposhnikov, V. Borisenko, V. Gusakov, and Beng Kang Tay, *Physica Status Solidi (a)*, 214(12):1700218

Неожиданные эффекты в диэлектрическом разомкнутом кольцевом резонаторе

М.Э. Бочкарев

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Первые удивительные результаты, связанные с разомкнутыми кольцевыми резонаторами (РКР), были получены в начале 2000-х годов. Тогда с помощью РКР были созданы метаматериалы, обладающие отрицательным показателем преломления. Но какими еще сюрпризами РКР могут удивить научное сообщество? Недавно было показано, что в спектрах рассеяния на диэлектрических кольцевых резонаторах (КР) с прямоугольным сечением наблюдаются отдельные галереи резонансов, каждая из которых начинается с широкой полосы резонанса Фабри-Перо между боковыми стенками кольца и продолжается последовательностью узких азимутальных резонансов с симметричной формой Лоренца [1]. Что же будет происходить при появлении щели в таком кольце?

Мы изучили поведение узких азимутальных резонансов при топологическом переходе КР→РКР и далее к структуре параллелепипеда с условием сохранения объема структуры, рис. 1 (а). Рассчитаны и обработаны спектры рассеяния электромагнитной волны для различных углов развертки РКР $0^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$, а также измерены спектры рассеяния для РКР с малой щелью. Расчетные спектры прекрасно совпадают с экспериментальными данными.

Наши результаты — это новые удивительные эффекты в спектрах диэлектрического РКР:

Эффект 1 — добротность Q азимутальных резонансов имеет немонотонную зависимость при увеличении угла развертки α с выраженным максимумом при $\alpha \approx 23^\circ$, рис. 1(б);

Эффект 2 — при переходе от КР к РКР форма азимутальных резонансов скачком меняется с симметричной лоренцевской в КР на асимметричную форму Фано в РКР;

Эффект 3 — форма контура Фано азимутальных резонансов (т.е. параметр Фано q) меняется незначительно в пределах первой галереи, однако скачко-

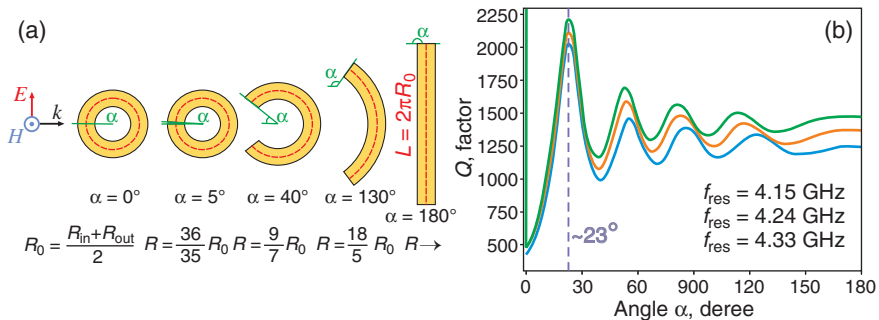


Рис. 1. (a) Постановка задачи. (b) Зависимость добротности трех резонансов от угла развёртки α .

образно меняется при переходе ко второй галерее, в пределах которой форма контура также постоянна;

Эффект 4 — резонансный спектр рассеяния существенно зависит от ориентации щели РКР относительно волнового вектора $\mathbf{k}$ падающей волны.

Найденные эффекты могут быть использованы для широкого круга практических приложений, в том числе в сенсорах, оптических модуляторах, наномантеннах и фильтрах.

Литература

[1] N. Solodovchenko, M. Sidorenko, T. Seidov, *et al.*, *Materials Today*, **60**, 69 (2022).

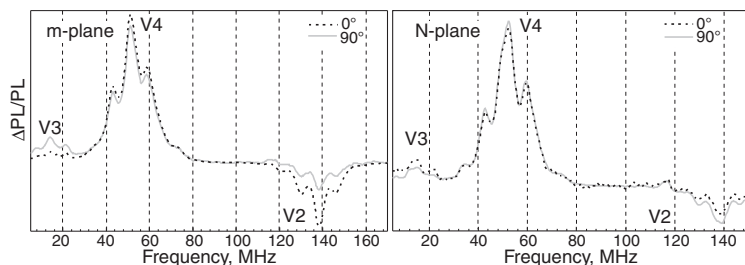
Поляризационная зависимость ОДМР-спектра вакансионных центров со спином 3/2 в карбиде кремния политипов 6H и 15R

И.П. Вейшторг

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Оптически управляемые твердотельные спиновые кубиты являются ключевым элементом квантовых вычислений. Эффективное извлечение излучаемых фотонов и надежный спин-фотонный системы имеют решающее значение для реализации протоколов квантового зондирования и необходимы для реализации квантовых повторителей. Несмотря на то, что карбид кремния (SiC) является очень перспективным материалом, содержащим высококогерентные вакансионные спиновые кубиты, недостатком их практического применения является слабо описанная система уровней в возбужденном состоянии [1].

В исследовании изучены кремниевые вакансии (или сокращенно V-центры) со спином $3/2$. Регистрировалось излучение света вдоль (n-plane) и поперек (m-plane) гексагональной кристаллографической оси кристалла 15R-SiC, по аналогии с исследованиями, показанными в работе [1]. Изучено отличие оптического излучения V-центров в политипах 6H и 15R.



Исследования осуществлялось посредством метода оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР), сигнал которого регистрировался в зависимости от длины волны в диапазоне от 800–950 нм. Был проведен анализ влияния поляризации фотolumинесценции (ФЛ) на ОДМР спектр V-центров в 6H- и 15R-SiC.

Полученные зависимости позволили определить поляризацию диполя различных V-центров в политипе 15R и сравнить данные с политипом 6H. Из угловых поляризационных зависимостей излучения может быть сделан вывод о инвертированной структуре возбужденного состояния. Что открывает возможности реализации спин-фотонной квантовой запутанности на основе данных центров.

Литература

- [1] I.D. Breev, Z. Shang, A.V. Poshakinskiy *et al.*, *NPJ Quantum Information*, **8** (23), (2022).

Трансформация запрещенной зоны от не прямой к прямой в тонких слоях InSe

А.И. Галимов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Петербург, Россия

Бурное развитие области 2D-материалов привело к появлению нескольких классов слоистых материалов, предназначенных для различных целей [1]. Од-

ним из наиболее перспективных материалов является InSe, благодаря возможности применения в электронных устройствах с высокой подвижностью [2], спинтронике [3], оптоэлектронике и т.д. Однако, несмотря на значительный прогресс в изучении свойств слоев InSe, некоторые существенные вопросы остаются неразрешенными. Одним из наиболее важных вопросов является точная толщина перехода запрещенной зоны от не прямой к прямой.

Многие теоретические работы описывают изменение зонной структуры InSe, определяемое толщиной. Известно, что монослой InSe имеет не прямую запрещенную зону типа «мексиканская шляпа», а с увеличением толщины углубление в валентной зоне начинает исчезать. Считается, что при толщине более 10 слоев запрещенная зона становится полностью прямой [4]. Но точный момент перехода вызывает споры. Из-за сложности точных расчетов для более чем 5 слоев, экспериментальные данные представляются единственным надежным вариантом.

В этой работе мы экспериментально исследуем слой InSe с помощью низкотемпературной микро-фотолюминесценции, с целью определения момента перехода запрещенной зоны от не прямой к прямой при увеличении количества слоев. Для точного определения толщины чешуек использовался метод атомно-силовой микроскопии. Кельвин-зонд микроскопия использовалась для определения работы выхода чешуек InSe и визуализации изменений электронных свойств. Показано, что момент появления фотолюминесценции соответствует скачку работы выхода при толщине 8 слоев. Таким образом, наше исследование экспериментально определяет момент качественной трансформации запрещенной зоны и дает важную информацию для изготовления устройств на основе InSe.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-20049, <https://rscf.ru/project/22-22-20049/> и гранта Санкт-Петербургского научного фонда в соответствии с соглашением № 21/2022 от 14.04.2022.

