

ИЗВЕСТИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ



В журнале «Известия Российской академии наук. Серия физическая» публикуются полнотекстовые статьи, подготовленные по материалам лучших докладов, рекомендованных программными комитетами научных конференций, симпозиумов и совещаний, созываемых Российской академией наук.

**НАУКА**

— 1727 —



СОДЕРЖАНИЕ

Том 88, номер 2, 2024

Новые материалы и технологии для систем безопасности

- Фазовращатель W -диапазона на основе метаповерхности со встроенными рип-диодами
А. С. Казаков, П. А. Гусихин, И. В. Андреев, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин 174
- Эффективность преобразования энергии электромагнитной волны субтерагерцового диапазона кремниевым детектором
А. В. Щепетильников, А. Р. Хисамеева, Я. В. Федотова, А. А. Дрёмин, И. В. Кукушкин 180
- Многомодовая генерация света в инжекционном полупроводниковом лазере на основе хирального AlAs/(Al, Ga)As/GaAs микрорезонатора
А. А. Максимов, И. И. Тартаковский 185
- Скачок Мигдала в режиме квантового эффекта Холла
А. Б. Ваньков 190
- Оптическая спектроскопия возбужденной лафлиновской жидкости
Л. В. Кулик 196
- Конденсаты магнитовозбуждений в квантово-холловских диэлектриках
А. В. Горбунов, А. В. Ларионов, Л. В. Кулик, В. Б. Тимофеев 200
- Изменение продольного сопротивления в режиме квантового эффекта Холла в условиях электронного спинового резонанса
В. Е. Бисти 207
- Изучение оптических свойств асSEMBлированных наночастиц серебра и золота с целью создания ГКР-сенсоров
А. Ю. Субекин, Т. Е. Пылаев, В. И. Кукушкин, Е. В. Рудакова, Б. Н. Хлебцов 211
- Экспресс-детекция ботулотоксина типа А с использованием аптасенсора и эффекта SERS
О. А. Амбарцумян, А. М. Бровко 219
- Температурные зависимости констант магнитной анизотропии монокристаллических включений MnSb в матрице InSb
А. И. Дмитриев, А. В. Кочура, А. П. Кузьменко, Зо Хтет Аунг, В. В. Родионов, С. Ф. Маренкин, Б. А. Аронзон 227
- Магнетизм и магнитный фазовый переход в нанопроволоках диамагнитно-разбавленных сверхсильных магнитов ϵ -In_{0,04}Fe_{1,96}O₃
А. И. Дмитриев, М. С. Дмитриева 231
- Управление поляризацией излучения в ферромагнитных диодных структурах InGaAs/GaAs/ δ -Mn
С. В. Зайцев 236
- Эффект Штарка в гетероструктуре на основе монослоя MoSe₂
А. В. Черненко, А. С. Бричкин, Г. М. Голышков 241

Волновые явления: физика и применение

- О квантовых когерентных состояниях микрочастицы в вязкой среде
С. В. Сазонов 248
- Скорости химических реакций в базе данных ТЕФИС по теплофизическим свойствам плотной плазмы
О. И. Топор, А. А. Белов, Л. В. Бородачев 253

Прецизионный расчет одномерных квадратур <i>В. С. Хохлачев, М. А. Тинтул, А. А. Белов</i>	259
Затухание Zitterbewegung в структурах на основе дираковских кристаллов <i>Е. И. Кухарь, С. В. Крючков, Н. А. Иванов</i>	264
Фотонное эхо на экситонах и его роль при проектировании наноэлектронных приборов на квантово-размерных структурах в тонких пленках оксида цинка <i>И. И. Попов, Р. В. Юсупов, А. В. Петров, А. Р. Бессонов, А. М. Гайя, А. В. Мороз</i>	269
Динамика электромагнитного поля вблизи края полосковой линии при ее зарядке <i>В. Н. Корниенко, В. В. Кулагин</i>	273
Топологические законы рассеяния волны Рэлея на статистической неоднородности изотропного твердого тела в рэлеевском пределе <i>В. Н. Чуков</i>	277
Брэгговские резонансы в слоистой структуре железиттриевый гранат – платина – железиттриевый гранат <i>Н. Д. Лобанов, О. В. Матвеев, М. А. Морозова</i>	288
Транспорт неравновесных квазичастичных возбуждений в сверхпроводящем алюминии <i>А. С. Гурский, Д. Л. Шаповалов, К. Ю. Арутюнов</i>	295

Физика космических лучей

Мониторинг космической погоды с помощью системы наземных детекторов космических лучей <i>В. В. Борог, А. Н. Дмитриева, Ю. Н. Мишутина</i>	302
Космогенные изотопы в лунном грунте: солнечная активность и вспышки близких сверхновых <i>Г. И. Васильев, А. Н. Константинов, В. М. Остряков, А. К. Павлов, Д. А. Фролов</i>	307
Мониторинг поведения вектора суточной анизотропии космических лучей по данным нейтронных мониторов станций Якутск и Тикси в реальном времени <i>А. С. Зверев, С. А. Стародубцев, В. Г. Григорьев, П. Ю. Гололобов</i>	311
Наблюдения солнечных космических лучей с помощью наноспутников формата кубсат <i>А. В. Богомолов, В. В. Богомолов, А. Ф. Июдин, В. Е. Еремеев, Ю. К. Зайко, В. В. Калегаев, И. Н. Мяжкова, В. И. Оседло, О. Ю. Перетяцько, С. И. Свертилов, И. В. Яшин, А. П. Папков, С. В. Краснопеев</i>	314
Долгоживущие рекуррентные потоки энергичных ионов из корональных дыр на Солнце <i>М. А. Зельдович, Ю. И. Логачев</i>	319
Флуктуации интенсивности галактических космических лучей во время возмущений солнечного ветра в начале ноября 2021 года <i>А. С. Зверев, В. Г. Григорьев, П. Ю. Гололобов, С. А. Стародубцев</i>	323
Регистрация свечения аврорального овала в ближнем УФ-диапазоне орбитальным детектором ТУС <i>П. А. Климов, К. Ф. Сигаева, В. В. Калегаев</i>	327
Определение жесткости геомагнитного обрезания и моделирования движения частиц в магнитосфере Земли <i>П. А. Кручинин, В. В. Малахов, В. С. Голубков, А. Г. Майоров</i>	331

CONTENTS

Vol. 88, No. 2, 2024

New Materials and Technologies for Security Systems

<i>W</i> -band phase shifter on based on metasurface with built-in pin diodes <i>A. S. Kazakov, P. A. Gusikhin, I. V. Andreev, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin</i>	174
Efficiency of sub-THz – DC energy conversion of a silicon detector <i>A. V. Shchepetilnikov, A. R. Khisameeva, Ya. V. Fedotova, A. A. Dremine, I. V. Kukushkin</i>	180
Multimode light generation in an injection semiconductor laser based on a chiral AlAs/(Al, Ga)As/GaAs microcavity <i>A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii</i>	185
The Migdal jump under the quantum Hall regime <i>A. B. Vankov</i>	190
Optical spectroscopy of an excited Laughlin liquid <i>L. V. Kulik</i>	196
Condensates of magnetoexcitations in quantum Hall dielectrics <i>A. V. Gorbunov, A. V. Larionov, L. V. Kulik, V. B. Timofeev</i>	200
Electron spin resonance impact on the longitudinal resistance in the quantum Hall regime <i>V. E. Bisti</i>	207
Studying the optical properties of assembled silver and gold nanoparticles for the purpose of creating SERS sensors <i>A. Yu. Subekin, T. E. Pylaev, V. I. Kukushkin, E. V. Rudakova, B. N. Khlebtsov</i>	211
Rapid detection of A-type botulinum toxin using an aptasensor and SERS <i>O. A. Ambartsumyan, A. M. Brovko</i>	219
Temperature dependences of the magnetic anisotropy constants of single-crystal inclusions MnSb in an InSb matrix <i>A. I. Dmitriev, A. V. Kochura, A. P. Kuzmenko, Zaw Htet Aung, V. V. Rodionov, S. F. Marenkin, B. A. Aronzon</i>	227
Magnetism and magnetic phase transition in nanowires of diamagnetically diluted superstrong magnets ϵ -In _{0.04} Fe _{1.96} O ₃ <i>A. I. Dmitriev, M. S. Dmitrieva</i>	231
Control of the light polarization in ferromagnetic diode structures InGaAs/GaAs/ δ -Mn <i>S. V. Zaitsev</i>	236
Stark effect in MoSe ₂ monolayer heterostructure <i>A. V. Chernenko, A. S. Brichkin, G. M. Golyshkov</i>	241

Wave Phenomena: Physics and Applications

On the quantum coherent states of microparticle in a viscous medium <i>S. V. Sazonov</i>	248
Chemical reactions rates in the TEFIS database on thermophysical properties of dense plasma <i>O. I. Topor, A. A. Belov, L. V. Borodachev</i>	253

Precision computation of one-dimensional quadratures <i>V. S. Khokhlachev, M. A. Tintul, A. A. Belov</i>	259
Zitterbewegung damping in structures based on Dirac crystals <i>E. I. Kukhar, S. V. Kryuchkov, N. A. Ivanov</i>	264
Photon echo on excitons for the development of nanoelectronic devices based on a quantum-size structures in a thin zinc oxide films <i>I. I. Popov, R. V. Yusupov, A. V. Petrov, A. R. Bessonov, A. M. Gaia, A. V. Moroz</i>	269
Dynamics of the electromagnetic field near the edge of a stripe line during its charging <i>V. N. Kornienko, V. V. Kulagin</i>	273
Topological laws of the Rayleigh wave scattering on a statistical inhomogeneity of isotropic solid in the Rayleigh limit <i>V. N. Chukov</i>	277
Bragg resonances in the yttrium iron garnet – platinum – yttrium iron garnet layered structure <i>N. D. Lobanov, O. V. Matveev, M. A. Morozova</i>	288
Transport of non-equilibrium quasiparticle excitations in superconducting aluminum <i>A. S. Gurskiy, D. L. Shapovalov, K. Yu. Arutyunov</i>	295
Physics of Cosmic Rays	
Space weather monitoring with a system of ground-based cosmic ray detectors <i>V. V. Borog, A. N. Dmitrieva, Y. N. Mishutina</i>	302
Cosmogenic isotopes in the lunar soil: solar activity and nearby Supernova outbreak <i>G. I. Vasilyev, A. N. Konstantinov, V. M. Ostryakov, A. K. Pavlov, D. A. Frolov</i>	307
Real-time monitoring of the behavior of the daily anisotropy vector of cosmic rays according to the data of neutron monitors at Yakutsk and Tiksi stations <i>A. S. Zverev, S. A. Starodubtsev, V. G. Grigoryev, P. Yu. Gololobov</i>	311
Observations of solar cosmic rays using cubesat nanosatellites <i>A. V. Bogomolov, V. V. Bogomolov, A. F. Iyudin, V. E. Ereemeev, Yu. K. Zaiko, V. V. Kalegaev, I. N. Myagkova, V. I. Osedlo, O. Yu. Peretyatko, S. I. Svertilov, I. V. Yashin, A. P. Papkov, S. V. Krasnopeeov</i>	314
Long-lived recurrent fluxes of energetic ions from solar coronal holes <i>M. A. Zeldovich, Yu. I. Logachev</i>	319
The galactic cosmic ray intensity fluctuations during perturbations of the solar wind in early November 2021 <i>A. S. Zverev, V. G. Grigoryev, P. Yu. Gololobov, S. A. Starodubtsev</i>	323
Registration of the auroral near-UV emission by the orbital detector TUS <i>P. A. Klimov, K. F. Sigaeva, V. V. Kalegaev</i>	327
Determination of the rigidity of the geomagnetic cutoff and simulation of the motion of particles in the Earth's magnetosphere <i>P. A. Kruchinin, V. V. Malakhov, V. S. Golubkov, A. G. Mayorov</i>	331

Новые материалы и технологии для систем безопасности

Редактор тематического выпуска
Академик РАН **И. В. Кукушкин**

УДК 537.87:621.396

ФАЗОВРАЩАТЕЛЬ W -ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ МЕТАПОВЕРХНОСТИ СО ВСТРОЕННЫМИ PIN-ДИОДАМИ

© 2024 г. А. С. Казаков^{1, 2, *}, П. А. Гусихин³, И. В. Андреев³, В. М. Муравьев³,
И. В. Кушкин³

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»,
Долгопрудный, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», физический факультет, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики твердого тела
имени Ю.А. Осипяна Российской академии наук», Черноголовка, Россия

*E-mail: askazakov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Предложена конструкция и выполнено численное моделирование фазовращательного элемента W -диапазона (75–110 ГГц). Структура фазовращателя представляет собой периодический массив прямоугольных патч-антенн на диэлектрической подложке со встроенными pin-диодами. Численно продемонстрирована возможность достижения фазового сдвига прошедшей волны до 87° на частоте 96 ГГц при потерях пропускания не более -7 дБ.

DOI: 10.31857/S0367676524020012, EDN: RTZNY5

ВВЕДЕНИЕ

Возможность локального управления параметрами электромагнитной волны субтерагерцового спектрального диапазона открывает широкие перспективы для развития беспроводных сетей передачи данных нового поколения [1,2]. В частности, контролируемое изменение фазы излучения с пространственным разрешением позволяет управлять диаграммой направленности, а контроль амплитуды и поляризации позволяет повысить плотность кодируемой информации [3–5]. В этой связи перспективным направлением является разработка искусственных метаматериалов, обладающих широкими по сравнению с «естественными» материалами возможностями управления параметрами электромагнитной волны, вплоть до реализации экзотических оптических сред с $\mu < 0$ и $\epsilon < 0$ [6–10]. Особый интерес представляют двумерные метаматериалы – метаповерхности, представляющие собой планарные массивы рассеивателей (метаатомов) субволнового размера [11,12]. В отличие от объемных метаматериалов, метаповерхности проще в изготовлении, обладают малой толщиной и позволяют существенно снизить уровень потерь [12–14].

Наличие на границе двух оптических сред поверхности, состоящей из метаатомов, способных независимо друг от друга изменять фазу излучения контролируемым образом, позволяет управлять направлением и формой волнового фронта электромагнитного излучения в соответствии с принципом Гюйгенса и обобщенными законами отражения и преломления [15–18]. Изначально метаатомы представляли из себя, как правило, пассивные элементы – антенны, наложение электрического и магнитного резонансов, в которых позволялось достичь контролируемого сдвига фазы в пределах от 0 до 2π [16–21]. Также, например, известны работы, в которых поворот фазы метаатома основывается на изменении фазы Панчаратнама–Берри, не зависящей от длины волны излучения [22]. Ключевой недостаток метаповерхностей на основе пассивных элементов состоит в невозможности управления их состоянием после изготовления, что существенно снижает их практическую ценность.

Возможность управления фронтом отраженной или прошедшей через метаповерхность волны достигается путем внедрения в структуру метаатома активного элемента [23–39]. Существует множество различных способов реализации перестраиваемых метаатомов – с использованием

варакторов [26, 27], НЕМТ [28, 29], рin-диодов [30–36], МЭМС [37] и, наконец, жидких кристаллов [38, 39]. Состояние активного элемента и вносимый им сдвиг фазы может изменяться как непрерывным, так и дискретным образом.

Благодаря компактности и простоте схемы смещения, одним из наиболее перспективных активных элементов является рin-диод. Он имеет широко слабо легированную область, в которой приложением смещения можно создавать высокую концентрацию инжектированных носителей. Смещенный в прямом направлении рin-диод имеет практически нулевое сопротивление $\sim 1\text{--}3\text{ Ом}$, накоротко замыкая участок цепи, а смещенный в обратном направлении выступает в качестве конденсатора с существенной емкостью. Рin-диоды, обладающие близкой к линейной ВАХ в СВЧ диапазоне, широко применяются в качестве переключателей в фазовращательных и модуляторных элементах субтерагерцового спектрального диапазона [40–43].

На данный момент рin-диоды в метаатомах, как правило, выполняют роль коммутаторов, осуществляющих изменение фазы дискретным образом между двумя состояниями, соответствующими прямому и обратному смещению на рin-диоде [30–35]. Достижимый при этом сдвиг фазы на характерных частотах W-диапазона составляет до 300° [36] в теории и 87° [32] в эксперименте. Однако практически отсутствуют структуры на основе рin-диодов, позволяющие менять фазу непрерывным образом.