Литература

- [1] R. Mas-Balleste, C. Gomez-Navarro, J. Gomez-Herrero, F. Zamora, *Nanoscale*, **3**, 20–30 (2011).
- [2] H. Arora, H. Erbe, *InfoMat*, **3**, 662–693 (2021).
- [3] J. Liu, W. Kang, T.-Y. Zhou, C.-G. Ma, *Journal of Physics: Condensed Matter*, **30**, 155306 (2018).
- [4] Y. Sun, S. Luo, X. Zhao, K. Biswas, S.-L. Li, L. Zhang, *Nanoscale*, **10**, 7991–7998 (2018).

Оптические моды димера цилиндров из аморфного кремния

А.А. Дмитриев

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В последнее время в оптике активно изучаются такие искусственные среды и покрытия как метаматериалы и метаповерхности. Одним из вариантов «кирпичика» для создания таких структур может стать димер из близко расположенных наночастиц. Ожидается, что изменением расстояния между частицами можно управлять набором мод димера — что скажется на макроскопических свойствах метаматериала, — однако на вопрос о закономерностях, по которым это происходит, на данный момент нет чёткого ответа.

Объектом исследования данной работы являются димеры наноцилиндров из аморфного кремния диаметром 140 нм и высотой 150 нм, находящихся на подложке из кварца [1], с расстоянием между цилиндрами от 10 до 110 нм. Были исследованы спектры рассеяния на данных димерах в двух геометриях: волновой вектор падающей волны находится в плоскости, проходящей через оси цилиндров, и в перпендикулярной ей плоскости. Исследовались s и p поляризации. Во всех случаях на спектрах наблюдался резонансный пик в области длин волн 550–600 нм, что соответствует магнитно-дипольному резонансу. Наблюдается расщепление данного пика на два, причём расстояние между ними немонотонно зависит от расстояния между цилиндрами в димере.

Для объяснения полученных спектров был выполнен анализ собственных мод димера при помощи дипольного приближения. Выполнена классификация мод и проведён симметричный анализ. Обнаружено, что продольные и поперечные моды существуют независимо друг от друга, причём продольные электрические и магнитные моды также расщеплены. Поперечные электрические и магнитные моды, напротив, всегда гибридизованы.

Также была исследована зависимость комплексных собственных частот данных мод от расстояния между цилиндрами. Обнаружено, что она имеет форму спирали, что соответствует режиму слабой оптической связи [2]. Этим, предположительно, объясняется немонотонность расщепления, наблюдаемая в экспериментальных данных.

Работа поддержана грантом РФФИ №21-79-10190. Автор благодарит своих коллег Д.В. Пермякова, А.К. Самусева и М.В. Рыбина, вместе с которыми выполняет данную работу.

Литература

- [1] R.M. Bakker, D. Permyakov, Y.F. Yu, *et al.*, *Nano Lett.*, **15**, 2137–2142 (2015).
- [2] A.A. Dmitriev, M.V. Rybin, *Phys. Rev. A*, **99**, 063837 (2019).

Аномальные зависимости добротности резонансов, возникающих по механизму связанных состояний в континууме

А.А. Кутузова

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Связанные состояния в континууме (ССК) представляют собой локализованные волны в непрерывном спектре энергий, и являются идеальными резонансами с бесконечным временем жизни, в которых отсутствуют потери на излучение [1]. При введении возмущения ССК становятся суперрезонансными модами с конечной добротностью Q . Управление добротностью с помощью параметра асимметрии α , — намеренно введенного в структуру дефекта, позволяет настраивать эффективность удержания электромагнитных волн. Часто ССК реализуются с помощью метаповерхностей.

Большинство систем демонстрируют обратную квадратичную зависимость добротности от параметра асимметрии $Q \propto \alpha^{-2}$ [2]. При этом различные приложения требуют разных зависимостей изменения добротности. В оптических устройствах, таких как лазеры [3–5], настройка оптического отклика может быть улучшена посредством использования метаповерхности со слабой зависимостью добротности от параметра асимметрии. В сенсорах и детекторах [6,7], напротив важно увеличивать чувствительность приборов при приближении к резонансу, поэтому метаповерхности с более сильной зависимостью позволят увеличить точность детектирования молекул.

В этой работе мы рассматриваем метаповерхность, состоящую из диэлектрических цилиндров с отверстиями, которая демонстрирует различные зависимости изменения добротности [8]. Каждое небольшое отверстие рассматривается как возмущение системы. Мы рассчитали фотонную зонную структуру и обнаружили две волноводные моды ниже светового конуса. Мы рассматриваем димеры, состоящие из цилиндров со смещенными отверстиями, вследствие чего происходит удвоение периода, сужение зоны Бриллюэна до интервала $[-\pi/2a : +\pi/2a]$ и появление дополнительного светового конуса в точке π/a . Волноводные моды становятся защищенными симметрией ССК в высокосимметричной Γ точке. Мы рассматриваем собственные моды и при

введении параметра асимметрии симметрия мод понижается, ССК становятся суперрезонансными модами с конечной добротностью. Мы исследуем смещение отверстий, посредством которого можно разрушать как трансляционную, так и зеркальную симметрию структуры. Мы исследовали семь конфигураций смещения отверстий, отличающихся начальным и конечным положением. Этот набор охватывает все комбинации понижения симметрии метаповерхности. Собственные частоты имеют незначительный сдвиг, однако добротность мод становится конечна, и наше исследование направлено на анализ ее зависимости от параметра асимметрии α .

При помощи мультипольного разложения было показано, что в ССК можно выделить доминантные и индуцированные асимметрией мультиполи. В зависимости от излучательной способности индуцированных мультиполей, а так же их амплитуды в начальном положении, показатель степени может принимать значения в интервале от -4 до $-7/4$, включая хорошо известный случай -2 . Мы ожидаем, что наши результаты откроют возможность создания фотонных структур, применяемых к требуемой задаче исследования сильной и слабой зависимости добротности от параметра асимметрии относительно обычного квадратичного закона.

Я благодарна М.В. Рыбину за консультации, помощь и поддержку при выполнении работы.

Литература

- [1] C.W. Hsu, B. Zhen, A.D. Stone, *et al.*, *Nature Rev. Mater.*, **1** 16048 (2016).
- [2] Koshelev, Kirill and Lepeshov, Sergey and Liu, Mingkai *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **121** 193903 (2018).
- [3] A. Kodigala, T. Lepetit, O. Gu, B. Bahari, *et al.*, *Nature*, **541** 196 (2017).
- [4] Yu, Yi and Sakanas, Aurimas and Zali, *et al.*, *Nature Photon.*, **15** 758 (2021).
- [5] Hwang, Min-Soo and Lee, Hoo-Cheol and Kim, Kyoung-Ho *et al.*, *Nature Commun.*, **12** 1 (2021).
- [6] A. Tittl, A. Leitis, M. Liu, *et al.*, *Science*, **360** 1105–1109 (2018).
- [7] F. Yesilkoy, E.R. Arvelo, Y. Jahani, *et al.*, *Nature Photon.*, **13** 30 (2019).
- [8] A. Kutuzova, M. Rybin, *Phys. Rev. Lett.*, Submitted (2022).

Исследование возможности управления сигналом генерации второй гармоники в наноантенне за счет встроенного электрического поля

А.О. Ларин

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Интерес к разработке устройств с управляемыми оптическими свойствами связан с необходимостью создания многофункциональных систем оперирования сигналами в оптическом диапазоне длин волн. Эффект индуцированного электрическим полем генерация второй гармоники (ГВГ) перспективен для реализации оптических элементов, свойства которых зависят от наведённого смещающего напряжения [1]. Это приводит к изменению эффективного значения нелинейной восприимчивости второго порядка через нелинейную восприимчивость третьего порядка. Однако, среди электрического и оптического наведения разности потенциалов в материале, последний отличается быстродействием, из чего следует перспективность оптически индуцированного наведения электрического поля в материале для управления нелинейно оптическим сигналом ГВГ.