В настоящей работе предлагается конструкция планарного фазовращательного элемента в виде периодического массива прямоугольных патч-антенн со встроенными рin-диодами на диэлектрической подложке. Показано, что такой элемент может непрерывно изменять сдвиг фазы проходящей электромагнитной волны в пределах от 0 до 87° при потерях пропускания -7 дБ на рабочей частоте 96 ГГц. Выбор 96 ГГц в качестве рабочей частоты

элемента связан с наличием в этой области окна прозрачности атмосферного пропускания.

МОДЕЛЬ ФАЗОВРАЩАТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА

Модель фазовращательного элемента приведена на рис. 1. Выбор конкретной топологии фазовращателя обусловлен сдвигом собственной частоты при варьировании импеданса структуры между крайними резонансами, соответствующими проводящему и изолирующему состояниям рin-диодов. Это позволяет получить существенный сдвиг фазы прошедшей волны на лежащей между двумя резонансами промежуточной частоте. Периодическая металлическая структура толщиной 17 мкм изготовлена на диэлектрической подложке из фторопласта ($\epsilon = 2$) толщиной 127 мкм и представляет собой массив из 20 патч-антенн, соединенных посредством рin-диодов. Геометрические параметры структуры, а именно, размер патчей и расстояние между ними, были подобраны исходя из оптимизации эффективности работы фазовращательного элемента вблизи 96 ГГц. Период структуры вдоль оси y (см. рис. 1) составлял $a = 1.6\text{ мм}$, тогда как период вдоль оси $x - b = 2.5\text{ мм}$. Ширина патчей составляет $c = 0.98\text{ мм}$, ширина щели между соседними патчами, соединенными рin-диодами, $- g = 30\text{ мкм}$.

Принцип работы метаповерхности на основе предлагаемых фазовых элементов наиболее просто и наглядно описывается на основе модели линии передачи [26]. В рамках данной модели комплексная амплитуда пропускания фазового элемента рассчитывается, как если бы он шунтировал линию передачи с волновым сопротивлением, равным сопротивлению вакуума $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$. Таким образом, сдвиг фазы прошедшей электромагнитной волны

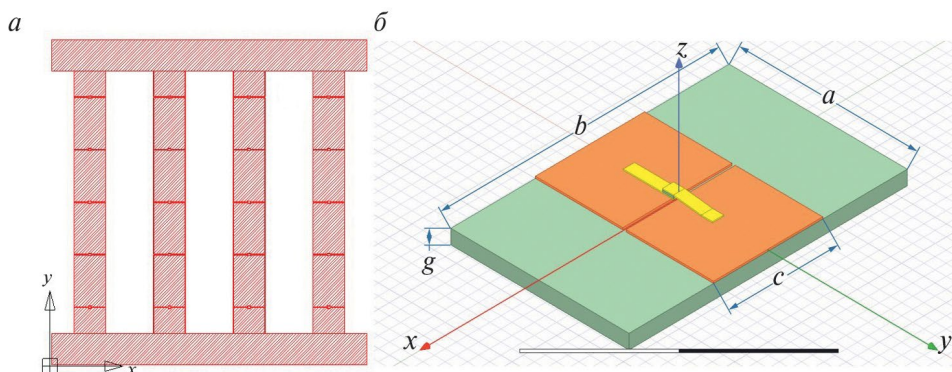


Рис. 1. Схематичное изображение общей структуры фазовращательного элемента, представляющего собой решетчатый массив из 20 металлических патч-антенн, разделенных щелями с характерным размером $g = 30\text{ мкм}$ (а); схема включения рin-диодов в структуру в области щели между соседними металлическими патчами (б).

определяется поверхностным импедансом фазового элемента (метаатома) и может быть выражен следующим общим соотношением [26, 44]:

$$\Delta\varphi = \arg\left(\frac{2}{2 + Z_0 / Z_s}\right),$$

где Z_s – поверхностный импеданс фазового элемента.

Управлять сдвигом фазы можно, прикладывая напряжение смещения между крайними металлическими элементами. Это приводит к изменению дифференциального сопротивления рpn-диодов и поверхностного импеданса всей структуры.

ИМПЕДАНС ФАЗОВРАЩАТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА

Для выбранной модельной структуры был произведен численный расчет частотных зависимостей импеданса, сдвига фазы и коэффициента пропускания при различных значениях сопротивления рpn-диодов. Так как такая структура чувствительна к поляризации падающей волны, расчеты проводились для случая нормального падения, линейно поляризованного вдоль оси u электромагнитного излучения. Вычисления были выполнены методом конечных элементов в специализированном программном пакете. Для упрощения и ускорения вычислений в качестве модельного объекта выступала бесконечная периодическая структура.

На рис. 2 приведены частотные зависимости действительной и мнимой частей эффективного импеданса структуры, соответствующие трем различным значениям дифференциального сопротивления рpn-диодов: 1.6 Ом, 16 Ом и 160 кОм. Данные значения сопротивления были выбраны исходя из вольт-амперных характеристик коммерчески

доступных кремниевых рpn-диодов. На кривых, соответствующих крайним значениям сопротивления рpn-диода на рис. 2а – 1.6 Ом (зеленый) и 160 кОм (синий), можно заметить выраженные резонансные пики на частотах 89 и 112 ГГц, соответственно. Обращение в ноль мнимой части импеданса системы в этих точках (рис. 2б) свидетельствует о выполнении условий резонанса, положение которого существенно сдвигается при изменении сопротивления рpn-диода.

Частотные зависимости коэффициента пропускания и фазового сдвига в W -диапазоне, рассчитанные для различных сопротивлений рpn-диодов, представлены на рис. 3. Вблизи резонансов, соответствующих крайним значениям сопротивления рpn-диодов, наблюдаются максимумы коэффициента пропускания (рис. 3а) и отсутствие фазового сдвига (рис. 3б). Варьируя напряжение смещения на рpn-диодах при фиксированной частоте, наибольшего фазового сдвига порядка $\Delta\varphi \sim 90^\circ$ удастся достичь в диапазонах 95 – 105 ГГц и 115 – 118 ГГц. В соответствии с постановкой задачи оптимальное соотношение пропускания и сдвига фазы наблюдается вблизи рабочей частоты фазового элемента $f = 96$ ГГц.

Важно отметить, что поворотом фазы в исследуемом фазовращателе можно управлять непрерывным образом, перестраивая дифференциальное сопротивление рpn-диодов при помощи напряжения смещения. Зависимость сдвига фазы прошедшей волны для фиксированной частоты $f = 96$ ГГц от дифференциального сопротивления рpn-диодов приведена на рис. 4.

Продемонстрированная выше возможность непрерывного изменения фазового сдвига в диапазоне от 0 до 87° является важным преимуществом предлагаемой модели фазового элемента. Метаповерхность на основе массива таких активных элементов позволит значительно более

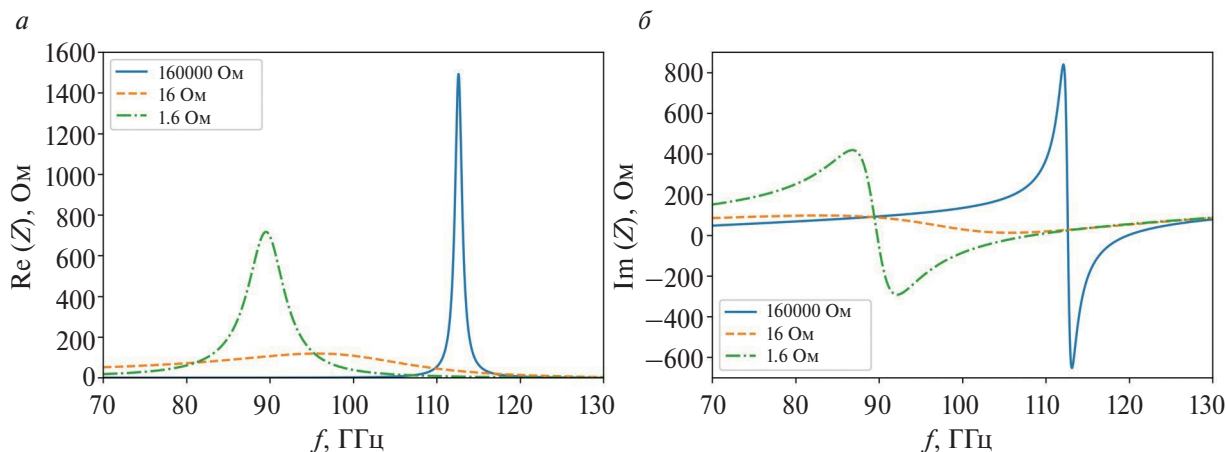


Рис. 2. Зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей эффективного импеданса фазовращательного элемента от частоты для различных дифференциальных сопротивлений рpn-диода.

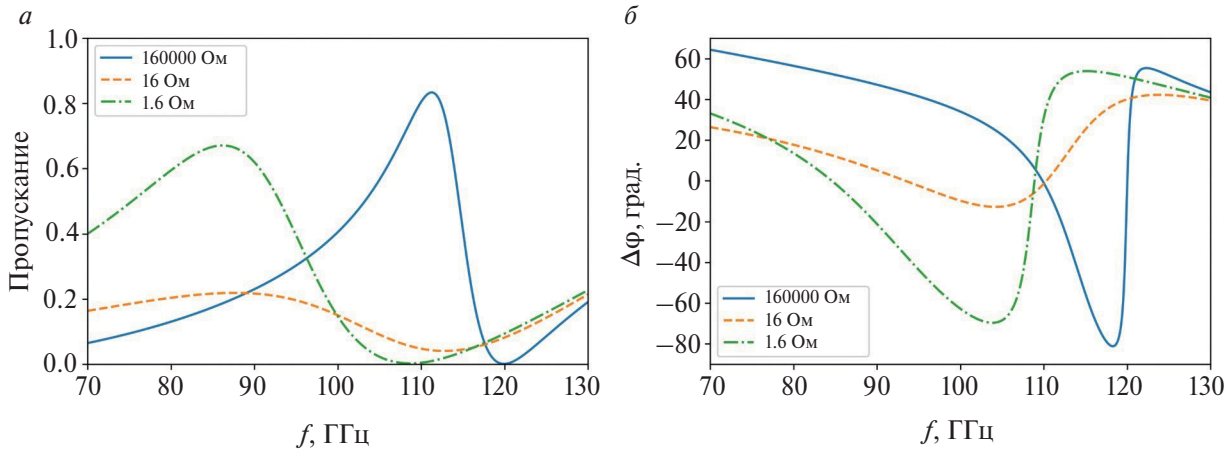


Рис. 3. Зависимости коэффициента пропускания фазового элемента (а) и фазового сдвига прошедшей электромагнитной волны (б) от частоты при различных сопротивлениях рpn-диодов.

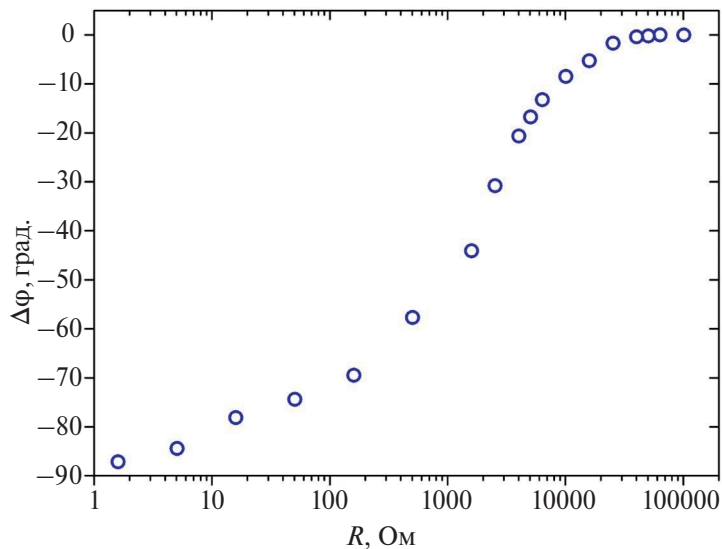


Рис. 4. Зависимость фазового сдвига прошедшей электромагнитной волны на частоте 96 ГГц от дифференциального сопротивления рpn-диодов.

тонко управлять диаграммой направленности проходящей волны по сравнению с метаповерхностями с дискретным набором состояний фазовращателей. В этой связи важным параметром является постоянство коэффициента пропускания поверхности при изменении дифференциальных сопротивлений рpn-диодов. Отметим, что наименьший разброс значений коэффициента пропускания фазового элемента наблюдаются как раз на рабочей частоте $f = 96$ ГГц (рис. 3а).

Оптимизация модели может быть осуществлена за счет варьирования геометрических параметров структуры, исходя из оптимального для конкретной задачи соотношения между сдвигом фазы и коэффициентом пропускания.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, предложена модель перестраиваемого фазовращательного элемента W-диапазона на основе планарного метаматериала со встроенными рpn-диодами. Численный расчет модели продемонстрировал возможность непрерывного и контролируемого управления сдвигом фазы в диапазоне от 0 до 87° в указанной структуре на частоте 96 ГГц с потерями не более -7 дБ. На основе предложенного фазового элемента может быть сконструирована фазированная антенная решетка для широкого класса применений в субтерагерцовом спектральном диапазоне.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-72-30003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dang S., Amin O., Shihada B. et al.* // Nature Electron. 2020. V. 3. No. 1. P. 20.
2. *Rasilainen K., Phan T.D., Berg M. et al.* // IEEE J. Sel. Areas Commun. 2020. V. 41. No. 8. P. 2530.
3. *Fu X., Yang F., Liu C. et al.* // Adv. Opt. Mater. 2019. V. 8. No. 3. Art. No. 1900628.
4. *Guo Y., Guo Y., Li C. et al.* // Appl. Sciences. 2021. V. 11. No. 9. P. 4017.
5. *Rice M.* Digital communications: a discrete-time approach. Pearson Prentice Hall, 2009. 796 с.
6. *Веселаго В.Г.* // УФН. 1967. Т. 92. № 7. С. 517.
7. *Smith D.R., Pendry J.B., Wiltshire M.C.K.* // Science. 2004. V. 305. No. 5685. P. 788.
8. *Shalaev V.M.* // Nature Photon. 2007. V. 1. No. 1. P. 41.
9. *Кульдиев А.В., Шалаев В.М.* // УФН. 2011. Т. 181. № 1. С. 59; *Kildishev A.V., Shalaev V.M.* // Phys. UsP. 2011. V. 54. No. 1. P. 53.
10. *Holloway C.L., Kuester E.F., Gordon J.A. et al.* // IEEE Antennas Propag. Mag. 2012. V. 54. No. 2. P. 10.
11. *Yu N., Capasso F.* // Nature Mater. 2014. V. 13. No. 2. P. 139.
12. *Yu Y.F., Zhu A.Y., Paniagua-Domínguez R. et al.* // Laser Photon. Rev. 2015. V. 9. No. 4. P. 412.
13. *Chen H.T., Taylor A.J., Yu N.* // Rep. Prog. Phys. 2016. V. 79. No. 7. Art. No. 076401.
14. *Ремнев М.А., Климов В.В.* // УФН. 2018. Т. 188. № 2. С. 169; *Remnev M.A., Klimov V.V.* // Phys. Usp. 2018. V. 61. No. 2. P. 157.
15. *Yu N., Genevet P., Kats M.A. et al.* // Science. 2011. V. 334. No. 6054. P. 333.
16. *Pfeiffer C., Grbic A.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. No. 19. Art. No. 197401.
17. *Decker M., Staude I., Falkner M. et al.* // Adv. Opt. Mater. 2015. V. 3. No. 6. P. 813.
18. *Chen M., Kim M., Wong A.M. et al.* // Nanophotonics. 2018. V. 7. No. 6. P. 1207.
19. *Yu N., Aieta F., Genevet P. et al.* // Nano Lett. 2012. V. 12. No. 12. P. 6328.
20. *Sun S., Yang K.Y., Wang C.M. et al.* // Nano Lett. 2012. V. 12. No. 12. P. 6223.
21. *Pors A., Albrektsen O., Radko I.P. et al.* // Sci. Reports. 2013. V. 3. No. 1. P. 2155.
22. *Huang L., Chen X., Muhlenbernd H.* // Nano Lett. 2012. V. 12. No. 11. P. 5750.
23. *Sun S., He Q., Hao J. et al.* // Adv. Opt. Photon. 2019. V. 11. No. 2. P. 380.
24. *Yang F., Pitchappa P., Wang N.* // Micromachines. 2022. V. 13. No. 2. P. 285.
25. *Zeng H., Gong S., Wang L.* // Nanophotonics. 2021. V. 11. No. 3. P. 415.
26. *Sievenpiper D.F., Schaffner J.H., Song H.J. et al.* // IEEE Antennas Propag. Mag. 2003. V. 51. No. 10. P. 2713.
27. *Parlak M., Buckwalter J.F.* // IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett. 2010. V. 20. No. 11. P. 631.
28. *Zhang Y., Zhao Y., Liang S. et al.* // Nanophotonics. 2018. V. 8. No. 1. P. 153.
29. *Zhang Y., Qiao S., Liang S. et al.* // Nano Lett. 2015. V. 15. No. 5. P. 3501.
30. *Cui T.J., Qi M.Q., Wan X. et al.* // Light Sci. Appl. 2014. V. 3. No. 10. P. 218.
31. *Pan X., Yang F., Xu S., Li M.* // Proc. IEEE Ap-S/URSI (San Diego, 2017). P. 2055.
32. *Pan X., Wang S., Li G. et al.* // Proc. IEEE MTT-S IWS (Chengdu, 2018). P. 1.
33. *Chieh J.C.S., Rowland J., Sharma S.* // Electron. Lett. 2018. V. 54. No. 17. P. 1040.
34. *Chaimool S., Hongnara T., Rakluea C. et al.* // Int. J. Antennas Propag. 2019. V. 2019. Art. No. 7216324.
35. *Zhang Z., Lan F., Mazumder P. et al.* // Proc. IEEE PIERS-Fall (Rome, 2019). P. 3232.
36. *Al-Tag A.A., Al-mahdi R.M., Al-hedari et al.* // Proc. eSmarTA2022 (Ibb, 2022). P. 1.
37. *Montori S., Chiuppesi E., Farinelli P. et al.* // Int. J. Microw. Wirel. Technol. 2011. V. 3. No. 5. P. 521.
38. *Perez-Palomino G., Barba M., Encinar J.A. et al.* // IEEE Antennas Propag. Mag. 2015. V. 63. No. 8. P. 3722.
39. *Gaebler A., Moessinger A., Goelden F. et al.* // Int. J. Antennas Propag. 2009. V. 2009. Art. No. 876989.
40. *Levin B.J., Weidner G.G.* // Proc. IEEE G-MTT Int. Microw. Symp. (Boulder, 1973). P. 65.
41. *Nguyen C., Yen P.* // Proc. IEEE 16th EuMC1986. (Dublin, 1986). P. 133.
42. *Stephan K.D., Goldsmith P.F.* // Proc. IEEE MTT-S Microw. Symp. Digest (Albuquerque, 1992). P. 591.
43. *Lowe K., Lynch D.D., Panaretos S. et al.* Diode patch phase shifter insertable into a waveguide. US Patent No. 5170140. 1992.
44. *Dzhikirba K.R., Shuvaev A., Khudaiberdiev D. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2023. V. 123. No. 5. Art. No. 052104.