В рамках данной работы были выполнены численные расчеты системы уравнений Максвелла и диффузионно-дрейфовой модели для наноантенны с прямым контактом металл-полупроводник для исследования динамики электрического поля, которое вносит вклад в сигнал ГВГ. В данных расчетах на первом шаге было смоделировано распределение электромагнитного поля оптической накачки наноантенны для оценки распределения темпа генерации заряженных частиц, на втором этапе были произведены расчёты диффузионно-дрейфовой модели. На основе полученных последних данных были построены зависимости сигнала ГВГ от мощности возбуждающего излучения для разных значений работы выхода металла и концентрации поверхностных дефектов. Результаты показали отклонение зависимости от квадратичной, как признак проявления эффекта индуцированного электрическим полем ГВГ. Также такие расчеты были приведены для наноантенны без плазмонной составляющей, чтобы показать роль барьера Шоттки на сигнал ГВГ.

Для подтверждения полученных результатов был создан образец с массивами металл-полупроводниковых наноантенн для экспериментального подтверждения результатов из численного моделирования. Экспериментальная

зависимость сигнала ГВГ от понятности мощности фемтосекундного источника в качестве накачки как и в случае численного расчета демонстрирует сопоставимую не квадратичную зависимость.

Таким образом, была разработана наноантенна с прямым контактом металл-полупроводник, в которой значением встроенного электрического поля можно управлять за счет оптической накачки для управления сигналом ГВГ.

Автор выражает благодарность А.М. Можарову, И.С. Мухину, и Д.А. Зуеву за участие в выполнении расчетных и экспериментальных задач представленной работы и полезную дискуссию.

Данная работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 22-72-10035).

Литература

[1] S. Chen, K.F. Li, G. Li, *et al.*, *Light: Science & Applications*, **8**(1), 1–6 (2019).

Диссипативный фазовый переход в системах с парной накачкой и поглощением: теория среднего поля и квантовое уравнение Ланжевена

В.Ю. Мыльников

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Исследование диссипативных фазовых переходов (ДФП) в открытых квантовых системах в настоящее время является одним из наиболее бурно развивающихся направлений квантовой оптики. Примером системы, в которой возникает ДФП, является сверхпроводящий микроволновый резонатор, в котором фотоны поглощаются и накачиваются парами [1]. В данной системе наличие двухфотонного поглощения не разрушает, а стабилизирует квантовое состояние, также известное как состояние кота Шредингера. В пределе большого числа фотонов качественную картину происходящего можно получить с помощью так называемого квазиклассического приближения. Тем не менее, данный подход полностью игнорирует квантовые флуктуации, которые могут играть существенную роль даже в случае большого среднего числа фотонов в системе. В данной работе мы используем формализм функций Грина–Келдыша [2], явно учитывающий эффекты, связанные с квантовыми флуктуациями. Применение этого подхода позволяет строить самосогласованные уравнения движения в приближении среднего поля, аналогичные уравнениям Горькова. Полученные уравнения можно использовать для расчета аномального среднего ψ , которое определяется как среднее значение квадрата опера-

тора уничтожения для моды оптического резонатора. Так, после прохождения критического значения частотной расстройки $\Delta = g$, система демонстрирует резкое уменьшение значения аномального среднего ψ . Этот факт указывает на наличие ДФП, который был изучен для этой системы ранее в работе [3]. При этом, наличие квантовых флуктуаций приводит к уширению фазового перехода вблизи критической точки, которое хорошо описывается в рамках предложенных уравнений среднего поля. Однако, наиболее важным результатом данной работы является степенная зависимость аномального среднего ψ от скорости накачки g в критической точке. Необходимо подчеркнуть, что данный контринтуитивный эффект не может быть обнаружен в квазиклассическом приближении. Причина кроется в решающей роли квантовых флуктуаций, которые существенно влияют на поведение данной системы в критической точке и должны учитываться даже в случае большого среднего числа фотонов. Также, для уточнения значения данного критического индекса мы разработали подход, использующий уравнение Фоккера–Планка, которое корректным образом описывает поведение системы в критической области. Было найдено стационарное решение данного уравнения и показано, что в области сильных флуктуаций критический индекс совпадает с численным расчетом. Кроме того, мы продемонстрировали корректность описания теории Ландау вдали от критической области. Полученные результаты могут быть использованы для создания новых неравновесных квантовых состояний с управляемыми свойствами для практических применений в квантовой метрологии и информатике.

Данная работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 21-72-30020).

Литература

- [1] Z. Leghtas, S. Touzard, I.M. Pop, *et al.*, *Science*, **347**, 853 (2015).
- [2] L.M. Sieberer, M. Buchhold, and S. Diehl, *Rep. Prog. Phys.*, **79**, 096001 (2016).
- [3] N. Bartolo, F. Minganti, W. Casteels, and C. Ciuti, *Phys. Rev. A*, **94**, 033841 (2016).

Разработка и применение криогенного шумового туннельного микроскопа

Б.А. Поляк

МФТИ, Москва, Россия, ИФТТ, Черноголовка, Россия

Сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия давно зарекомендовали себя как надёжные и практичные инструменты получения информации о топографии и электронной структуре проводящих поверхностей с крайне высоким пространственным разрешением. В то же время, данные методы в рамках одной установки можно дополнить ещё одним, не менее мощным: измерением дробового шума туннельного тока. Измерение дробового шума позволяет охарактеризовать статистику протекания заряда в туннельной игле. Благодаря этому, например, становится возможным измерение функции распределения электронов по энергии [1] или определение эффективного заряда носителей [2].

Данная работа посвящается разработке и применению подобной установки, совмещающей в себе функционал обоих вышеописанных методов. Следует отметить, что идея не является уникальной, но пока в мире существует крайне мало работ, использующих подобный метод [3,4]. Однако созданный прибор является оригинальным, так как был с нуля спроектирован как по механической, так и по электронной и алгоритмической составляющей. Для этого необходимо было исследовать множество отдельных тем, таких как создание установки для травления игл, создание быстрого конвертера ток-напряжение, усовершенствование алгоритмов обратной связи, написание быстродействующего ПО, корректирование шумового низкотемпературного предусилителя для совмещения с измерениями СТМ. Работоспособность установки на данный момент проверена на образцах пиролитического графита и калибровочной золотой плёнки с паттерном из выступающих маркеров. При 4.2 К воспроизводимо получены сканы поверхности Рис. 1, вольт-амперные характеристики на различных туннельных сопротивлениях, а также значения спектральной плотности дробового шума близкие к теоретически предсказанным Рис. 2. Таким образом, был разработан и опробован не имеющий на данный момент аналогов в России прибор для шумовой микроскопии, позволяющий значительно расширить спектр применения СТМ и измерений дробового шума.

Данная работа была поддержана проектом РНФ 22-12-00342.