W*-band phase shifter based on metasurface with built-in pin diodes*A. S. Kazakov^{1,2 *}, P. A. Gusikhin³, I. V. Andreev³, V. M. Muravev³, I. V. Kukushkin³**¹*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141700 Russia*²*Lomonosov Moscow State University, Physics Department, 119991 Russia*³*Osipyan Institute of Solid-State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia***e-mail: askazakov@physics.msu.ru*

We propose a design and show the numerical simulation results for a *W*-band (75–110 GHz) phase shifter. The structure of the phase shifter consists of periodic array of rectangular patch antennas on a dielectric substrate with built-in pin-diodes. The calculations demonstrate the possibility of achieving a phase shift of the transmitted wave up to 87° at a frequency of 96 GHz with transmittance losses of –7 dB.

УДК 537.876

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА КРЕМНИЕВЫМ ДЕТЕКТОРОМ

© 2024 г. А. В. Щепетильников^{1, *}, А. Р. Хисамеева¹, Я. В. Федотова¹,
А. А. Дрёмин¹, И. В. Кукушкин¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики твердого тела
имени Ю.А. Осипяна Российской академии наук», Черноголовка, Россия

*E-mail: shchepetilnikov@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Изучена эффективность преобразования η энергии электромагнитной волны субтерагерцового частотного диапазона в энергию постоянного тока плазменным детектором на основе кремния. В работе измерялась зависимость сигнала на выходе детектора от мощности падающего излучения. Показано, что в линейной по мощности области коэффициент η растет с увеличением мощности и насыщается в суб-линейном режиме. Максимальные достигнутые значения η составляли 0.4% для частоты излучения 97 ГГц. Измерения проводились как при комнатной температуре, так и при охлаждении детектора до температуры жидкого азота.

DOI: 10.31857/S0367676524020025, EDN: RTWKBX

Развитие технологий детектирования субтерагерцового излучения позволило значительно продвинуться в решении целого спектра разнообразных фундаментальных и прикладных научных задач. Так, субтерагерцовые технологии активно используются в физике конденсированного состояния [1], био- [2] и астрофизике [3]. С другой стороны, именно в этом частотном диапазоне возникает все больше приложений в таких областях как телекоммуникации [4], медицина [5] и неразрушающий контроль качества [6, 7].

Еще одним ярким применением является беспроводная передача энергии в субтерагерцовом частотном диапазоне [8–10]. Большинство коммерчески доступных технологий такого типа основываются на принципе индуктивной передачи энергии между взаимодействующими катушками с током. При этом энергия передается на достаточно малом расстоянии. Альтернативный подход, основывающийся на передаче энергии электромагнитными волнами субтерагерцового диапазона, наоборот подразумевает работу в дальнем поле, а характерное расстояние передачи, фактически, ограничивается лишь прозрачностью атмосферы. Более того, поскольку в этом случае детектор “выпрямляет” поле падающей на него электромагнитной волны, то принимающая часть системы может использоваться для сбора энергии субтерагерцовой части спектра окружающего электромагнитного

излучения, например, теплового излучения земной поверхности или фонового излучения различных электронных приборов, в первую очередь, телекоммуникационных систем, работающих в данном частотном диапазоне [11].

Для успешной реализации такой амбициозной задачи необходимо создание дешевых и масштабируемых детекторов, что явно подразумевает совместимость с существующими технологическими и производственными цепочками. В заданных условиях одним из наиболее перспективных способов детектирования ТГц излучения является подход, основанный на преобразовании падающего излучения в переменный потенциал релятивистской плазменной волны посредством широкополосной антенной структуры, нанесенной на поверхность кристалла [12,13].

В продолжение работ, посвященных детекторам суб-ТГц излучения на основе различных полупроводниковых гетероструктур [14–16], в настоящей публикации исследуются ключевые для решения описанной выше задачи свойства плазменного детектора на основе кремния: эффективность преобразования η энергии электромагнитной волны субтерагерцового частотного диапазона в энергию постоянного тока, а также максимальная генерируемая мощность на постоянном токе. Подчеркнем, что детектор на основе Si имеет существенные преимущества, к которым относятся простота

интеграции микросхем, совместимость с современными литографическими технологиями и, как следствие, низкая себестоимость. Детекторы такого типа имеют большой потенциал по масштабированию и интеграции в большие массивы [6, 17], что позволит собирать энергию с большой площади поверхности.

Исследуемый образец представлял собой плазменный детектор суб-ТГц излучения, основной принцип работы и строение которого подробно описаны в работах [14–16]. Датчик имел характерный размер 3×3 мм². Для изучения частотных характеристик детектора использовалась квазиоптическая схема. При этом пучок излучения формировался выходной рупорной антенной источника излучения, а также тefлоновыми линзами с характерным фокусным расстоянием и апертурой в 100 и 50 мм, соответственно. Детектор закреплялся на специальном держателе в центре пучка излучения. Низкочастотная амплитудная модуляция излучения осуществлялась при помощи оптического модулятора. Возникающий сигнал фото-напряжения измерялся посредством синхронного детектора, настроенного на частоту модуляции излучения. В качестве источников излучения использовалась лампа обратной волны с диапазоном частот 65–120 ГГц и генератор на базе лавинно-пролетного диода (ЛПД) с фиксированной частотой $f = 97$ ГГц, выходной мощностью 1 Вт и встроенным волноводным аттенюатором, который позволял управлять мощностью от -10 до $+30$ дБм. Мощность, приходящаяся на детектор, измерялась независимо калиброванным детектором излучения с такими же геометрическими размерами. Измерения частотной зависимости чувствительности плазменного детектора проводились в линейном по мощности режиме. Для проведения низкотемпературных экспериментов образец размещался на холодном пальце, охлаждаемом жидким азотом, внутри специальной камеры с прозрачным для суб-ТГц излучения окном. Характерное время охлаждения образца до нижней температуры составляло несколько часов. На холодном пальце закреплялся калиброванный термометр, который позволял контролировать температуру образца.

Чувствительность детектора, измеренная при комнатной температуре в зависимости от частоты падающего излучения, приведена на рис. 1а. Полученная зависимость является немонотонной с ярко выраженным максимумом в диапазоне частот $f = 96$ – 100 ГГц. Такой вид чувствительности связан с интерференцией субтерагерцовых электромагнитных волн в подложке детектора. Подробно этот эффект был исследован в работе [16]. Максимальное значение чувствительности достигает $S = 25$ В/Вт. Характерное сопротивление детектора на постоянном токе составляло $R = 2.2$ кОм при комнатной температуре и 6.9 кОм при температуре жидкого азота.

Перейдем к эффективности конверсии энергии излучения в энергию постоянного тока. При падении на детектор площадью A плоской волны с плотностью мощности ω на выходе детектора возникает выпрямленное напряжение U . Тогда на внутреннем сопротивлении детектора R будет рассеиваться джоулево тепло U^2/R , а эффективность конверсии можно оценить как

$$\eta = U^2/R\omega A. \quad (1)$$

Подчеркнем, что в реальных приложениях полезная мощность будет меньше, чем U^2/R , а ее максимальное значение будет достигаться при согласовании импеданса детектора и нагрузки и будет составлять ровно половину от U^2/R . В линейном по мощности режиме $U \sim \omega A$ и, как следствие, η будет также расти линейно по мощности. В области больших мощностей, как правило, линейная зависимость напряжения на выходе детектора от мощности сменяется корневой, при этом η уже не зависит от ωA и, фактически, достигает своего максимального значения. Действительно, дальнейшее увеличение мощности при условии насыщения выходного напряжения детектора лишь уменьшает η . Таким образом, для корректной оценки коэффициента конверсии η необходимо в широких пределах измерить зависимость сигнала детектора от мощности падающей на него электромагнитной волны. Именно для этих целей и использовался источник излучения на основе ЛПД с возможностью перестройки мощности в широких пределах. В линейном режиме чувствительность детектора известна, так что величину ωA , т.е. мощность излучения, собираемую детектором, при таких условиях можно измерить непосредственно по сигналу детектора. Поскольку форма пучка излучения не зависит от мощности источника, то процент всей собираемой детектором мощности остается постоянным и, как следствие, ωA может быть оценена даже в нелинейной области.

На рис. 1б показана зависимость напряжения детектора от мощности излучения, собираемой детектором, при комнатной и азотной температурах. В области низких мощностей обе зависимости линейны, но переходят в суб-линейный режим при больших значениях мощности. По этим зависимостям был вычислен коэффициент конверсии η , показанный на рис. 1в. В области малых мощностей η на порядок больше при низкой температуре, чем при комнатной. Это связано с гораздо большей чувствительностью детектора при понижении температуры [18]. Однако в области больших мощностей различие в η намного менее выраженное. Это связано с тем, что детектор переходит в суб-линейный по мощности режим работы при существенно меньших мощностях. Более того, понижение температуры детектора приводит к увеличению его сопротивления, что также снижает значение η .

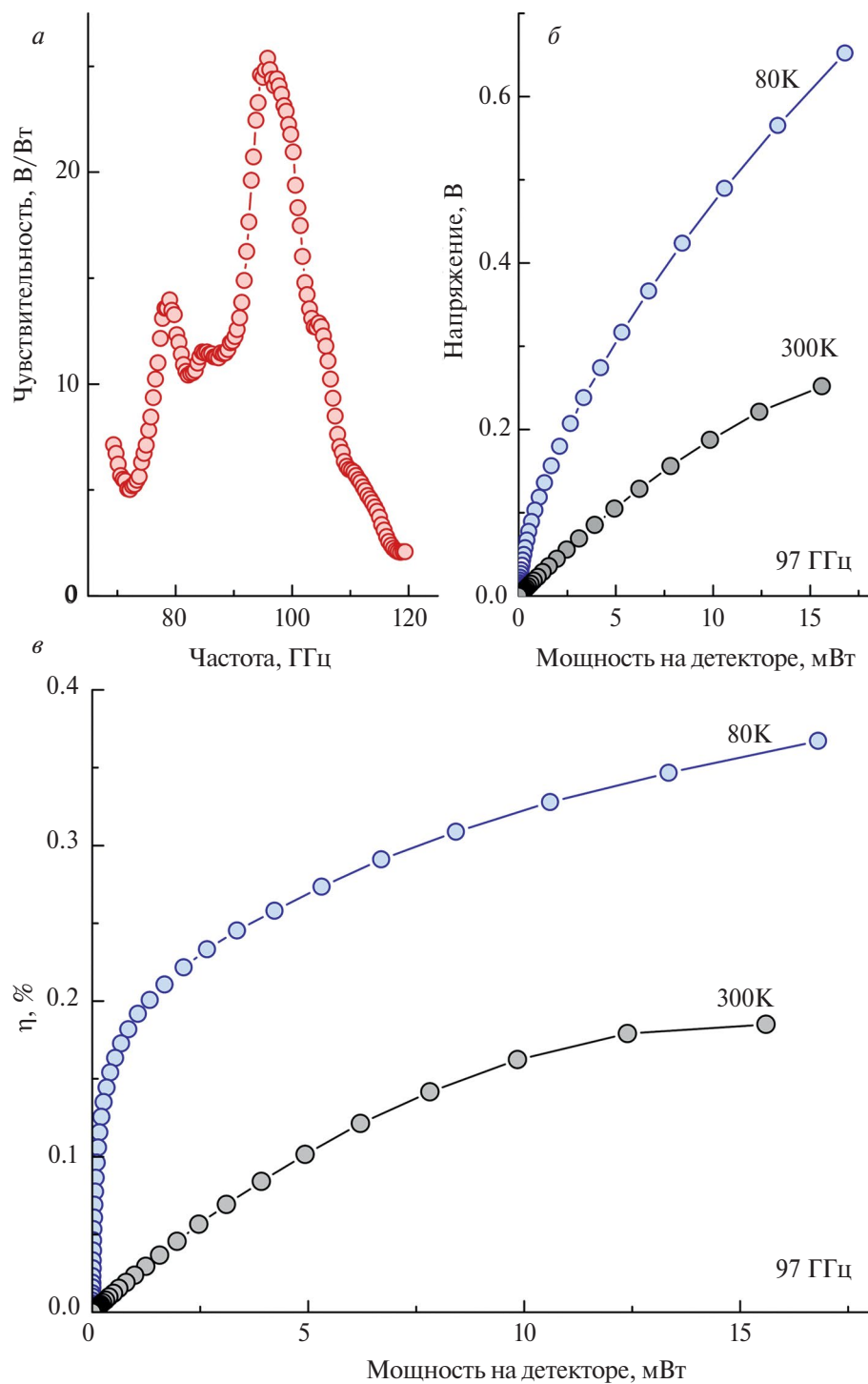


Рис. 1. Зависимость чувствительности детектора от частоты субтерагерцового излучения, измеренная при комнатной температуре (а). Зависимость постоянного напряжения на выходе детектора от мощности субтерагерцового излучения, приходящейся на детектор, при комнатной температуре (черные круги) и при температуре жидкого азота (синие круги). Частота излучения – 97 ГГц (б). Зависимость коэффициента преобразования энергии электромагнитной волны в энергию постоянного тока от мощности излучения при комнатной температуре (черные круги) и при температуре жидкого азота (синие круги). Частота излучения – 97 ГГц (в).

Максимальные достигнутые η лежат в диапазоне 0.2–0.4%. При этом максимальное достигнутое напряжение на детекторе составляет 0.25 В при комнатной температуре, что соответствует тепловой мощности, выделяемой на единицу площади ~ 3 Вт/м². Полученные характеристики на данном

этапе уступают достигнутым в других работах величинам [19–24] в том же или близких частотных диапазонах. Например, в работе [22] продемонстрирована эффективность конверсии CMOS-детектора на частоте 94 ГГц в 6% и более чем на порядок большую выделяемую плотность мощности. Таким образом, необходима дальнейшая оптимизация свойств кремниевого детектора для улучшения его конверсионных характеристик.