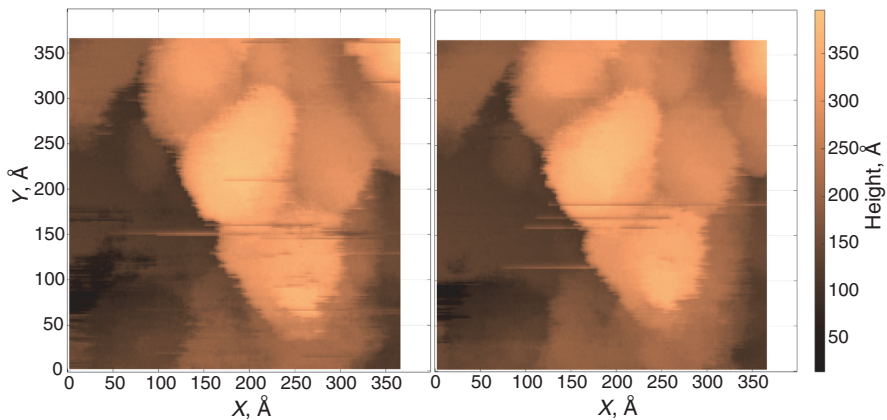


Рис. 1. Пример двух различных сканов поверхности образца, сделанные с интервалом в 1 час

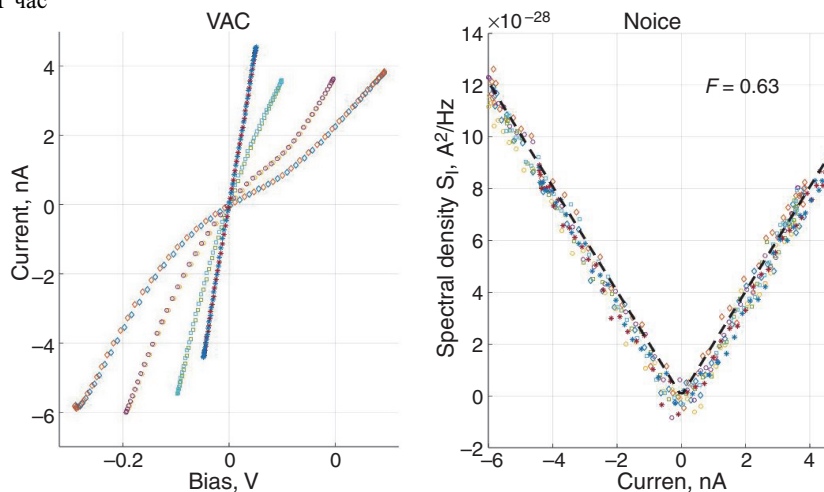


Рис. 2. Вольт-амперная и ток-шумовая характеристики при различных туннельных сопротивлениях в интервале от 100 МОм до 10 МОм на образце пиролитического графита

Литература

- [1] E.S. Tikhonov, A.O. Denisov, S.U. Piatrusha, *et al.*, Spatial and energy resolution of electronic states by shot noise, *Physical Review B*, 102, 085417 (2020)
- [2] Ya.M. Blanter, M. Buttiker Shot Noise in Mesoscopic Conductors, *Phys. Rep.*, 336, 1 (2000).

- [3] Jian-Feng Ge, Koen M. Bastiaans, Damianos Chatzopoulos, *et al.*, Determination of the charge transfer when tunneling into putative Majorana modes in individual vortices in $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$, 2022
- [4] Koen M. Bastiaans, Damianos Chatzopoulos, Jian-Feng Ge, *et al.*, Direct evidence for Cooper pairing without a spectral gap in a disordered superconductor above T_c , *Science*, 2021, Vol 374, Issue 6567, pp. 608–611

Энергетический спектр и волновые функции электрона в сферической квантовой точке: роль граничных условий

К.И. Русских

СПбАУ РАН им. Ж.И. Алфёрова, ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена исследованию энергетического спектра и волновых функций электрона в полупроводниковых сферических нанокристаллах (НК), окруженных диэлектрической средой. Предполагается, что среда характеризуется малой диэлектрической проницаемостью и эффективной массой электрона, равной массе свободного электрона.

Стандартная модель сферической квантовой точки с бесконечным потенциальным барьером [1] не позволяет описать вытекание электронной плотности из нанокристалла в среду и, как следствие, взаимодействие электронных состояний в двух взаимодействующих нанокристаллах, а также не позволяет учесть специфику структуры, связанную с различием эффективной массы электрона внутри нанокристалла m_A и в окружающей диэлектрической среде m_B . Граничные условия для радиальных волновых функций на поверхности НК радиуса a для конечного потенциального барьера высоты U имеют вид [2]:

$$R_l^A[a] = R_l^B[a], \frac{1}{m_A} \frac{dR_l^A}{dr}[a] = \frac{1}{m_B} \frac{dR_l^B}{dr}[a]$$

Проведен теоретический расчет энергий $\frac{E_l}{E_q}$ и волновых функций электронных состояний s , p и d симметрии, характеризующихся значениями орбитального момента $l=0,1,2$, соответственно. Расчет выполнен для сферической квантовой точки в зависимости от безразмерной высоты барьера $X_u = \frac{U}{E_q}$ и для разных отношений масс $\mu = \frac{m_A}{m_B}$. Энергия измеряется в единицах $E_q = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_A a^2}$.

Численно показано, что даже при очень больших значениях потенциального барьера, стандартные граничные условия в приближении бесконечно высо-

кого барьера ($E_l^\infty = \frac{\gamma_l^2 \hbar^2}{2m_A a^2}$, где γ_l – 1-й корень функции Бесселя 1-го порядка.), т.е. равенства нулю волновых функций на границе, плохо описывают энергетический спектр, особенно для возбужденных состояний. Показано, что при уменьшении μ , отклонение расчетных уровней энергии E_l от E_l^∞ (см. Рис. 1) и вероятность найти электрон на границе значительно возрастает, хотя вероятность найти электрон вне квантовой точки ? убывает.

В дальнейшем планируется развитие модели для учёта как разницы эффективных масс внутри нанокристалла и в среде, так и разницы диэлектрических констант, которая приводит к появлению дополнительного потенциала самодействия [3].

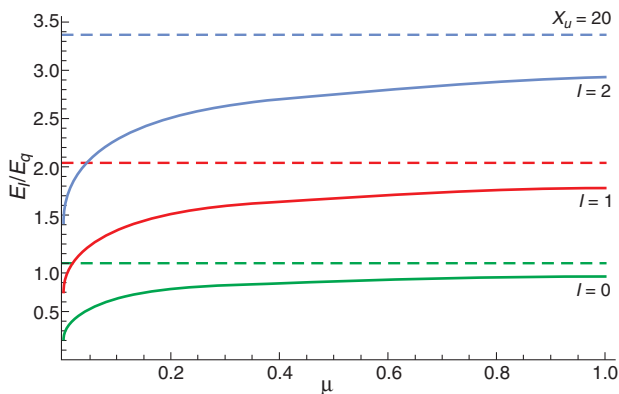


Рис. 1. Зависимость уровней размерного квантования от отношения масс μ для трёх уровней симметрии l для фиксированного потенциала $X_u = \frac{U}{E_q} = 20$. Энергии выражены в единицах E_q и асимптотические энергии $\frac{E_l^\infty}{E_q}$ показаны штрихованными линиями.

Литература

- [1] Ал.Л. Эфрос, А.Л. Эфрос, *ФТП*, **40**, 337–340 (1982)
- [2] A. Rodina, A. Alekseev, Al.L. Efros, M. Rosen, B.K. Meyer, *Phys. Rev. B*, **65**, 125302 (2002)
- [3] Г.Б. Григорян, А.В. Родина, Ал.Л. Эфрос, *ФТТ*, **32**, 3512–3521 (1990)

Синтез и исследование ортофосфатов YPO_4 и LuPO_4 , содержащих ионы Er^{3+}

Е.А. Силантьева

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

Ортофосфат структуры ксенотима с упрощенной формулой MePO_4 (Me-Y и лантаноиды ряда Tb-Lu) является хорошо известным кристаллическим материалом в качестве перспективного люминофора. Так, ортофосфаты иттрия и лютеция, активированные ионами трехвалентных РЗЭ, проявляют яркую люминесценцию в видимой области спектра.

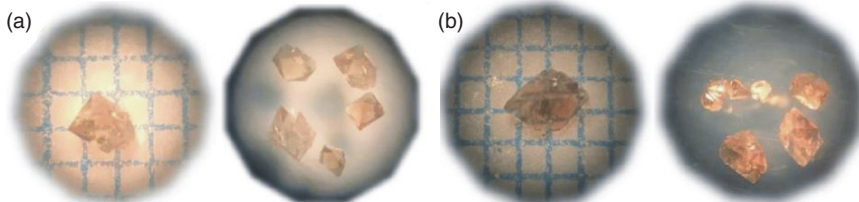


Рис. 1. Монокристаллы ортофосфатов в оптическом 3D-микроскопе: (a) $\text{LuPO}_4 + \text{ErPO}_4$; (b) $\text{YPO}_4 + \text{ErPO}_4$. Масштаб сетки 1×1 мм.