В заключение, были проведены измерения эффективности преобразования η энергии электромагнитной волны субтерагерцового частотного диапазона в энергию постоянного тока плазменным детектором на основе кремния. Была измерена зависимость сигнала на выходе детектора от мощности падающего излучения. Продемонстрировано, что в линейной по мощности области коэффициент конверсии растет с увеличением мощности и насыщается в суб-линейном режиме. Максимальные достигнутые значения составляли 0.2–0.4% для частоты излучения в 97 ГГц и на данном этапе уступают полученным в работах других авторов коэффициентам конверсии.

Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-72-30003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baydin A., Makihara T., Peraca N.M., Kono J. // *Front. Optoelectron.* 2021. V. 14. P. 110.
2. Wang P.L., Lou J., Fang G.Y., Chang C. // *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.* 2022. V. 70. No. 11. P. 5117.
3. Pearson J.C., Drouin B.J., Yu S. // *IEEE J. Microw.* 2021. V. 1. No. 1. P. 43.
4. Chen Z., Ma X., Zhang B. et al. // *China Commun.* 2019. V. 16. No. 2. P. 1.
5. Yang X., Zhao X., Yang K. et al. // *Trends Biotechnol.* 2016. V. 34. No. 10. P. 810.
6. Tzydynzhapov G., Gusikhin P., Muravev V. et al. // *J. Infrared Millim. Terahertz Waves.* 2020. V. 41. No. 6. P. 632.
7. Shchepetilnikov A.V., Gusikhin P.A., Muravev V.M. et al. // *Appl. Opt.* 2021. V. 60. No. 33. P. 10448.
8. Shinohara N. *Recent wireless power transfer technologies via radio waves.* Gistrup: River Publishers, 2018.
9. Mizojiri S., Shimamura K. // *IEEE Asia-Pacific Microwave Conference (APMC).* (Singapore, 2019). P. 705.
10. Citroni R., Di Paolo F., Livreri P. // *Nanomaterials.* 2022. V. 12. No. 14. P. 2479.
11. Joseph S.D., Hsu Sh.H.S., Huang Y. // *IEEE Int. Symp. Radio-Freq. Integr. Technol. (RFIT).* 2021. P. 1.
12. Muravev V.M., Gusikhin P.A., Andreev I.V., Kukushkin I.V. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 114. No. 10. Art. No. 106805.
13. Muravev V.M., Gusikhin P.A., Zarezin A.M. et al. // *Phys. Rev. B.* 2019. V. 99. No. 24. Art. No. 241406.
14. Muravev V.M., Kukushkin I.V. // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 100. No. 8. Art. No. 082102.
15. Муравьев В.М., Соловьев В.В., Фортунатов А.А. и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 2016. Т. 103. № 12. С. 891.
16. Shchepetilnikov A.V., Kaysin V.D., Gusikhin P.A. et al. // *Opt. Quantum Electron.* 2019. V. 51. No. 12. P. 1.
17. Shchepetilnikov A.V., Kukushkin I.V., Muravev V.M. et al. // *J. Infrared Millim. Terahertz Waves.* 2020. V. 41. No. 6. P. 655.
18. Хисамеева А.Р., Щепетильников А.И., Федотова Я.В. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2023. Т. 87. № 2. С. 172; Khisameeva A.R., Shchepetilnikov A.V., Fedotova Ya.V. et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2023. V. 87. No. 2. P. 145.
19. Chiou H.K., Chen I.S. // *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.* 2010. V. 58. No. 12. P. 3598.
20. Weissman N., Jameson S., Socher E. W-band CMOS on-chip energy harvester and rectenna // *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. (Tampa, 2014).* P. 1.
21. Kapilevich B., Shashkin V., Litvak B. et al. // *IEEE Microwave. Wirel. Compon. Lett.* 2016. V. 26. No. 8. P. 637.
22. Shaulov E., Jameson S., Socher E. // *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. (Honolulu, 2017).* P. 307.
23. He P., Zhao D.A. // *IEEE MTT-S Int. Microwave. Symp. (Boston, 2019).* P. 634.
24. Wentzel A., Yacoub H., Johansen T.K. et al. // *Proc. 17th EuMIC (Milan, 2022).* P. 208.

Efficiency of sub-THz – DC energy conversion of a silicon detector

A. V. Shchepetilnikov^{1, *}, A. R. Khisameeva¹, Ya. V. Fedotova¹, A. A. Dremin¹, I. V. Kukushkin¹

¹*Osipyan Institute of Solid-State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*

**e-mail: shchepetilnikov@issp.ac.ru*

The efficiency of sub-THz to DC energy conversion of a silicon-based plasmonic detector was studied. The dependence of the signal at the detector output on the incident radiation power was measured. In the power linear region, the coefficient η was shown to grow with increasing power and to saturate in the sub-linear regime. The maximum achieved values of η were 0.4% for the radiation frequency of 97 GHz. The measurements were carried out both at room temperature and when the detector was cooled to liquid nitrogen temperature.

УДК 537.311.322:535.37:535–47

МНОГОМОДОВАЯ ГЕНЕРАЦИЯ СВЕТА В ИНЖЕКЦИОННОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ НА ОСНОВЕ ХИРАЛЬНОГО $\text{AlAs}/(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ МИКРОРЕЗОНАТОРА

© 2024 г. А. А. Максимов^{1,*}, И. И. Тартаковский¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук», Черноголовка, Россия

*E-mail: maksimov@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Выполнены экспериментальные исследования инжекционных поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным хиральным микрорезонатором на основе $\text{AlAs}/(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ в режиме многомодовой генерации. Продемонстрирована высокая степень циркулярной поляризации излучения $> 70\%$ различных мод генерации, измеренных с высоким спектральным разрешением. Построены подробные карты пространственного и углового распределения интенсивности лазерного излучения.

DOI: 10.31857/S0367676524020032, EDN: RTRYBS

ВВЕДЕНИЕ

Лазерные источники циркулярно поляризованного излучения являются важными компонентами для широкого круга приложений в современной фотонике, биомедицинском зондировании, квантовых вычислениях и технологиях хранения данных, трехмерных дисплеях и во многих других областях [1–6]. Преимущественно, лазеры обладают линейной поляризацией излучения. Для получения лазерного излучения, обладающего циркулярной поляризацией, обычно используют линейные поляризаторы и четвертьволновые пластины, которые бывают относительно громоздкими. В связи с этим традиционные методы генерации света с круговой поляризацией имеют определенные ограничения при миниатюризации устройств.

В последнее время значительное внимание уделяется исследованиям диэлектрических метаповерхностей [1, 7–9], которые при их сверхтонкой структуре и низких потерях на поглощение обладают исключительными возможностями для управления светом, включая и контроль его поляризации. С другой стороны, полупроводниковые поверхностно-излучающие микролазеры с вертикальными резонаторами (VCSEL), имеющие малую площадь основания и с излучением, выходящим по направлению, близким к нормали к поверхности, могут быть достаточно просто интегрированы со сверхтонкими метаповерхностями, что дает возможность реализовать сверхкомпактные лазеры циркулярно поляризованного излучения.

В работах [10–17] было продемонстрировано возможность реализации компактных устройств циркулярно поляризованного излучения на основе плоских наноструктур из обычных ахиральных $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ полупроводников и изучены их свойства. Главной особенностью таких гетероструктур был сформированный в их верхнем слое за счет частичного травления на определенную глубину с помощью современных полупроводниковых технологий фотонный кристалл с квадратной решеткой, обладающий хиральной симметрией. Неэквивалентность собственных электромагнитных мод системы с различной циркулярной поляризацией, возникающая из-за такой симметрии, позволило создать разнообразные компактные источники циркулярно поляризованного излучения без приложения внешнего магнитного поля.

Важное прикладное значение имела демонстрация возможности реализации инжекционных полупроводниковых лазеров с высокой степенью циркулярной поляризации излучения вплоть до значений $\sim 90\%$ в отдельных модах генерации при гелиевых температурах [13, 14]. Знак циркулярной поляризации основных полос генерации такого лазера определялся при изготовлении знаком хиральности фотонного кристалла [14]. Несмотря на то, что исследованные в этих работах структуры не были оптимизированы для более высоких температур, они оставались работоспособными вплоть до температур ~ 150 К [15, 16]. В работе [17] была изучена кинетика неравновесных процессов,

происходящих в фононной и электронной подсистемах при работающем полупроводниковом лазере.

Настоящая работа посвящена подробным экспериментальным исследованиям пространственного и углового распределения интенсивности излучения различных мод таких лазеров в режиме многомодовой генерации при их возбуждении электрическими импульсами.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБРАЗЦЫ

В работе исследовались полупроводниковые вертикально излучающие инжекционные лазеры, в которых при приложении импульсного электрического напряжения в режиме развитой лазерной генерации излучался циркулярно поляризованный свет [13–16]. Образец, содержащий несколько сотен лазерных структур на основе λ -микрорезонатора $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$, был выращен на ориентированной (100) *n*-допированной GaAs подложке методом молекулярно-пучковой эпитаксии. В пучности электрического поля в центре микрорезонатора располагались четыре квантовые ямы из GaAs шириной 7 нм, разделенные 4 нм $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ барьерами. Брэгговские зеркала состояли из *n*- и *p*-допированных пар слоев AlAs/ $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$. Каждая отдельная вертикально излучающая лазерная структура представляла собой параллелепипед с размерами основания 60×60 мкм², на верхнем зеркале которого, внутри площади, ограниченной золотым кольцевым контактом, размещался вытравленный на глубину до середины пятого сверху слоя $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$ фотонный кристалл размером 36×36 мкм². Подробные структурные характеристики исследованных лазеров описаны в работах [13–16].

Образец с лазерами помещался в сверхтекучий гелий при температуре ~ 1.8 К в оптическом криостате. Возбуждение свечения наноструктуры осуществлялось с помощью генератора электрических прямоугольных импульсов с длительностью ~ 1 мкс и частотой следования 3–10 кГц. К каждой отдельной лазерной структуре прикладывалось импульсное напряжение величиной до ~ 15 В, при этом значения импульсного тока J , текущего через различные лазерные структуры, не превышали величины ~ 25 мА. В таких условиях в качественных наноструктурах наблюдалась лазерная генерация излучения с высокой степенью циркулярной поляризации ($\rho_C > 0.7$) в отсутствие внешнего магнитного поля.

Спектры лазерного излучения регистрировались с помощью оснащенного охлаждаемым Si-CCD детектором тройного спектрометра Dilor XY — 500, который имел разрешение ≤ 40 мкЭВ в исследуемом спектральном диапазоне.

Для построения пространственной карты распределения интенсивности лазерной гене-

рации увеличенное изображение открытой части (36×36 мкм²) излучающей лазерной структуры передавалось в плоскость скрещенных щелей, которые позволяли выделять интересующий участок на поверхности образца с пространственным разрешением ~ 3 мкм.

Для измерения спектрально-угловой зависимости интенсивности генерации поверхность образца ориентировалась перпендикулярно оптической оси и располагалась в фокальной плоскости объектива, собирающего излучение. В результате свет, выходящий под определенным углом к поверхности образца и имеющий определенные значения компонент волнового вектора k_x и k_y вдоль x и y направлений в пространстве, после прохождения через объектив распространяется вдоль соответствующего пути в поперечном сечении параллельного пучка излучения. Регистрируя спектр выделенной части излучения, проходящего через малую диафрагму, которая располагалась за собирающим объективом в параллельном пучке и могла контролируемым образом перемещаться в нормальной к оптической оси плоскости, достигалось угловое разрешение измерительной системы ~ 0.3 градуса.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 показан пример спектров излучения, зарегистрированных с высоким спектральным разрешением, одной из лазерных структур в режиме развитой генерации при значении импульсного тока, текущего через образец $J \approx 25$ мА. Спектр излучения в σ^+ циркулярной поляризации показан сплошной кривой, а в σ^- — точечной кривой. На рис. 1 показана также степень циркулярной поляризации (пунктирная кривая), которая определялась из соотношения $\rho_C = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$, где I^+ и I^- — интенсивности излучения в σ^+ и σ^- циркулярной поляризации, соответственно.

Из данных, приведенных на рис. 1, видно, что спектр лазерного излучения состоит из нескольких узких полос, отвечающих различным модам генерации исследуемой структуры. Многомодовый режим генерации лазера связан, по-видимому, в первую очередь с его плоской геометрией, поскольку размеры лазерной структуры в плоскости существенно превышают ее толщину [17]. Видно также, что наиболее сильные моды генерации данного лазера имеют σ^+ циркулярную поляризацию, что определяется знаком хиральности фотонного кристалла на верхнем брэгговском зеркале структуры [14]. Однако высокая чувствительность степени циркулярной поляризации ρ_C к длине волны излучения и к точной геометрии резонатора [12] может приводить к изменению ее величины и даже ее знака, что и наблюдается в более слабых по интенсивности модах генерации лазера на высокочастотном краю (рис. 1).

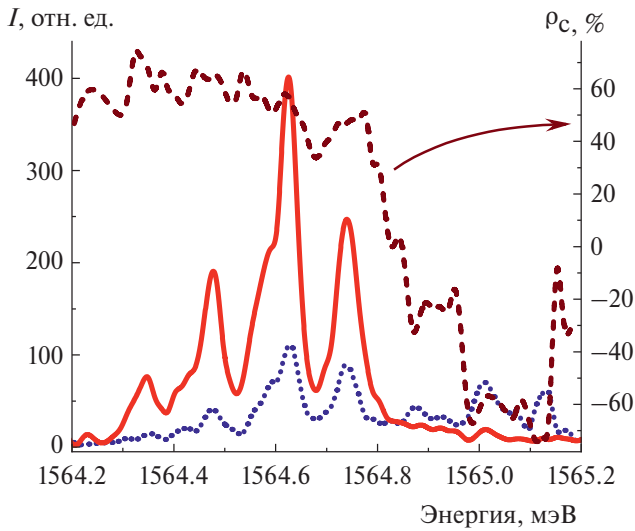


Рис. 1. Спектры излучения лазерной структуры при различной циркулярной поляризации в режиме развитой генерации при значении импульсного тока, текущего через образец $J \approx 25$ мА; температура $T = 1.8$ К. Сплошная кривая – спектр излучения в σ^+ циркулярной поляризации, точечная кривая – в σ^- ; пунктирная кривая – степень циркулярной поляризации ρ_c .

При этом модуль величины $|\rho_c|$ в спектральной области свечения мод генерации лазера достигает весьма значительной величины $\sim 70\%$.

Исследования распределения интенсивности излучения различных мод генерации лазера из различных участков его поверхности (36×36 мкм²) показали, что эти распределения могут существенно отличаться друг от друга, т.е. излучение мод происходит с разных мест на поверхности образца. Как пример, на рис. 2 (с использованием шкалы серого цвета) показано распределение интенсивности

I моды с энергией излучения ~ 1564.62 мэВ в σ^+ и σ^- циркулярной поляризации с различных участков поверхности лазера. Видно, что характерные линейные размеры Δl области интенсивного излучения этой моды составляют величину порядка 5–10 мкм. Близкие к таким же размерам областей свечения наблюдались и для других мод излучения этой лазерной структуры, хотя, как уже отмечалось, эти области находились в различных местах на поверхности лазерной структуры. Фактически это может означать, что наблюдаемый на рис. 1 спектр генерации отвечает излучению нескольких независимых лазеров, реализующихся в одной данной лазерной структуре.

На рис. 3 (с использованием шкалы серого цвета) показаны двумерные зависимости интенсивностей моды с энергией излучения ~ 1564.62 мэВ в σ^+ и σ^- циркулярной поляризации (масштабы интенсивностей I^+ и I^- различны) от угла выхода излучения по отношению к нормали к поверхности образца вдоль x и y направлений в пространстве. Картины распределения интенсивностей по углу, так же как пространственные распределения, для разных мод генерации лазера отличаются друг от друга. Типичные значения ширины углового распределения интенсивностей и отличий в расположении их максимумов для разных мод могут достигать порядка нескольких угловых градусов. При этом наибольшие отличия в расположении максимумов углового распределения интенсивностей наблюдается для мод с различным знаком степени циркулярной поляризации излучения.