Целью данной работы являлись синтез и дальнейшие исследования ортофосфатов, активированных ионом Er^{3+} в качестве перспективного люминофора; сравнение люминесцентных свойств лютециевого и иттриевого ортофосфатов.

В соответствии с этой целью необходимо было подобрать наиболее благоприятные условия синтеза и оптимальное содержание ионов Er^{3+} , являющихся центрами окраски. Настоящая работа посвящена изучению Lu- и Y-ортофосфатов, легированных ионом Er^{3+} . Монокристаллы с различным содержанием Er^{3+} были синтезированы раствор-расплавным методом (метод флюса) и исследованы с помощью электронно-зондового микроанализа (РСМА) в сочетании с 3D-оптической микроскопией и катодолюминесценцией (КЛ) [1].

В молибдатный флюс исходного состава добавляли прекурсоры (YPO_4 (или LuPO_4) + ErPO_4) в соотношении флюс: прекурсоры = (97 : 3) вес. %. Полученную шихту для синтеза ортофосфатов помещали в платиновый тигель объемом 15 мл. Тигель устанавливали в кварцевую ампулу и нагрева-

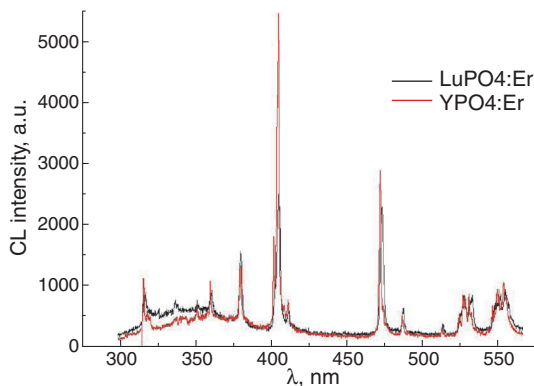


Рис. 2. Спектр КЛ кристаллов ортофосфатов, активированных ионом Er^{3+}

ли в вертикальной трубчатой печи. Температуру контролировали прибором VARTA. Температура достигала $1220\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение 4 ч, затем фиксировалась в течение 3 ч и медленно снижалась до $850\text{ }^{\circ}\text{C}$ со скоростью $6\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{ч}$. Наконец, печь выключали и охлаждали до комнатной температуры без контроля. Полученные кристаллы извлекали из остатка флюса промывкой тиглей в водном растворе гидроксида аммиака в течение суток [2]. Эти условия синтеза позволили получить кристаллы значительно большего размера, чем при других условиях (до 3 мм).

Как видно из рис. 1, полученные кристаллы в форме бипирамид в сочетании с гранями призмы были прозрачными и характеризовались желто-коричневой окраской.

Исследование образцов показало, что примесь Er, входящего в их кристаллическую структуру, соответствует расчетному содержанию Er, загруженного в прекурсор (около 3 вес. %) [2]. Помимо этого, у некоторых образцов в ходе исследования под электронным пучком были обнаружены зональности, предположительно связанные с собственными дефектами кристаллов.

Известно, что интенсивное свечение наблюдается в области 520–560 нм (переходы $^2\text{H}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ и $^4\text{S}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$). Кроме того, в спектре излучения Er^{3+} наблюдаются две группы полос в диапазоне 405–420 нм (переходы $^2\text{H}_{9/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$) и 650–670 нм (переходы $^4\text{F}_{9/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$) [3]. Все эти переходы хорошо видны на представленном спектре (рис. 2).

Спектры КЛ иттриевого и лютециевого ортофосфатов в целом аналогичны, однако они отличаются структурой полос люминесценции и соотношением их интенсивности (практически в два раза).

Автор выражает благодарность Буракову Б.Е. за помощь в синтезе образ-

цов, Ореховой К.Н. за помощь в КЛ исследованиях образцов, Поповой Т.Б. за исследование образцов методом РСМА. Особая благодарность выражается научному руководителю Заморянской М.В. за всестороннюю помощь в исследовательской работе.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-23-00465.

Литература

- [1] К.Т. Вильке, Методы выращивания кристаллов. 425 (1968).
- [2] Н.Н. Еремин, Т.А. Еремина, Неорганическая кристаллохимия. Книга 1, 394 (2018).
- [3] В.А. Тимофеева, И.Н. Гусева, Н.М. Меланхолин, Морфологические особенности иттриево-алюминиевых гранатов, выращиваемых из флюсовых расплавов на затравках. 284-288 (1967).

Экспериментальный стенд оптически детектируемого магнитного резонанса для исследования ансамблей NV-центров в алмазных пластинах

А.М. Скоморохов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Уникальные свойства центров окраски в алмазе, а именно существование механизма оптически индуцированного выстраивания населенностей спиновых подуровней в широком диапазоне температур открывают возможности для применения NV-дефектов в таких развивающихся областях, как магнетрия, квантовая оптика, биомедицина [1].

Для исследования особенностей NV-центров в алмазных пластинах был разработан стенд для регистрации сигнала ОДМР по фотолюминесценции в непрерывном и импульсном режимах в фиксированной точке образца, а также и при сканировании образца в плоскости XY или по глубине (по оси Z) в различных магнитных полях.

Одним из основных параметров центров является время когерентности, определяемое как время спин-спиновой релаксации. Это время зависит от расстояния между NV-центром и ближайшей парамагнитной примесью в виде доноров замещающего азота N и определяется по осцилляциям Раби. Стенд позволяет определять локальные напряжения/деформации и величины взаимодействий NV-центров с донорами азота.

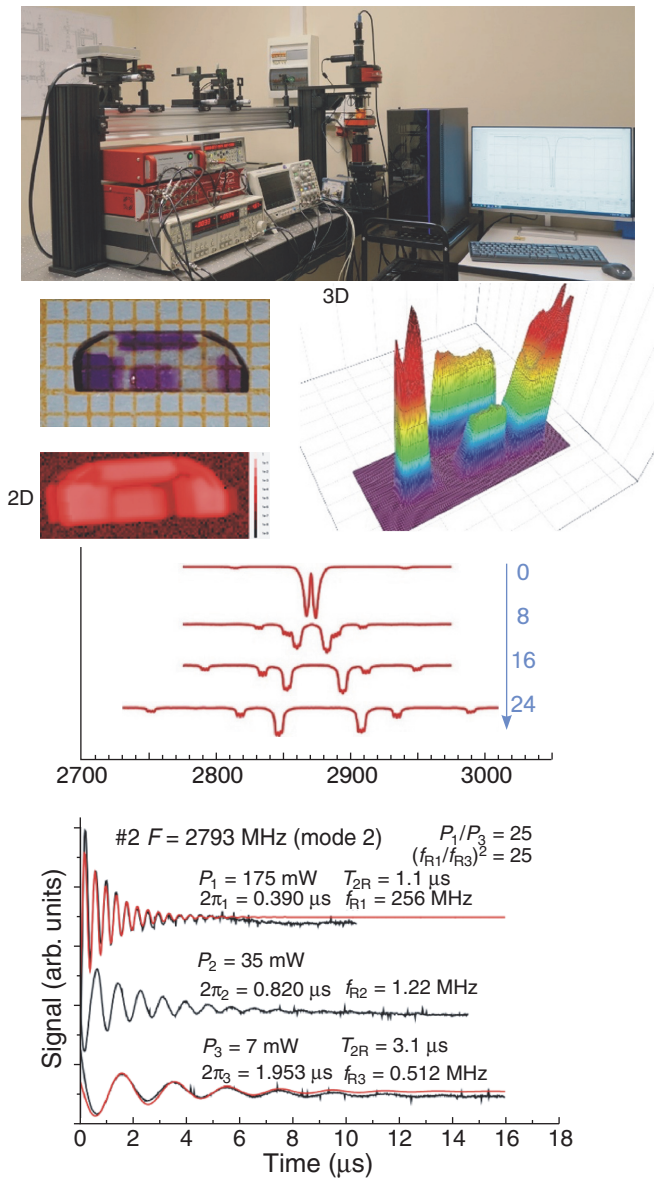


Рис. 1. Общий вид стенда, фото и карта ОДМР зональной пластины алмаза, спектры ОДМР NV-центров в кристалле алмаза в фиксированных магнитных полях и осцилляции Раби

Литература

- [1] R.A. Babunts *et al.*, Interaction between NV centers and substituting nitrogen complexes in diamond as a diagnostic probe of the local nitrogen concentration *J. Appl. Phys.*, **132**, 175705 (2022).