На рис. 4 представлен срез угловой зависимости интенсивности моды лазерной генерации, представленной на рис. 3, вдоль пространственного направления x (вблизи значения $k_y \approx 0$) в двух циркулярных поляризациях σ^+ (закрытые

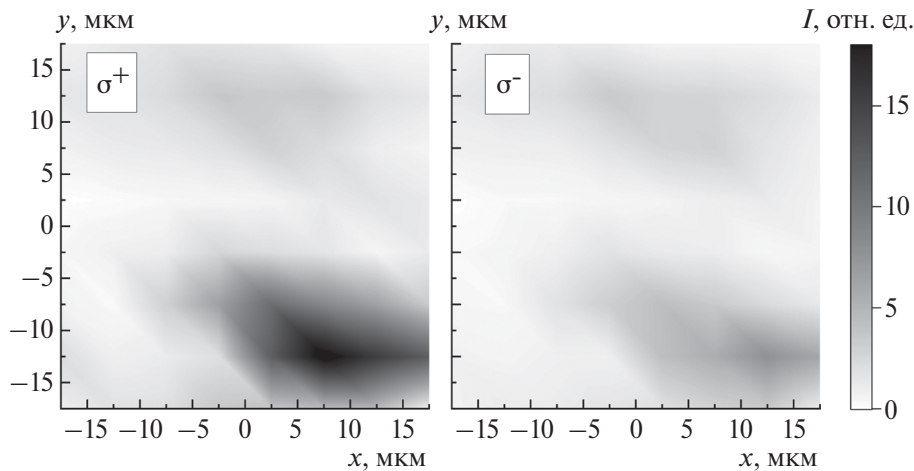


Рис. 2. Пространственное распределение интенсивности I моды лазерной генерации с энергией излучения ~ 1564.62 мэВ в σ^+ и σ^- циркулярных поляризациях с различных участков поверхности лазера.

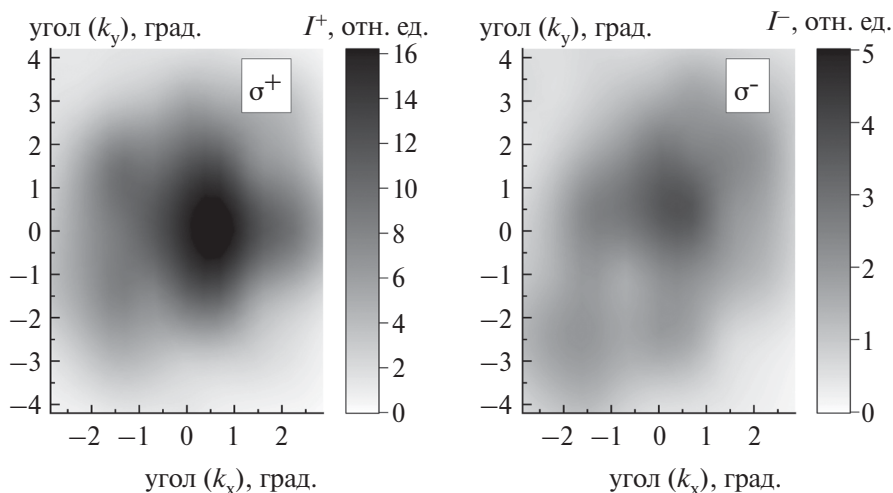


Рис. 3. Зависимости распределения интенсивностей I^+ и I^- моды с энергией излучения ~ 1564.62 мэВ в σ^+ и σ^- циркулярных поляризациях, соответственно, от угла выхода излучения по отношению к нормали к поверхности образца вдоль x и y направлений в пространстве.

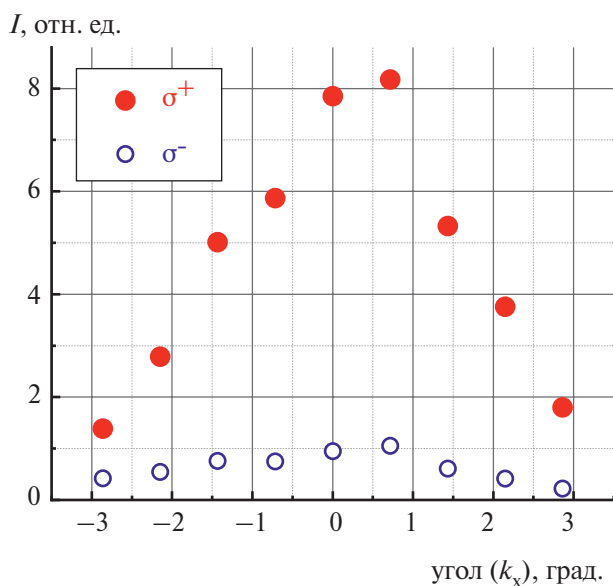


Рис. 4. Угловая зависимость интенсивности моды лазерной генерации I вдоль пространственного направления x ($k_y \approx 0$) в двух циркулярных поляризациях σ^+ (закрытые символы) и σ^- (открытые символы).

символы) и σ^- (открытые символы). Видно, что угловая расходимость Θ полосы генерации этой моды в дальней зоне составляет величину порядка несколько градусов, что, учитывая размер излучающей зоны Δl (рис. 2), неплохо согласуется с формулой для расходимости гауссова пучка $\Delta l \approx \lambda / \pi \cdot \Theta$, где λ — длина волны излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выполнены подробные экспериментальные исследования пространственного и углового распределения интенсивности излучения различных мод инжекционных поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным хиральным микрорезонатором на основе AlAs/(Al, Ga)As/GaAs в режиме многомодовой генерации. Степень циркулярной поляризации излучения различных мод генерации в качественных лазерных структурах оказывается $> 70\%$. На основании проведенных исследований сделано предположение о возможности реализации нескольких независимых лазеров на одной лазерной структуре.

Авторы выражают благодарность С. Хёффлингу (S. Höffling) и Х. Шнайдеру (C. Schneider) за предоставленные образцы для исследований, В.Д. Кулаковскому и С.Г. Тиходеву за многочисленные полезные обсуждения, а Е.В. Филатову за помощь в проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Genevet P., Capasso F., Aieta F. et al. // Optica. 2017. V. 4. P. 139.
2. Hübener H., De Giovannini U., Schäfer C. et al. // Nature Mater. 2021. V. 20. P. 438.
3. Sherson J.F., Krauter H., Olsson R.K. et al. // Nature. 2006. V. 443. P. 557.
4. He C., He H., Chang J. et al. // Light Sci. Appl. 2021. V. 10. P. 194.

5. *Stanciu C.D., Hansteen F., Kimel A.V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. Art. No. 047601.
6. *Zhan X., Xu F.–F., Zhou Z. et al.* // Adv. Mater. 2021. V. 33. Art. No. 2104418.
7. *Xie Y.–Y., Ni P.–N., Wang Q.–H. et al.* // Nat. Nanotechnol. 2020. V. 15. P. 125.
8. *Wen D., Crozier K.B.* // APL Photon. 2021. V. 6. Art. No. 080902.
9. *Jia X., Kapraun J., Wang J. et al.* // Optica. 2023. V. 10. P. 1093.
10. *Maksimov A.A., Tartakovskii I.I., Filatov E.V. et al.* // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. Art. No. 045316.
11. *Lobanov S.V., Tikhodeev S.G., Gippius N.A. et al.* // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. Art. No. 205309.
12. *Максимов А.А., Пещеренко А.Б., Филатов Е.В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. № 10. С. 615; *Maksimov A.A., Peshcherenko A.B., Filatov E.V. et al.* // JETP Letters. 2017. V. 106. No. 10. P. 615.
13. *Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 241; *Maksimov A.A., Filatov E.V., Tartakovskii I.I.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 2. P. 176.
14. *Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И. et al.* // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 17. Art. No. L021001.
15. *Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 4. С. 494; *Maksimov A.A., Filatov E.V., Tartakovskii I.I.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 4. P. 404.
16. *Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И.* // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 116. № 8. С. 500; *Maksimov A.A., Filatov E.V., Tartakovskii I.I.* // JETP Letters. 2022. V. 116. No. 8. P. 500.
17. *Максимов А.А., Филатов Е.В., Филатов В.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 2. С. 182; *Maksimov A.A., Filatov E.V., Filatov V.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 2. P. 155.

Multimode light generation in an injection semiconductor laser based on a chiral AlAs/(Al, Ga)As/GaAs microcavity

A. A. Maksimov^{1, *}, I. I. Tartakovskii¹

¹*Osipyan Institute of Solid-State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*
*e-mail: maksimov@issp.ac.ru

Experimental investigations of chiral injection AlAs/(Al, Ga)As/GaAs vertical-cavity surface-emitting lasers in the multimode generation regime are performed. A high circular polarization degree > 70% of different generation modes measured with a high spectral resolution, is demonstrated. Detailed maps of spatial and angular distribution of laser radiation intensity were constructed.

УДК 535.2

СКАЧОК МИГДАЛА В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

© 2024 г. А. Б. Ваньков^{1, *}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипяна Российской академии наук», Черноголовка, Россия

*E-mail: vankov@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

В двумерных электронных системах при больших значениях параметра Вигнера–Зейтса r_s и в режиме квантового эффекта Холла посчитана функция распределения частиц по уровням Ландау. Оказалось, что при малых факторах заполнения характер размытия функции распределения и величина скачка Мигдала качественно отличаются от случая ферми-жидкости в нулевом магнитном поле. Из-за наличия циклотронной энергетической щели ферми-жидкостное искажение функции распределения оказывается существенно подавленным.

DOI: 10.31857/S0367676524020048, EDN: RTQORV

Из теории ферми-жидкости известно, что частицы и перенормированные квазичастицы имеют одинаковый фермиевский импульс, но их функции распределения различны. Взаимодействие частиц приводит к появлению хвостов в функции распределения по импульсу $f(p)$, а также к уменьшенному значению ее скачка $0 < Z < 1$ на уровне Ферми [1]. Высота скачка Мигдала служит одним из индикаторов степени перенормировки квазичастиц и указывает относительный вес частицы в квазичастичном состоянии на уровне Ферми. Соответственно, величина $(1-Z)$ служит мерой участия частицы в виртуальных переходах и флуктуациях функции распределения.

Двумерные ферми-жидкости могут быть реализованы в сильновзаимодействующих двумерных электронных системах. Аналитическое решение двумерной задачи для кулоновского взаимодействия сопряжено с появлением логарифмических расходимостей частичных сумм [2], даже после устранения которых результат ненадежен. Оценки величины весового фактора Z для двумерного случая, проведенные в рамках приближения случайных фаз в качестве поправки первого порядка по r_s , приводят к ответу [3] $(1-Z) = r_s(1/2 + 1/\pi)/\sqrt{2}$, который четырехкратно переоценивает степень квазичастичной перенормировки относительно численных расчетов методом Монте-Карло [4] и недавних экспериментов на GaAs ДЭС [5], для которых при $r_s < 2$ неплохо применима линейная аппроксимация $(1-Z) = 0.13 r_s$.

В квантующем магнитном поле меняется характер энергетического спектра ферми-жидкости: он

становится дискретным. Анализ функции распределения двумерных электронов по уровням Ландау (УЛ) при конечном r_s был проделан в работе [6] методом функций Грина. Сделан качественный вывод о важности подмешивания к состояниям электронов дополнительных комплексов (резонансных состояний), состоящих из электрона и нейтральных многоэкситонных комбинаций, однако оказалось невозможным дойти до количественного ответа ввиду огромного количества таких слагаемых. Для преодоления этой сложности уместны методы точной диагонализации (ТД) для конечного числа электронов на УЛ, однако для решения задач о функции распределения электронов в режиме КЭХ требуется увеличение количества учитываемых УЛ, и тогда общеизвестные численные схемы даже при небольшом числе электронов захлебываются от комбинаторного множества конфигураций.

В данной работе реализован численный алгоритм расчета состояний КЭХ, основанный на методе ТД, но с урезанным на несколько порядков базисом многочастичных конфигураций. При ко-

нечности смешивающего параметра $r_c = \frac{e^2/\epsilon l_b}{\hbar\omega_c}$,

(где l_b – магнитная длина, ω_c – циклотронная частота), многоэлектронные конфигурации с размещением на разных УЛ существенно неэквивалентны, и вероятность флуктуаций с “выпрыгиванием” некоторого числа электронов на верхние уровни экспоненциально падает в зависимости от числа добавленных квантов циклотронной энергии.

Изучено поведение функции распределения электронов по уровням Ландау в зависимости от фактора заполнения и параметра Вигнера–Зейтса r_s . Показано, что при фиксированной электронной концентрации квантование Ландау существенно подавляет размытие функции распределения электронов относительно случая с нулевым магнитным полем [7]. Так, при $r_s < 1$ и малых факторах заполнения квазичастичный вклад в величину скачка Мигдала $(1-Z)$ зависит окололинейно от ν и квадратично от r_s , одновременно при уменьшении ν хвосты функции распределения удлиняются. Оказалось, что характер зависимости функции распределения от r_s в режиме КЭХ существенно отличается от случая ферми-жидкости без магнитного поля, а управляющим параметром выступает $r_c = r_s \sqrt{\nu/2}$. Механизм перестройки функции распределения в режиме КЭХ описан в терминах рождения магнитоплазменных флуктуаций в структуре основного состояния системы.

На рис. 1а показано несколько возможных многоэлектронных конфигураций на лестнице УЛ для состояния КЭХ с $\nu = 1$ с вовлечением верхних уровней Ландау. Эти конфигурации не являются равновероятными и имеют определенную иерархию. В зависимости от величины параметра смешивания УЛ r_c , из них может быть выделено сокращенное подмножество актуальных конфигураций (базисных векторов), которые достаточно учитывать в расчетах методом ТД. Без учета смешивания в основном состоянии ДЭС участвует только конфигурация с расположением всех электронов на нижайшем УЛ (диаграмма $|0\rangle$ на рис. 1а). По мере увеличения параметра r_c растет вовлеченность возбужденных многоэлектронных конфигураций ($|I\rangle, |II\rangle, |III\rangle, \dots$) в структуру основного состояния. Естественно, возбуждения эти носят электронейтральный и бесспиновый характер, а ввиду трансляционной инвариантности системы, они соответствуют не одноэлектронным переходам, а коллективным магнитоплазменным (МП) процессам с суммарным нулевым. Для сортировки многоэлектронных конфигураций по вероятности реализации вводится дискретный параметр «лишних» квантов циклотронной энергии Δ_{CR} , необходимых для рождения соответствующей магнитоплазменной флуктуации.

Формирование «урезанного» базиса гильбертова пространства конфигураций и само вычисление гамильтоновой матрицы производятся при ограничении $\Delta_{CR} \leq \Delta_{CR}^{\max}$, а по целочисленному параметру Δ_{CR}^{\max} оценивается сходимость схемы. Главным выигрышем от указанного вычислительного подхода [7] является возможность расчета характеристик многоэлектронных состояний при сильном смешивании УЛ ($r_c \sim 5$) и беспрецедентно большой суммарной емкости $N_S N_{LL} \sim 60-70$ (N_S — количество

квантов магнитного потока, N_{LL} — кол-во УЛ). В частности, ниже приведены результаты расчета распределения электронов по УЛ при $r_s > 1$ для состояний КЭХ с $\nu = 1/3, 2/3, 1, 2$ и 3.

Извлеченные из процедуры ТД комплексные амплитуды всех многочастичных конфигураций в структуре основного состояния были использованы для подсчета чисел заполнения УЛ $f(n)$, $n = 0, 1, 2, \dots$. На рис. 1б показан расчет функции распределения электронов по УЛ при $\nu = 1$, $r_s = 7.1$ и параметрах дискретного счета $N_S = 9$, $N_{LL} = 6$, $\Delta_{CR}^{\max} = 14$ и $N_S = 10$, $N_{LL} = 6$, $\Delta_{CR}^{\max} = 12$ (численность урезанного базиса, достаточного для сходимости расчета, составляет около 2 млн векторов при размерности полного базиса ~ 750 млн). При анализе в логарифмической шкале (вставка на рис. 1б) получено, что характер угасания $f(n)$ при $n \geq 1$ близок к экспоненциальному. На рис. 1в приведена расчетная зависимость заселенности УЛ с индексами $n = 0$ и $n = 1$ при росте параметра r_s . Разность между значениями $f(n = 0)$ и $f(n = 1)$, в сущности, является аналогом скачка Мигдала для функции распределения электронов в квантующем магнитном поле. В квантующем магнитном поле величина скачка $Z_{\nu=1} = f(n = 0) - f(n = 1)$ отклоняется от единицы квадратично по r_s , что качественно отличается от случая ферми-жидкости в нулевом магнитном поле.

Аналогичные функции распределения электронов для разных ν имеют существенные отличия: при фиксированном r_s декремент затухания

функции распределения $-d \frac{\ln f(E)}{dE}$ при $E > E_F$

существенно возрастает от ν (рис. 2а), а величина скачка Мигдала Z для малых факторов заполнения значительно меньше отличается от единицы, чем для нулевого магнитного поля при тех же r_s , для которого применима аппроксимация $1-Z \approx 0.13r_s$ [5]. Второй неожиданный результат заключается в том, что при малых ν зависимость $(1-Z)$ от фактора заполнения близка к линейной (рис. 2б). Для $\nu \geq 4$ и $r_s \sim 1$ применяемая численная схема не обеспечивает сходимости, и потому не может быть проверена асимптотика скачка Мигдала.

Обнаруженное поведение функции распределения в различных состояниях КЭХ может быть объяснено механизмом влияния смешивающего параметра r_c на поляризационные процессы. Зарождение магнитоплазменных флуктуаций в основном состоянии было проанализировано из расчета собственного вектора основного состояния системы [7]. Его структура модифицирована подмешиванием мульти-МП вкладов через одну или несколько циклотронных щелей и с полным импульсом $q = 0$. Были посчитаны полные веса МП вкладов различной структуры, и соответствующая гистограмма показана на рис. 3а для простейшего

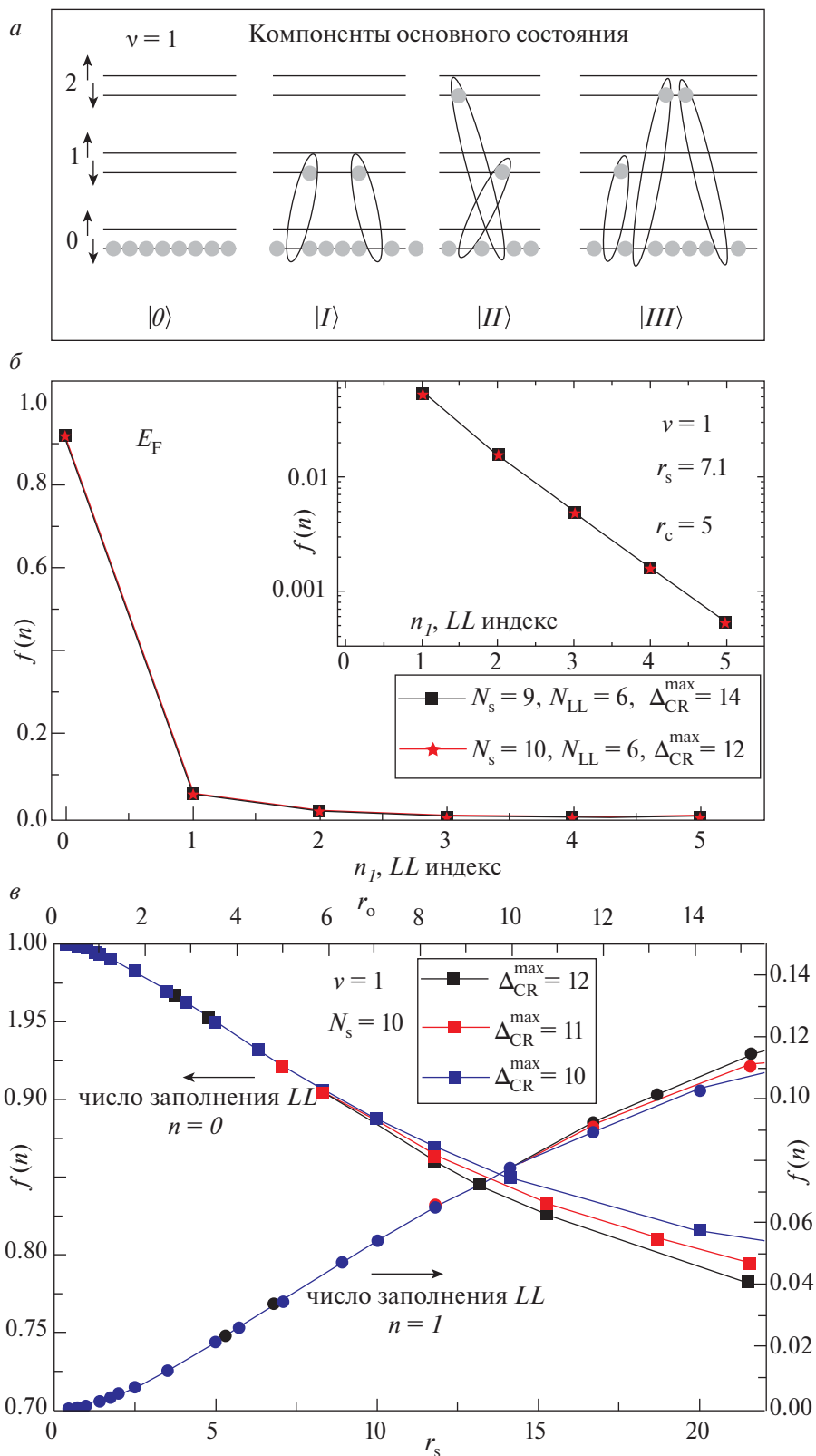


Рис. 1. Примеры многоэлектронных конфигураций, дающих вклад в основное состояние системы КЭХ при $\nu = 1$ (а). Пример расчетной функции распределения электронов по УЛ при $\nu = 1, r_c = 5$, выполненный методом ТД. Дискретные параметры указаны. На вставке $f(n)$ в логарифмической шкале (б). Числа заполнения нулевого и первого УЛ как функция параметра r_s , рассчитанные при разных значениях параметра Δ_{CR}^{\max} и фиксированных N_s и N_{LL} (в).

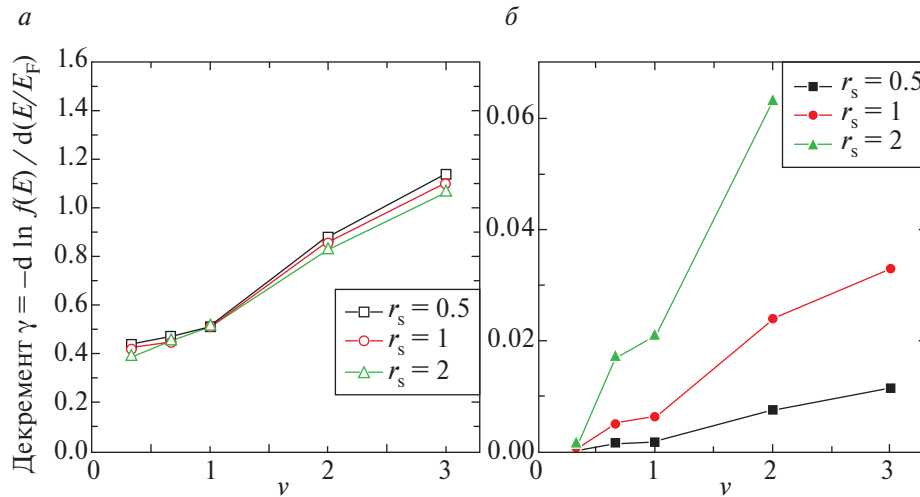


Рис. 2. Зависимость декремента затухания функции распределения $f(E)$ от фактора заполнения при различных r_s (а). Зависимость ферми-жидкостного вклада в величину скачка Мигдала $(1-Z)$ от ν при различных r_s (б).

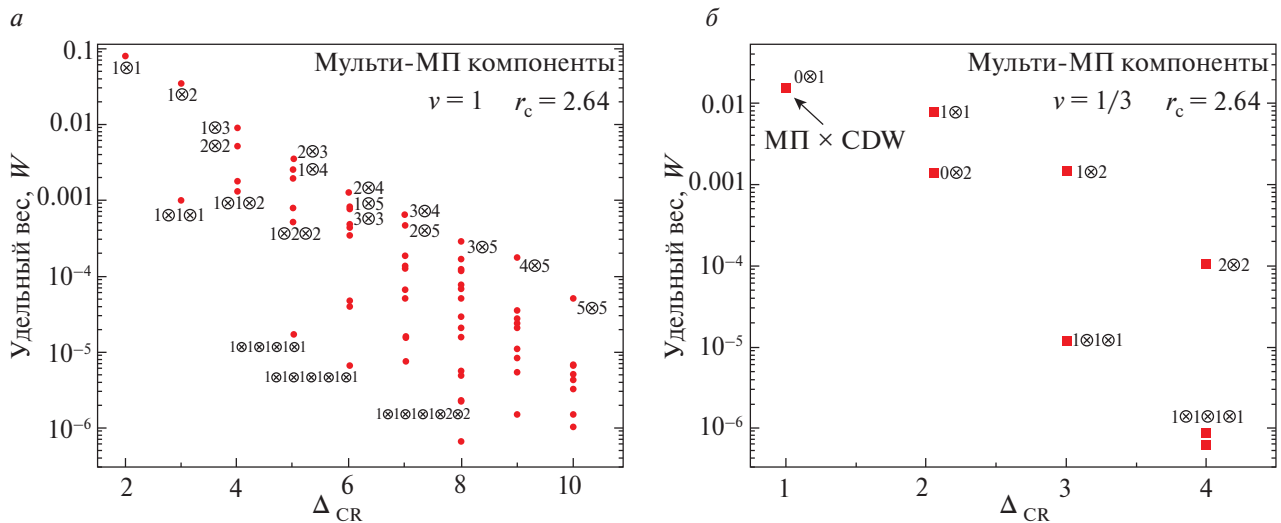


Рис. 3. Расчетная гистограмма удельного веса мультиплазменных компонент, входящих в структуру основного состояния при $\nu = 1$ (а). То же для основного состояния $\nu = 1/3$. Доминирует вклад от комбинаций магнитоплазмонов с волнами зарядовой плотности МП(\vec{k}) \times CDW($-\vec{k}$) (б).

случая $\nu = 1$ при $r_c = 2.6$. Свойства распределения следующие:

1. экспоненциальный характер спадания суммарного веса МП комбинаций в зависимости от Δ_{CR} ;
2. в основном состоянии $\nu = 1$ полностью отсутствуют одномагнитоплазменные флуктуации с $q = 0$;
3. при фиксированном количестве «лишних» квантов $\hbar\omega_c$ лидируют структуры, состоящие из двух МП флуктуаций, с некоторыми переигрываниями веса по типу разбиения Δ_{CR} на два слагаемых;

4. вклад мульти-МП флуктуаций подавлен на порядки относительно двухмагнитоплазменных.

В состояниях дробного КЭХ имеется дополнительная степень свободы для внутриуровневых волн зарядовой плотности (CDW), которые могут спариваться с МП в структуре зарядовых флуктуаций. Это показано на примере основного состояния $\nu = 1/3$, для которого в расчетной гистограмме лидирующий вклад дают флуктуации с $\Delta_{CR} = 1$, очевидно, состоящих из спаренных МП(\vec{g}) \times CDW($-\vec{g}$) (соответствующая гистограмма показана на рис. 3б).

Получив представление о структуре зарядовых флуктуаций основного состояния системы,

возможно на качественном уровне объяснить полученную зависимость функции распределения электронов от параметров r_s и ν . Для этого можно воспользоваться соображениями теории возмущений, когда кулоновское взаимодействие порождает МП флуктуации с некоторым суммарным количеством квантов Δ_{CR} и определенной внутренней конфигурацией. Поправки первого порядка малости позволяют оценить комплексные амплитуды α_i подмешанных МП флуктуации в структуре основного состояния:

$$\alpha_i = \frac{B_i e^2 / \epsilon l_B}{\Delta_{CR} \hbar \omega_c + A_i e^2 / \epsilon l_B} = \frac{B_i r_c}{\Delta_{CR} + A_i r_c}, \quad (1)$$

где A_i – константа, отвечающая за величину кулоновского вклада в энергию i -й многоплазменной комбинации при $q = 0$, а константа B_i связана с матричным элементом кулоновской части гамильтониана [8]. Эти числа зависят от типа основного состояния, фактора заполнения и от индексов УЛ, но при этом сама форма (1) универсальна для любых состояний КЭХ. Из формулы видно, что веса подмешанных мультиплазменных состояний $|\alpha_i|^2$, а значит и степень размытия $f(n)$, при малом смешивании растут вначале линейно по ν и квадратично по r_s , что совпадает с результатами расчетов ТД, а затем обе зависимости должны выходить на насыщение. Независимость декремента затухания от r_s при фиксированном ν доказывает взаимосвязь размытия $f(n)$ с параметрами магнитоплазменных возбуждений в конкретном состоянии КЭХ, а от r_s зависит лишь амплитуда флуктуаций. На качественном уровне усложнение картины МП флуктуаций при увеличении ν связано с увеличением количества каналов распада и дробления «высоких» МП на мелкие куски. В пределе нулевого магнитного поля это приводит к более выраженному ферми-жидкостному искажению величины $(1-Z)$.

В разобранном механизме искажения функции распределения электронов в режиме КЭХ магнитоплазменные комплексы играют роль аналогичную нулевому звуку в классической ферми-жидкости.

Таким образом, выполнен расчет распределения электронов по уровням Ландау в режиме квантового эффекта Холла при сильном кулоновском взаимодействии. Для этого разработана модифицированная схема точной диагонализации с сокращенной на порядки численностью базиса многочастичных конфигураций и позволяющая адекватный учет смешивания нескольких уровней Ландау. Изучено поведение функции распределения электронов по

уровням Ландау в зависимости от фактора заполнения ν и параметра Вигнера–Зейтса r_s . Выявлено, что при малых ν квантование Ландау существенно подавляет ферми-жидкостной вклад в величину скачка Мигдала $(1-Z)$, который уменьшается околочлинейно по ν и квадратично по r_s , одновременно хвосты функции распределения электронов удлиняются. Механизм перестройки функции распределения описан в терминах рождения магнитолазменных флуктуаций в структуре основного состояния системы. Показано, что при целых факторах заполнения главный вклад привносят двухмагнитолазменные флуктуации с суммарным нулевым импульсом, а в несжимаемых состояниях с дробными ν доминируют комбинации магнитолазмена с внутриуровневой волной зарядовой плотности. При малых ν и r_s появление магнитолазменной «поляризации» в основном состоянии подавлено, а при $\nu \rightarrow \infty$ (в малых магнитных полях) поляризационное облако магнитолазменов приходит к насыщению, задающему финальную перенормировку квазичастиц и максимально возможное значение для $(1-Z)$. Данные результаты созвучны с ранее наблюдавшимися нераспаденностью ферми-жидкостных квазичастиц и одномодовым характером коллективных возбуждений в режиме квантового эффекта Холла [9].

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мигдал А.Б. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. № 2. С. 399; Migdal A.B. // Sov. JETP. 1957. V. 5. No. 2. P. 333.
2. Galitski V.M., Das Sarma S. // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. Art. No. 035111.
3. Burkard G., Loss D., Sukhorukov E.V. // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. No. 24. P. 16303.
4. Drummond N.D., Needs R.J. // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. Art. No. 085414.
5. Кукушкин И.В. // ЖЭТФ. 2022. Т. 162. P. 480.
6. Бычков Ю.А., Колесников А.В. // ЖЭТФ. 1995. Т. 107. С. 1933; Vyckov Yu.A., Kolesnikov A.V. // JETP. 1995. V. 80. No. 6. P. 1069.
7. Ваньков А.Б. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 117. № 5. С. 356.
8. Kallin C., Halperin B.I. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. No. 10. P. 5655.
9. Ваньков А.Б., Кукушкин И.В. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. № 2. P. 112.

The Migdal jump under the quantum Hall regime

A. B. Vankov^{1, *}

¹*Osipyan Institute of Solid-State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*

**e-mail: vankov@issp.ac.ru*

In two-dimensional electron systems at large values of the Wigner-Seits parameter r_s and in the quantum Hall effect mode, the distribution function of particles over Landau levels was calculated. It turned out that at small filling factors, the tail of the distribution function and the magnitude of the Migdal jump are qualitatively different from the case of a Fermi liquid in a zero magnetic field. Due to the presence of the cyclotron energy gap, the Fermi-liquid distortion of the distribution function is significantly suppressed.

УДК 538.915

ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВОЗБУЖДЕННОЙ ЛАФЛИНОВСКОЙ ЖИДКОСТИ

© 2024 г. Л. В. Кулик^{1, *}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики твердого тела
имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук», Черноголовка, Россия

*E-mail: kulik@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Исследованы нейтральные возбуждения с нулевым импульсом в лафлиновской жидкости на факторе заполнения электронов $1/3$. Обнаружено, что нижайшими по энергии являются спин-магнитограви-тоны, возбуждения с одновременным изменением электронной плотности в лафлиновской жидкости и спинового квантового числа электронной системы на единицу. Демонстрируется эксперименталь-ная возможность формирования новых квазиравновесных состояний энионной материи – лафли-новских растворов спин-магнитограви-тонов. В лафлиновских растворах наблюдается новый тип оп-тического рассеяния.