Фотонные галереи диэлектрических резонаторов

Н.С. Солодовченко

ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Топологический переход **диск** $\rightarrow$ **кольцо с прямоугольным сечением** (Рис. 1) приводит к фундаментальной перестройке фотонного спектра. Спектр диска характеризуется бесконечным набором эквидистантных (без учета дисперсии) мод шепчущей галереи, спектр кольца разбивается на отдельные короткие галереи, каждая из которых начинается с широкого поперечного резонанса Фабри–Перо между двумя парами противоположных стенок кольца и продолжается ограниченным набором эквидистантных продольных (азимутальных) резонансов высокой добротности [1].

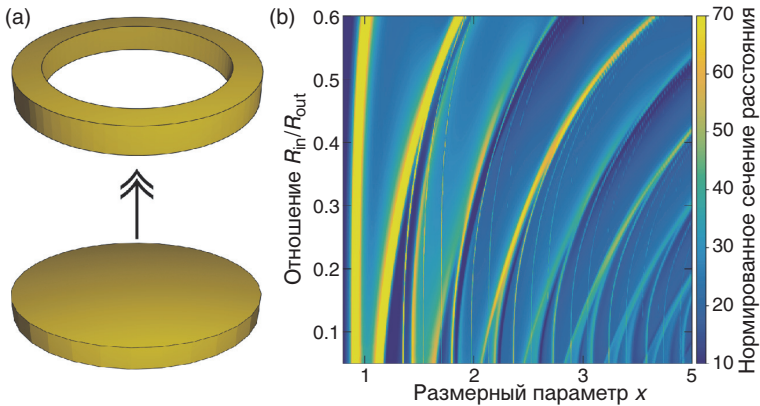


Рис. 1. Топологический переход диск $\rightarrow$ кольцо с прямоугольным сечением. (a) Графическая иллюстрация трансформации (b) Зависимость спектров рассеяния плоской ТЕ волны на кольцевом резонаторе с фиксированной высотой и внешним радиусом от отношения R_{in}/R_{out} . Размерный параметр $x = kR_{ex}$. Сечение рассеяния нормировалось на площадь перпендикулярную волновому вектору плоской волны.

Изменение топологии структур в последовательности: **кольцо** $\rightarrow$ **разомкнутое кольцо** $\rightarrow$ **прямоугольный параллелепипед** (Рис. 2) с сохранением сред-

ней линии происходит только в случае первого перехода. Соответственно, основные черты фотонного спектра у этих, казалось бы, различных структур остаются неизменными: в рассеянии наблюдаются отдельные фотонные галереи с широкой поперечной модой «во главе» и узкими аксиальными модами «сопровождения».

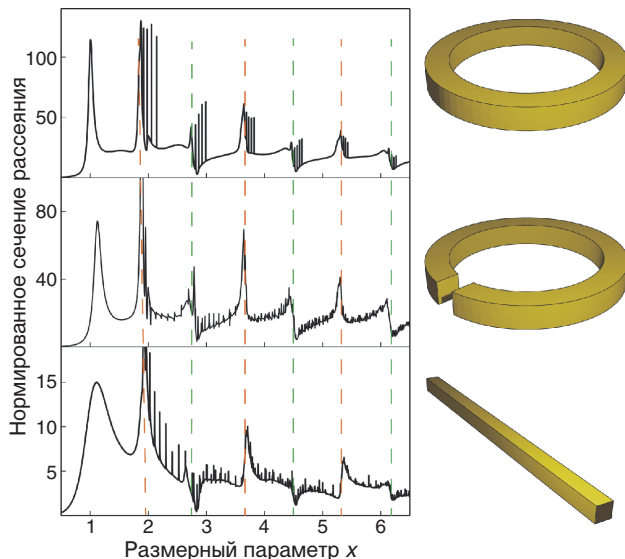


Рис. 2. Спектры рассеяния трех структур: кольцо, разомкнутое кольцо, прямоугольный параллелепипед. Вертикальные линии показывают идентичность чередования Лоренц-Фано-Лоренц-Фано... галерей в спектрах рассеяния всех объектов. Размерный параметер $x = kR_{\text{ex}}$.

Перечислим основные свойства фотонных галерей, которые были обнаружены как в эксперименте, так и в расчетах.

- (а) В низкочастотной области спектра происходит строгое чередование контуров резонансных линий Фабри–Перо в последовательности Фано-Лоренц-Фано-Лоренц? Ранее такая последовательность не наблюдалась [2].
- (б) При изменении высоты резонатора с прямоугольным сечением азимутальные и аксиальные галереи демонстрируют различный спектральный сдвиг, образуя, в том числе, области антипересечения. В этих областях впервые наблюдались галереи связанных состояний в континууме [3].
- (в) При изменении параметров структур впервые наблюдался переход от ре-

жима сильной связи и антипересечения к режиму слабой связи с пересечением фотонных галерей и сохранением режима связанных состояний в континууме [4].

Результаты работы меняют наши представления о фотонных свойствах диэлектрических резонаторов.

Литература

- [1] N. Solodovechenko *et al*, Cascades of Fano resonances in light scattering by dielectric particles, *Materials Today*, (2022)
- [2] M. Limonov, Fano resonance for applications, *Adv. in Optics and Photonics*, 13, 703 (2021).
- [3] C. Hsu *et al*, Bound states in the continuum, *Nature Review. Materials*, 1, 1 (2016).
- [4] N. Solodovchenko *et al*, Bound states in the continuum in strong-coupling and weak-coupling regimes under the cylinder–ring transition, *Nanophotonics*, 10, 0351 (2021).

ТГц динамика спиновых корреляций и лазерно-индуцированные изменение обменного взаимодействия в кубических антиферромагнетиках

А.Е. Федянин

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

Двухмагنونной мода в антиферромагнетиках обладает одной из наибольших частот среди магнитных возбуждений и лежит в области десятков ТГц. Существует ряд экспериментальных работ по возбуждению данной моды с помощью фемтосекундных лазерных импульсов [1–3]. Однако теоретическое описание данной динамики в рамках макроскопических приближений и параметров, в том числе антиферромагнитного вектора, не позволяет в полной мере описать экспериментальные результаты. С другой стороны, даже малое лазерно-индуцированное изменение обмена приводит к возбуждению спиновой динамики на ТГц частотах [4,5]. Таким образом, возникает необходимость согласования описания возбуждаемой спиновой и наблюдаемой экспериментально динамики.

В данной работе были проанализированы процессы возбуждения и деэкситирования ТГц спиновой динамики за счет фемтосекундных линейно поляризованных лазерных импульсов. Мы рассмотрели систему, состоящую из кубического диэлектрического гейзенберговского антиферромагнетика и двух фемтосекундных оптических импульсов: накачки и зондирования. Нами был

проведен теоретический анализ спиновой динамики, возбуждаемой электрическим полем импульса накачки, за счет импульсного изменения обменного взаимодействия, а также влияния данной динамики на пробирующий лазерный импульс.