DOI: 10.31857/S0367676524020056, EDN: RTLULA

ВВЕДЕНИЕ

В трехмерных электронных системах стати-стика квазичастиц может быть либо фермионной, либо бозонной. В двумерной электронной систе-ме, помещенной в магнитное поле, ситуация со статистикой квазичастиц кардинально изменяется. Становятся возможны самые различные энионные статистики в промежуток от бозонной до фермион-ной. Экспериментальные свидетельства того, что квазичастицы в двумерных электронных системах являются энионами, были продемонстрированы недавно. Показано, что в лафлиновской жидкости на факторе заполнения электронов $1/3$ заряжен-ные квазичастицы ведут себя как энионы со стати-стикой $\pi/3$ [1,2]. Таким образом, были получены первые прямые экспериментальные свидетельства существования энионной материи.

Учитывая то, что лафлиновская жидкость явля-ется диэлектриком, ее непосредственное исполь-зование для прикладных задач возможно посред-ством создания плотных ансамблей нейтральных возбуждений. Для этого необходимо ответить на вопрос, чем являются нейтральные возбуждения, рассматривая их как многочастичные нейтральные комплексы энионных квазичастиц. Теоретический консенсус на этот счет существует для магнито-ронов – нейтральных возбуждений с единичным орбитальным моментом. Предполагается, что маг-нитороны являются бозонами, хотя проверить это утверждение в настоящее время не представля-ется возможным, так как магнитороны хорошо

определены при больших обобщенных импульсах порядка обратной магнитной длины. При нулевом импульсе, случае наиболее интересном для экспе-риментальных исследований, магнитороны по-падают в континуум многоротонных возбуждений и затухают.

Теоретически удастся выделить новую низко-энергетическую ветвь нейтральных возбуждений, выживающую при нулевом импульсе: ветвь маг-нитограви-тонов с орбитальным моментом 2. При-нято описывать магнитограви-тоны на языке воз-мущений пространственной метрики, введенной для системы черн-саймоновских квазичастиц [3]. Естественно, что с помощью дипольно-разрешен-ных оптических переходов создать подобные воз-буждения невозможно. Тем не менее, эксперимен-тально удалось создать условия для формирования плотных ансамблей не самих магнитограви-тонов, а их компаньонов с единичным спином (будем на-зывать их в дальнейшем «спин-магнитограви-тонами», хотя на данный момент неизвестен точный орбитальный момент этих возбуждений, и кор-ректность подобного названия может быть постав-лена под сомнение) [4].

Оказалось, что для наиболее исследованной лафлиновской жидкости на основе полупроводни-ковой системы GaAs/AlGaAs нейтральные возбуж-дения без изменения спинового квантового числа (магнитороны и магнитограви-тоны), попадают в континуум возбуждений с изменением спиново-го квантового числа [4]. Таким образом, именно

спин-магнитогравионы с нулевым импульсом, а не магнитогравионы, представляет наибольший интерес для экспериментальных исследований нейтральных возбуждений. Как нижайшие по энергии возбуждения, спин-магнитогравионы имеют беспрецедентно длинные времена жизни (более 10 с), что позволяет создавать новые материальные системы: лафлиновские растворы спин-магнитогравионов контролируемой плотности, используя слабо разрешенные оптические переходы из валентной зоны в зону проводимости квантовой ямы с электронной системой. Появляется экспериментальная возможность полного насыщения лафлиновской жидкости возбуждениями, когда плотность спин-магнитогравионов приближается к теоретически допустимому пределу (1/10 от плотности электронов в системе или 1/30 от плотности квантов магнитного потока) [5].

ЭКСПЕРИМЕНТ

Лафлиновские растворы спин-магнитогравионов, демонстрирует нелинейный оптический отклик (рис. 1), который объясняется новым типом рассеяния света: антистоксовым-стоксовым когерентным рассеянием света [6]. При этом типе рассеяния сохраняются энергия и продольный импульс налетающих и рассеянных фотонов. Соответственно, сигнал антистоксового-стоксового

когерентного рассеяния (аССР) света накладыва-ется на сигнал отражения. Заметим, что в стандартных экспериментах по упругому рассеянию света отношение сигналов аССР и отражения света настолько мало, что отличить оптический сигнал первого процесса на фоне второго не представляется возможным. Однако нарушение симметрии по отношению к обращению времени в лафлиновской жидкости и сверхдлинные времена жизни спин-магнитогравионов создают уникальную возможность прямого наблюдения этого интересного физического явления. Более того, при насыщении лафлиновской жидкости спин-магнитогравионами с плотностью порядка 1/100 от плотности электронов, формирующих лафлиновскую жидкость, аССР становится доминирующим процессом рассеяния света. Аналогичный процесс рассеяния света должен был бы наблюдаться и для других типов возбуждений в твердом теле (фононов, плазмонов, магнонов и т.д.), однако из-за сложности отделения сигнала аССР от обратного упругого рассеяния света этот процесс рассеяния ранее экспериментально не детектировался.

Нелинейность интенсивности сигнала аССР определяется двумя процессами: спонтанным стоксовым рамановским рассеянием света, приводящим к созданию спин-магнитогравионов (диаграмма (a) на рис. 1) и когерентным аССР (диаграмма (b) на рис. 1) и когерентным аССР (диаграмма (c) на рис. 1). Оптические процессы,

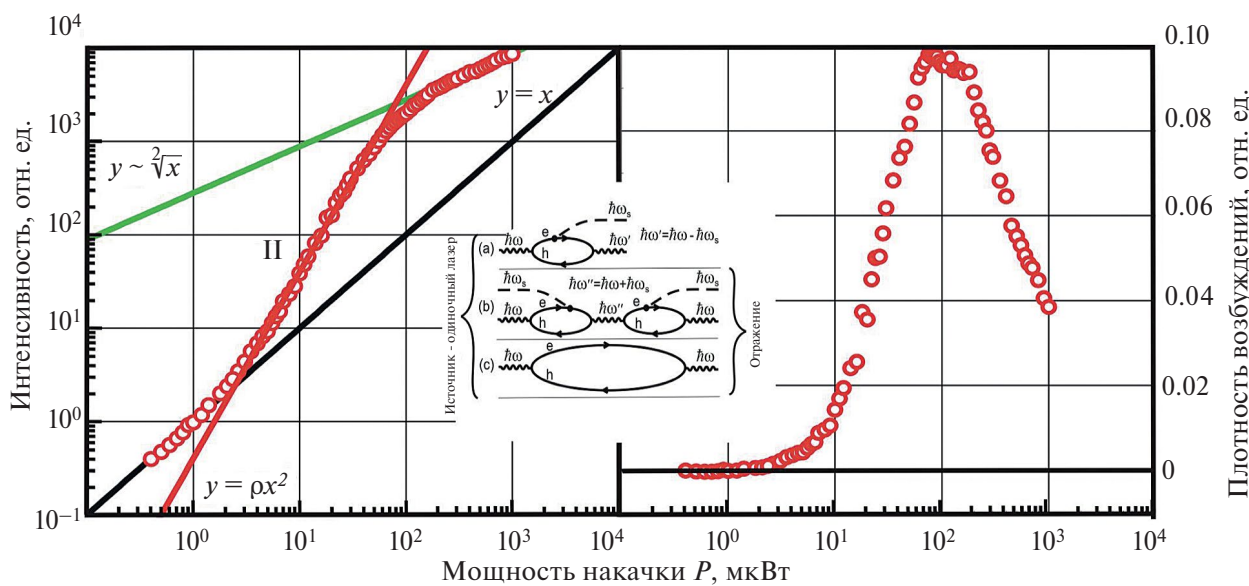


Рис. 1. Интенсивность сигнала упругого обратного рассеяния света в зависимости от мощности лазерного возбуждения (точки; слева). Интенсивность сигнала нормирована на коэффициент пропорциональности α из уравнения (1). Зеленая, черная и красная линии – корневая, линейная и квадратичная функции мощности возбуждения, соответственно. Оценочная плотность спин-магнитогравионов в лафлиновской жидкости (в долях от плотности электронов) в зависимости от мощности возбуждения, полученная из зависимости слева, как $n \sim I/(\alpha P) - 1$ (справа). На вставке приведена схема трех оптических процессов: (a) – спонтанное стоксовое рамановское рассеяние света; (b) – когерентное антистоксовое-стоксовое рамановское рассеяние света (аССР); (c) – резонансное упругое обратное рассеяние света.

рассматриваемые в (b) и в (c) (упругое обратное рассеяние), могут быть описаны следующим уравнением: $I = \alpha P + \beta P n$, где I – интенсивность отраженного света, P – мощность лазерного возбуждения, n – полное число спин-магнитогравитонов в лафлиновской жидкости. Коэффициент α обозначает вероятность рассеяния света в (c). Этот коэффициент также учитывает способность нашей экспериментальной установки возбуждать электронную систему и собирать отраженный свет. Поэтому, поскольку точное значение α принципиально неизвестно, физический смысл имеет нормированная величина I/α . Вычисляя среднее число возбуждений, созданных в процессе (a) при условии стационарного возбуждения, получаем: $dn/dt = \gamma P - n/\tau = 0$, (2) где τ – время жизни спин-магнитогравитонов, а коэффициент γ обозначает вероятность рождения спин-магнитогравитона с нулевым импульсом в процессе (a) с учетом всех неизвестных нашей экспериментальной установки. Таким образом, получаем: $I/\alpha = P + \rho P^2$, с $\rho = \beta \gamma \tau / \alpha$, что дает квадратичную зависимость от мощности оптического возбуждения электронной системы.

На начальном этапе, когда число спин-магнитогравитонов в электронной системе невелико, в спектре отражения доминирует процесс (c) (рис. 1). При этом фотоны, возбуждающие электронную систему, участвуют в процессе (a). Дальнейшее увеличение мощности возбуждения активирует канал рассеяния (b), который определяется числом спин-магнитогравитонов в лафлиновской жидкости. В результате мы наблюдаем квадратичную зависимость сигнала отражения. Как только плотность спин-магнитогравитонов достигнет максимально допустимого значения (полное насыщение лафлиновской жидкости возбуждениями), происходит насыщение каналов рассеяния (a) и (b); т.е. дальнейшее увеличение мощности лазерного возбуждения не приводит к нелинейному росту интенсивности сигнала аССР. Наоборот, наблюдается изменение исследуемой зависимости с квадратичной на сублинейную, что означает эффективное уменьшение средней плотности спин-магнитогравитонов в насыщенной возбуждениями лафлиновской жидкости под воздействием стационарного фото-возбуждения (рис. 1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, были исследованы нейтральные возбуждения с нулевым импульсом в лафлиновской жидкости на факторе заполнения электронов 1/3 (энионной материи), наиболее интересном случае с экспериментальной точки зрения. Обнаружено, что возбуждения с наименьшей энергией («магнитогравитоны»), связанные с изменением плотности лафлиновской жидкости, попадают в континуум возбуждений, изменяющих электронную плотность и спиновое квантовое число электронной системы одновременно. Таким образом нижайшими по энергии возбуждениями в лафлиновской жидкости оказываются «спин-магнитогравитоны», нейтральные возбуждения с беспрецедентно длинными для двумерных электронных систем временами жизни (более 10 с). Из-за столь длинных времен жизни появляется экспериментальная возможность создавать и исследовать новые квазиравновесные состояния энионной материи – лафлиновские растворы спин-магнитогравитонов с контролируемой плотностью растворенных спин-магнитогравитонов. В лафлиновских растворах, начиная с некоторой критической плотности спин-магнитогравитонов, наблюдается новый тип оптического рассеяния, который предположительно является антистоксовым-стоксовым когерентным рассеянием света на коллективе спин-магнитогравитонов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-12-00011).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bartolomei H., Kumar M., Bisognin R. et al.* // Science. 2020. V. 368. No. 6487. P. 173.
2. *Nakamura J., Liang S., Gardner G.C., Manfra M.J.* // Nature Physics. 2020. V. 16. P. 931.
3. *Haldane F.D.M.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 116801.
4. *Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Musina L.I. et al.* // Nature Commun. 2021. V. 12. P. 6477.
5. *Gorbunov A.V., Larionov A.V., Kulik L.V., Timofeev V.B.* // J. Appl. Phys. 2022. V. 132. Art. No. 244301.
6. *Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Larionov A.V. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2023. V. 123. Art. No. 083101.

Optical spectroscopy of an excited Laughlin liquid

L. V. Kulik^{1, *}

¹*Osipyan Institute of Solid-State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*

**e-mail: kulik@issp.ac.ru*

Neutral excitations with zero momentum in a Laughlin liquid at an electron filling factor of $1/3$ have been studied. It was found that the lowest in energy are spin-magnetogravitons, excitations with a simultaneous change in the electron density in the Laughlin liquid and the spin quantum number of the electron system. The experimental possibility of the formation of new quasi-equilibrium states of anionic matter – Laughlin solutions of spin-magnetogravitons – is demonstrated. A new type of optical scattering is observed in Laughlin solutions.

УДК 538.915

КОНДЕНСАТЫ МАГНИТОВОЗБУЖДЕНИЙ В КВАНТОВО-ХОЛЛОВСКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

© 2024 г. А. В. Горбунов^{1, *}, А. В. Ларионов¹, Л. В. Кулик¹, В. Б. Тимофеев¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипяна Российской академии наук», Черноголовка, Россия

*E-mail: gorbunov@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

С помощью светосильной оптической системы высокого разрешения визуализировано формирование и растекание в реальном пространстве плотных ансамблей фотовозбуждений в целочисленном и дробном квантово-холловских диэлектриках при факторах заполнения $\nu = 2$ и $\nu = 1/3$. Проведен сравнительный анализ корреляции между транспортными свойствами и пространственной когерентностью этих ансамблей.

DOI: 10.31857/S0367676524020064, EDN: RTIQXO

ВВЕДЕНИЕ

С появлением высокоподвижных двумерных (2D) систем в квантовых ямах на основе полупроводниковых материалов A_3B_5 и A_2B_6 возникли большие надежды на возможность формирования новых экситонных конденсированных состояний. Несомненные успехи в физике 2D экситонов были достигнуты при создании и исследовании неравновесных экситон-поляритонных конденсатов в квантовых ямах, помещенных в брэгговские резонаторы [1]. Экситон-поляритонные конденсаты по своим свойствам близки к лазерным системам из-за существенного смешивания экситонов со светом, поэтому вопрос о возможности конденсации самих 2D экситонов на данный момент остается открытым. Авторы представленной работы развивают новое направление в физике 2D экситонов, реализуя конденсацию возбуждений (магнитоэкситонов) в двумерных электронных системах (2DЭС), помещенных во внешнее квантующее магнитное поле.

Наиболее изученными с точки зрения экспериментальных и теоретических исследований являются триплетные циклотронные магнитоэкситоны (ТЦМЭ) в квантово-холловском диэлектрике (электронный фактор заполнения $\nu = 2$), образованные электронной вакансией (ферми-дыркой) на полностью заполненном нулевом электронном уровне Ландау и возбужденным электроном с перевернутым спином на пустом первом уровне Ландау (их также называют спин-флип экситонами). ТЦМЭ являются долгоживущими композитными бозонами со спином $S = 1$, время жизни

которых достигает миллисекундного диапазона [2]. При температурах $T < 1$ К и концентрациях $n_{\text{ex}} \sim (1-10)\%$ от плотности квантов магнитного потока в квантово-холловском изоляторе (фермиевской системе) образуется качественно новая магнитоэкситонная фаза, названная в работе [2] магнетофермионным конденсатом. Это состояние является экспериментальным примером конденсации композитных бозонов в пространстве обобщенных импульсов \vec{q} – величин, зависящих как от пространственных координат, так и от их градиентов [3].

Особенностью магнетофермионного конденсата является его способность растекаться из области фотовозбуждения в объем квантово-холловского изолятора на макроскопические расстояния. В работе [2] было продемонстрировано распространение конденсата фактически на весь размер образца: $\sim 3 \times 3$ мм². Первые эксперименты по визуализации растекания [4] показали, что механизм переноса недиффузионный. Во-первых, транспортная длина ТЦМЭ в конденсированном состоянии по крайней мере на три порядка больше, чем длина диффузии магнитоэкситонов в газовой фазе. Во-вторых, пространственный профиль плотности конденсата абсолютно не соответствует гауссовому распределению. При этом экспериментальная оценка скорости перемещения магнитоэкситонов внутри широкого пятна фотовозбуждения дает значение $\geq 10^3$ см/с [5].