В результате, впервые были полностью описаны зависимости амплитуды и начальной фазы динамики спиновых корреляций в антиферромагнетиках, возбуждаемых фемтосекундными лазерными импульсами. Позазано, что спиновая динамика происходит на частоте, соответствующей двухмаглонной моде, не приводит к динамике макроскопических магнитных параметров материала и не зависит от ориентации антиферромагнитного вектора. В то же время, возбуждаемая динамика спиновых корреляций приводит к модуляции тензора диэлектрической проницаемости антиферромагнетика.

Работа выполнения при поддержке грантов Российского Научного Фонда № 22-72-00039 и фонда «БАЗИС» № 20-1-5-95-1. В работе принимали участие А.М. Калашникова и J.H. ,Mentink.

Литература

- [1] J. Zhao, A.V. Bragas, D.J. Lockwood, R. Merlin, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 107203 (2004).
- [2] D. Bossini *et al.*, *Nature Comm.*, **7**, 1 (2016).
- [3] D. Bossini *et al.*, *Phys. Rev. B*, **100**, 024428 (2019).
- [4] J.H. Mentink, *J. Phys.: Condens. Matter*, **23**, 453001 (2017).
- [5] M. Fechner, *Phys. Rev. Materials*, **2**, 064401 (2018).

Высокая направленность в квазикристаллических резонаторах с низким контрастом

В.А. Чистяков

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Подобно обычным антеннам, наноантенна преобразует локализованное электромагнитное поле в свободное излучение оптического диапазона, и наоборот [1–3]. Для оптической беспроводной системы передачи данных наноантенны должны быть одновременно высоконаправленными и компактными. В нанофотонике направленность была достигнута для решетчатых плазмонных антенн, использующих дизайн Яги–Уда [4,5]. Однако металлические наноантенны являются сильно диссипативными устройствами, что мешает их широкому применению. В ряде работ представлены антенны на основе сферических резонаторов, изготовленных из диэлектрических материалов с высоким показателем преломления и низкими потерями [6–8]. В результате интерференции возбужденных электрических и магнитных мод резонатора можно

добиться высокой направленности при субволновых размерах. Однако направленность обеспечивается только для одного направления, а также исключается использование большинства полимерных материалов.

В недавней работе [9] было продемонстрировано, что квазикристаллические структуры, полученные методом обратного дизайна, обладают возможностью эффективного управления электромагнитным полем. Основная идея метода заключается в том, что распределение Брэгговских пиков на сфере Эвальда определяет свойства среды. Применяя преобразование Фурье, мы находим квазикристаллическую структуру в реальном пространстве. Для открытия полной запрещенной зоны в кристалле необходимо, чтобы Брэгговские пики были расположены равномерно на сфере Эвальда. Так, в работе [9] было показано подавление излучения малого диполя в ожидаемом диапазоне частот. Однако также на границе запрещенной зоны наблюдается возрастание плотности состояний, что означает усиление излучения диполя по сравнению со свободным пространством. Данное явление может быть использовано для создания квазикристаллического сферического резонатора.

В данной работе были рассмотрены квазикристаллические структуры, обладающие высоконаправленным излучением полуволнового диполя. Чтобы выделить направление излучения, каждой решетке была присвоена постоянная фаза. Структура была смоделирована с контрастом индекса преломления 1.55, что соответствует большинству полимерных материалов. Эффективность такой системы будет зависеть от количества пиков Брэгга N на поверхности сферы Эвальда, размера структуры D , контраста индекса преломления и потерь в материале $\tan \delta$.

Для анализа структуры были построены диаграммы излучения дальнего поля на частоте пика плотности состояний $a/\lambda = 0.34$, где a — период между решетками. Результаты моделирования показали, что квазикристаллическая структура обеспечивает высокий коэффициент усиления 11 дБ в одном из направлений и низкое обратное излучение. Такой эффект достигается при следующих оптимальных параметрах: $N = 312$, $D/a = 10$.

Дизайн в обратном пространстве позволяет также получить и более одного выделенного направления излучения. Для этого мы совместили два распределения Брэгговских пиков на сфере Эвальда. Поворачивая распределения на сфере относительно друг друга, мы можем контролировать угол α между двумя направлениями излучения. Результаты моделирования показали эффективное управление лучами в диапазоне углов от 30° до 150° . Коэффициент усиления при этом достигает 10 дБ на частоте $a/\lambda = 0.34$ и равен для обоих направлений. Используя такую же концепцию, мы продемонстрировали диаграммы направленности для трех и пяти лучей. Однако коэффициент уси-

ления при этом снижается из-за распределения излучения на несколько направлений.

Чтобы подтвердить эффект, в работе был проведен эксперимент в микроволновом диапазоне частот. Для изготовления квазикристаллических структур мы использовали аддитивную технологию 3D печати. В качестве материала мы выбрали PLA пластик, который имеет контраст преломления 1.55 и потери $\tan \delta = 0.001$. Для образца с двумя направлениями излучения угол между лучами был задан $\alpha = 70^\circ$. Эксперимент проводился в безэховой камере и измерялась диаграмма излучения дальнего поля диполя на основе коаксиально-щелевого перехода, помещенного в центр структуры. Результаты продемонстрировали предсказанный эффект, который хорошо согласуется с моделированием, как для одного направления, так и для двух лучей. Максимальный коэффициент реализованного усиления 10 дБ наблюдался на частоте $a/\lambda = 0.34$ для обоих случаев.

Таким образом, мы показали, что квазикристаллические структуры с низким контрастом позволяют формировать высокую направленность излучения при возбуждении полуволновым диполем. Мы продемонстрировали возможность формирования многолучевого излучения. Дизайн структуры позволяет задавать произвольные направления лучей. Теоретические результаты были подтверждены экспериментальным исследованием.

Автор благодарит М.В. Рыбина и М.С. Сидоренко за консультации и помощь при выполнении работы. Работа поддержана грантом РФФИ (№ 20-79-10316).

Литература

- [1] H. Giessen, M. Lippitz, *Science*, **329**, 910, (2010).
- [2] L. Novotny, N. van Hulst, *Nat. Photon.*, **5**, 83, (2011).
- [3] A. Alu, N. Engheta, *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 213902, (2010).
- [4] D. Dregely, R. Taubert, J. Dorfmueller, *et al.*, *Nat. Comm.*, **2**, 267, (2011).
- [5] P. Biagioni, J.S. Huang, B. Hecht, *Rep. Prog. Phys.*, **75**, 024402, (2012).
- [6] A.E. Krasnok, C.R. Simovski, P.A. Belov, Y.S. Kivshar, *Nanoscale*, **6**, 7354 (2014).
- [7] R. Gaponenko, A. Moroz, I.L. Rasskazov, *etal.*, *Phys. Rev. B*, **104**, 195406 (2021).
- [8] A.W. Powell, A.P. Hibbins, J.R. Sambles, *Appl. Phys. Lett.*, **118**, 251107 (2021).
- [9] L. Maiwald, T. Sommer, M.S. Sidorenko, *et al.*, *Adv. Optical Mater.*, **10**, 2100785 (2022).

Особенности люминесценции Eu^{3+} в керамике на основе кубического $(\text{Zr}_{x-0.82}\text{Hf}_x\text{Y}_{0.17}\text{Eu}_{0.01})\text{O}_{1.91}$

А.А. Шакирова

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

Важной практической задачей является разработка детекторов ионизирующего излучения (сцинтилляторов) с высокой радиационной, химической и механической стойкостью, что позволяет использовать их в экстремальных условиях. Радиационно-стойкие сцинтилляторы используются в таких областях как промышленная дозиметрия, медицина, геология и наука [1,2]. Кубический диоксид циркония, стабилизированный оксидом иттрия, обладает всеми перечисленными свойствами [3]. Для активации оксидных матриц часто используют ионы трехвалентного европия [4]. Eu^{3+} обладает яркой люминесценцией в красной области спектра, также в данном материале играет роль люминесцентного зонда [5]. Однако, диоксид циркония прозрачен для нейтронов, что может привести к значительной потере энергии при детектировании высокоэнергетического излучения. Добавление химического аналога циркония – гафния — позволит получить материал, способный поглощать нейтроны и обладающий высокой радиационной стойкостью [6].

Основной задачей работы являлось исследование влияния содержания гафния на катодолуминесцентные свойства $(\text{Zr}_{x-0.82}\text{Hf}_x\text{Y}_{0.17}\text{Eu}_{0.01})\text{O}_{1.91}$. В ходе работы была исследована концентрационная серия образцов керамики на основе кубического диоксида циркония с различным содержанием гафния (форм. ед. = 0, 0.41, 0.62 и 0.82).

В ходе работы был получен элементный состав образцов, исследованы спектры катодолуминесценции (КЛ) и кинетика затухания интенсивности люминесценции перехода европия $^5\text{D}_0\text{-}^7\text{F}_1$. Полученные спектры КЛ показали, что увеличение содержания гафния не влияет на положение и количество наблюдаемых полос в спектре люминесценции. Однако изменение соотношения интенсивности электродипольного и магнитодипольного излучательных переходов говорит о снижении локальной симметрии иона европия при увеличении содержания гафния. Результаты исследования кинетики затухания показали, что время затухания интенсивности перехода $^5\text{D}_0\text{-}^7\text{F}_1$ в Eu^{3+} не зависит от содержания гафния, но существенно меняется в различных областях образца, что можно связать с влиянием межзеренных границ [7].

Автор благодарит Т.Б. Попову за исследование элементного состава исследуемых образцов, научного руководителя Е.В. Дементьеву и заведующего лабораторией М.В. Заморянскую за всестороннюю помощь.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-23-00465.

Литература

- [1] P. Lecoq, A. Gektin, M. Korzhik. *Inorganic Scintillators for Detector Systems: Physical Principles and Crystal Engineering*, second ed. (Springer, Switzerland, 2017).
- [2] M. Nikl. *Meas. Sci. Technol.*, **17** R37 (2006).
- [3] K. Yuan *et al.*, *Ceram. Int.*, **44/1** 282 (2018).
- [4] K. Binnemans, *Coord. Chem. Rev.*, **295** 1(2015).
- [5] В.А. Кравец *et al.*, *Опм. и спектр.*, **125/2** 180 (2018).
- [6] H. Yu *et al.*, *Chem. Phys. Lett.*, **738** 136916 (2020).
- [7] K. Orekhova, M. Zamoryanskaya. *J. Lumin.*, **251** 119228 (2022).

Тонкая структура заряженных экситонов в двумерных полупроводниках

З.А. Яковлев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В экстремально-двумерных дихалькогенидах переходных металлов (ДПМ) наблюдаются экситоны с энергиями связи $\sim 200 \dots 500$ meV и трехчастичные кулоновские комплексы — трионы или заряженные экситоны с энергией связи $\sim 20 \dots 30$ meV [1]. Это открывает широкие возможности для экспериментального исследования и управления тонкой структуры энергетического спектра экситонов и трионов, в том числе при наличии упругих деформаций. Анизотропное расщепление радиационного дублета экситона в атомарно-тонких ДПМ под действием упругих напряжений наблюдалось и было описано теоретически в недавней работе [2]. Вопрос о тонкой структуре состояний трионов остается на данный момент открытым. В данной работе построена последовательная теория тонкой структуры трионов в монослоях ДПМ.

Трехчастичные связанные состояния обладают ферми-статистикой, поэтому анизотропная деформация монослоя не приводит к расщеплению синглетных по спиновым и/или долинным индексам состояний трионов вследствие симметрии к инверсии времени. Однако, в поглощении, отражении и люминесценции полупроводников проявляются не непосредственно трионы,

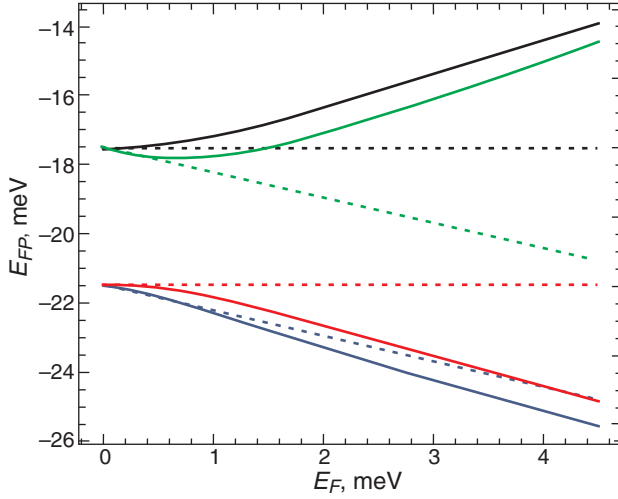


Рис. 1. Энергии ферми-поляронов в монослое WSe₂. Начало отсчета энергии — энергия нейтрального экситона. Расщепление внутри- и междолинного триона $\Delta = 4$ мэВ, анизотропное расщепление экситона $\hbar\Omega_X = 1$ мэВ. Сплошные кривые — численный расчет, пунктир — приближение (1).

а ферми-поляроны (тетроны Суриса): коррелированные состояния триона и дырки в ферми-море резидентных носителей заряда [3,4]. Ферми-поляроны обладают бозе-статистикой, поэтому запрета на их анизотропное расщепление нет.

С использованием волновых функций, учитывающих корреляции между трионом и дыркой в море Ферми [3], аналитически и численно найдены энергии заряженных экситонов при наличии анизотропной деформации монослоя в зависимости от энергии Ферми E_F . На рис. 1 показаны результаты расчетов для монослоев WSe₂, где имеется два триона: внутри и междолинный. При $E_F = 0$ каждое состояние двукратно вырождено по поляризации. Вырождение снимается при $E_F \neq 0$, причем каждый из уровней линейно поляризован в главных осях тензора деформаций. При малых концентрациях резидентных электронов расщепление линейно как по энергии Ферми, так и деформации и описывается выражением

$$\hbar\Omega_T = \frac{(m_X/m_T)^3}{2 \sinh^2 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{m_X}{m_T} \right)^2 \right]} \frac{\hbar\Omega_X}{\Delta} E_F, \quad (1)$$

где m_X — масса экситона, m_T — масса триона, $\hbar\Omega_X \propto u_{xx} - u_{yy}$ — навешенное деформацией расщепление нейтрального экситона, u_{ij} — компоненты тензора деформаций, x и y — его главные оси, Δ — расщепление внутри- и междолинного трионов [1]. Развита модель описывает недавний эксперимент [5].

Литература

- [1] E. Courtade, M. Semina, M. Manca, *et al.*, *Phys. Rev. B*, **96** 085302 (2017).
- [2] M.M. Glazov, F. Dirnberger, V.M. Menon, *et al.*, *Phys. Rev. B*, **106** 125303 (2022).
- [3] R.A. Suris, V.P. Kochereshko, G.V. Astakhov, *et al.*, *Physica Status Solidi*, (b) **227**(2) 343-352 (2001).
- [4] M.M. Glazov, *J. Chem. Phys.*, **153** 034703 (2020).
- [5] J. Jasinski, A. Balgarkashi, V. Piazza, *et al.*, *2D Materials*, **9** 045006 (2022).

СПИНОВЫЕ И МАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

Тезисы докладов молодежной конференции
по физике полупроводников
«Зимняя школа 2023»

Санкт-Петербург (г. Зеленогорск)
2–6 марта 2023 года

Подписано в печать 07.02.2023. Формат 60×84/16. Печать цифровая.
Усл. печ. л. 5,75. Тираж 150. Заказ 0330.

Отпечатано с готового оригинал-макета, в Издательско-полиграфическом
центре Политехнического университета.
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29.
Тел.: (812) 552-77-17; 550-40-14.