Недавно были определены экспериментальные условия, необходимые для создания плотного ансамбля магнитоэкситонов со спином $S = 1$ и сверхдлинным временем жизни

(спин-магнитогравитоны) еще в одном виде квантово-холловского изолятора — лафлиновской жидкости при электронном факторе заполнения $\nu = 1/3$ [6]. До сих пор это единственное состояние энионной материи, которое подтверждено экспериментально [7, 8]. Настоящая работа посвящена сравнительному анализу переноса магнитовозбуждений в квантово-холловских изоляторах при факторах заполнения $\nu = 2$ и $\nu = 1/3$.

МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В экспериментах исследовались две гетероструктуры, содержащие одиночную, симметрично легированную, квантовую яму GaAs/AlGaAs шириной 18 либо 31 нм с концентрациями электронов в 2D канале $n_e \approx 0.8 \cdot 10^{11}$ и $2 \cdot 10^{11}$ см⁻² при темновых подвижностях $\mu_e \approx 3.5 \cdot 10^6$ и $15 \cdot 10^6$ см²/В·с, соответственно. Образец размером $\sim 3 \times 3$ мм² устанавливался во вставку с жидким ³He, оснащенную оптическим окном, которая, в свою очередь, помещалась в ⁴He-криостат со сверхпроводящим соленоидом. Измерения проводились при температуре ~ 0.5 К в магнитном поле до 12 Тл, направленном перпендикулярно плоскости квантовой ямы. Данные получены преимущественно спектроскопическими методами фотоиндуцированного резонансного отражения (ФРО) [9] и фотолюминесценции (ФЛ).

Фотоиндуцированное резонансное отражение

ТЦМЭ в квантово-холловском изоляторе $\nu = 2$ является так называемым «темным» (dark) экситоном, поскольку его излучательная рекомбинация запрещена правилами отбора по спину. Значительный прогресс в изучении темных ТЦМЭ был достигнут благодаря использованию оригинальной экспериментальной методики [9], которая позволяет возбуждать и контролировать параметры ансамбля возбуждений с наименьшей энергией в системе трансляционно-инвариантных спиновых циклотронных экситонов с проекцией спина $S_z = +1$ [10]. Резонансное отражение света используется для тестирования оптических переходов из валентной зоны в зону проводимости (см. диаграмму в верхней части рис. 1). Известно, что процесс отражения фотона можно интерпретировать как поглощение фотона с последующим переизлучением. Из этого следует, что при тестировании квантово-холловского изолятора ($\nu = 2$) фотоны с энергией, соответствующей переходу «0–0» с нулевого уровня Ландау тяжелых дырок в валентной зоне на нулевой уровень Ландау электронов в зоне проводимости, не могут быть отражены, поскольку все состояния на нулевом электронном циклотронном уровне заняты. При этом все фотоны с энергией, соответствующей переходу «1–1» с первого уровня Ландау тяжелых дырок валентной зоны на первый уровень Ландау электронов зоны

проводимости, должны отражаться, поскольку все состояния на первом электронном циклотронном уровне свободны. Если с помощью оптической накачки электроны возбуждаются до более высоких уровней Ландау ($n_L > 1$), то при достаточно низкой температуре естественно ожидать образования нижайших по энергии возбуждений с $S_z = +1$, то есть ТЦМЭ. Образование ТЦМЭ приводит к уменьшению числа пустых состояний на первом электронном уровне Ландау и одновременно к появлению дырочных состояний на нулевом электронном уровне Ландау. Соответствующий дифференциальный спектр отражения, который представляет собой разницу между спектрами отражения с включенной и выключенной накачкой, можно назвать фотоиндуцированным резонансным отражением (ФРО). В спектре ФРО должны наблюдаться два пика. Во-первых, положительный пик, соответствующий оптическому переходу «0–0» с нулевого циклотронного уровня тяжелых дырок на верхний спиновый подуровень нулевого циклотронного уровня 2D-электронов, ответственный за появление ферми-дырок на нулевом электронном уровне Ландау. Во-вторых, отрицательный пик, соответствующий переходу «1–1» с первого циклотронного уровня тяжелых дырок валентной зоны на первый электронный циклотронный уровень, отвечающий за уменьшение количества незанятых состояний на первом электронном уровне Ландау. Таким образом, измерение ФРО представляет собой косвенный метод оптического тестирования темных ТЦМЭ с использованием оптически разрешенных резонансных переходов между дискретными уровнями Ландау тяжелых дырок в валентной зоне и электронов в зоне проводимости.

Как обычно, в эксперименте удобнее иметь дело со слабым сигналом с небольшой величиной фона, чем с малой разностью двух больших сигналов. Поэтому в основном исследуется дырочная составляющая ТЦМЭ. При этом нужно заметить, что измерение интенсивности ФРО для фотовозбужденных электронов позволяет оценить концентрацию ТЦМЭ по отношению к общей концентрации электронов в 2D-канале. В этом случае можно выполнить правильную нормировку, используя в качестве эталона максимальный сигнал ФРО, наблюдаемый в равновесном состоянии, полагая, что он соответствует максимально возможному количеству состояний на первом уровне Ландау.

Визуализация магнитовозбуждений

Формирование ансамбля неравновесных ТЦМЭ и возбуждение сигнала фотолюминесценции (ФЛ) производилось с помощью одномодового лазерного диода (длина волн $\lambda \approx 780$ нм). Для контроля резонансного отражения использовался перестраиваемый непрерывный полупроводниковый лазер с шириной линии 1 МГц (Toptica DL PRO).

Высокая пространственная когерентность последнего затрудняет наблюдение изображения образца в отраженном свете из-за паразитной интерференции и спекл-структуры. Для снижения степени когерентности луч зондирующего лазера фокусировался на поверхность вращающегося матового стекла в пятно, изображение которого проецировалось на поверхность образца. Внутри вставки с ^3He была установлена светосильная двухлинзовая проекционная система, с помощью которой лазерное излучение фокусировалось на поверхность исследуемого образца. Минимальный размер пятна накачки мог достигать ≈ 5 мкм. Пятно зондирования заполняло все поле зрения: ~ 300 мкм. С помощью той же пары линз излучение резонансного отражения и ФЛ выводилось наружу в виде параллельного пучка. Увеличенное изображение образца ($\times 30$) проецировалось длиннофокусным объективом ($f = 360$ мм) на входную щель решетчатого спектрометра с охлаждаемой ПЗС-камерой. Для подавления сигнала отражения от поверхности образца использовалась пара скрещенных линейных поляризаторов, помещенных вне криостата: один на входе, в луче зондирующего лазера, а другой на выходе, в отраженном пучке. Для отрезания излучения лазера накачки выведенный из криостата параллельный пучок пропусклся через интерференционный светофильтр с шириной полосы $\Delta\lambda \approx 10$ нм. Одновременно с ФРО регистрировались спектры ФЛ 2ДЭС, необходимые для определения функции распределения ТЦМЭ в импульсном пространстве [11, 12].

Измерение пространственной когерентности

Для измерения степени когерентности света, резонансно отраженного от квантово-холловского изолятора, был использован вариант интерферометра Майкельсона с инвертирующей изображением 90° -призмой, установленной в одном из плеч вместо зеркала. Установка и методика эксперимента близки к описанным в работе [13]. На выходе такого интерферометра формируются два изображения образца, развернутые на 180° друг относительно друга и промодулированные слегка изогнутыми интерференционными полосами, ориентированными параллельно краю призмы.

Как известно (см., например, [14]), интерференция двух волн с интенсивностями $I_1(r)$ и $I_2(r)$ в общем случае приводит к распределению интенсивности вида:

$$I_{\text{if}}(r) = I_1(r) + I_2(r) + 2\sqrt{I_1(r)I_2(r)}g^{(1)}(r)\cos\Phi(r),$$

где r – пространственная координата, а $\Phi(r)$ – пространственное распределение разности фаз между

интерferирующими волнами. В этом случае степень когерентности определяется абсолютным значением нормированного коррелятора первого порядка $|g^{(1)}(r)|$, изменяющимся в пределах от 0 (некогерентное излучение) до 1 (когерентное излучение). Коррелятор связан соотношением

$$g^{(1)}(r) = \frac{V(r)(I_1(r) + I_2(r))}{2\sqrt{I_1(r)I_2(r)}}$$

с видностью интерференционных полос $V = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}})/(I_{\text{max}} + I_{\text{min}})$. Зависимость величины $|g^{(1)}|$ от координаты x в плоскости волнового фронта в общем случае можно описать экспоненциальной функцией $\exp(-|x|/\xi)$. Поперечная длина пространственной когерентности ξ стремится к нулю в случае некогерентного источника света и к бесконечности в случае когерентного. В используемом интерферометре $|x| = 0$ на центральной линии, соответствующей нулевому сдвигу δ между изображениями от двух разных плеч, и линейно растет с удалением от этой линии.

При передаче изображений оптической проекционной системой пространственное распределение степени когерентности не является дельта-функцией из-за дифракции на входной апертуре [14]. Для круглого входного зрачка аппаратная функция описывается как $g^{(1)}(v) = 2J_1(v)/v$, где $J_1(v)$ – функция Бесселя первого рода и первого порядка, $v = 2\pi\delta \sin\alpha/\lambda$, $\sin\alpha$ – числовая апертура оптической системы и λ – длина волны света. Положение первого нуля этой функции определяет оптическое разрешение системы [14]. В нашей установке апертура ближайшей к образцу короткофокусной асферической линзы оценивается равной $\sin\alpha \approx 0.5$, что обеспечивает разрешение системы ≈ 1 мкм.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Транспорт магнитовозбуждений

Рассмотрим сначала особенности транспорта магнитовозбуждений в хорошо изученном случае целочисленного квантово-холловского изолятора при $\nu = 2$. Использование в эксперименте проекционной оптической системы с высоким пространственным разрешением привело к обнаружению качественно новых закономерностей растекания конденсата. На рис. 1а показано пятно фотовозбуждения, видимое в свете ФЛ. Рис. 1б иллюстрирует пространственное распределение интенсивности ФРО при настройке длины волны зондирующего лазера на значение λ_{max} , при котором сигнал отражения, регистрируемый спектрально, по интенсивности лазерной линии, максимален. Наблюдается правильное яркое круглое пятно, диаметр

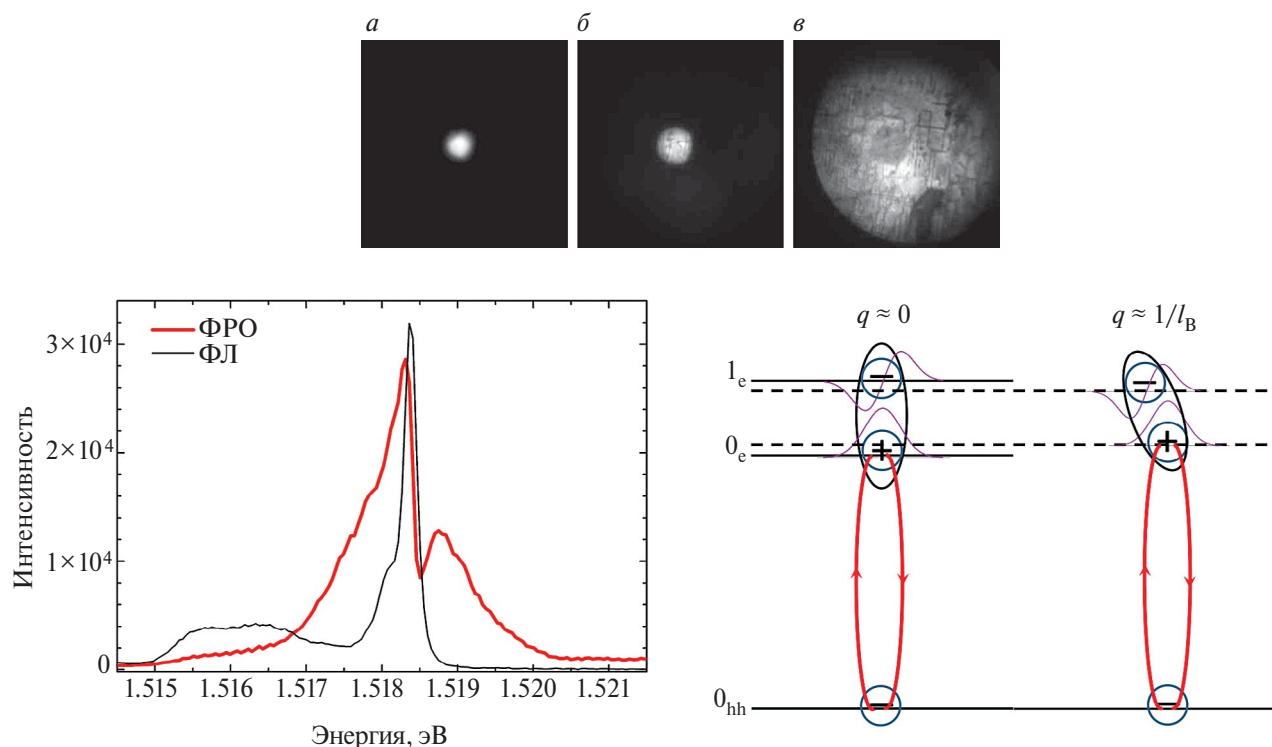


Рис. 1. Изображения образца целочисленного квантово-холловского диэлектрика ($\nu = 2$) в свете ФЛ (а) и в свете ФРО на длинах волн λ_{max} (б) и $\lambda_2 \approx \lambda_{\text{max}} - 0.2$ нм (в). $P_{\text{pump}} = 10$ мкВт. $T \approx 0.55$ К. Размер стороны кадра ≈ 310 мкм. Внизу приведены спектры ФЛ и ФРО, зарегистрированные при близких условиях эксперимента. Диаграмма внизу справа иллюстрирует волновые функции и уровни энергии для ТЦМЭ с обобщенными импульсами $q \approx 0$ и $q \approx 1/l_B$. Красными линиями показаны соответствующие оптические переходы ФРО.

которого составляет здесь ~ 40 мкм. С ростом мощности фотовозбуждения P_{pump} размер этого пятна постепенно увеличивается и может вырасти в 2–3 раза, но не более. Картина пространственного распределения сигнала резонансного отражения кардинально меняется при отстройке зондирующего лазера в синюю сторону от λ_{max} . При достижении длины волны λ_2 , меньшей λ_{max} на 0.2–0.3 нм, яркость картины отражения становится максимальной на периферии, по всему полю зрения (рис. 1в).

Из спектров, приведенных в нижней части рис. 1, очевидно, что существует корреляция между длиной волны зондирующего лазера, используемого для наблюдения изображений в свете ФРО, и положением экстремумов в спектре отражения. Объяснить, почему ТЦМЭ могут демонстрировать столь различные пространственные распределения ФРО на разных длинах волн, можно, вспомнив, что ферми-дырка на нулевом уровне Ландау описывается волновой функцией s -типа, тогда как возбужденный электрон на первом уровне Ландау – волновой функцией p -типа. Как следствие, интеграл перекрытия и, соответственно, энергия связи у электрона и ферми-дырки в ТЦМЭ с обобщенным импульсом $q \approx 0$ меньше, чем у ТЦМЭ с $q \approx 1/l_B$ (см. диаграмму на рис. 1)

[15]. В результате, в магнитоэкситоне с $q \approx 1/l_B$ уровни энергии у возбужденного электрона на первом уровне Ландау и ферми-дырки на нулевом уровне Ландау «притягиваются» к уровню Ферми несколько ближе, чем в магнитоэкситоне с $q \approx 0$. Поэтому энергия фотона, детектирующего ферми-дырку в ТЦМЭ с $q \approx 1/l_B$, несколько выше, чем энергия фотона, детектирующего ферми-дырку в ТЦМЭ с $q \approx 0$.

В работе [12] было доказано экспериментально, что именно ТЦМЭ с $q \approx 1/l_B$ ответственны за быстрый перенос экситонной плотности на большие расстояния. Из результатов, приведенных на рис. 1б, следует, однако, что механизм распространения в пространстве ТЦМЭ с малой величиной обобщенного импульса также далеко не тривиален. Он не имеет ничего общего с диффузией. Распределение плотности ТЦМЭ в пространстве описывается ступенчатой функцией, а пространственный диаметр однородного плато ступени на два порядка величины превосходит длину свободного пробега отдельного ТЦМЭ с близким к нулевому импульсом [2]. Таким образом, можно предположить, что и при малых импульсах транспорт ТЦМЭ имеет коллективный характер. Это наблюдение качественно подтверждает утверждение, сделанное

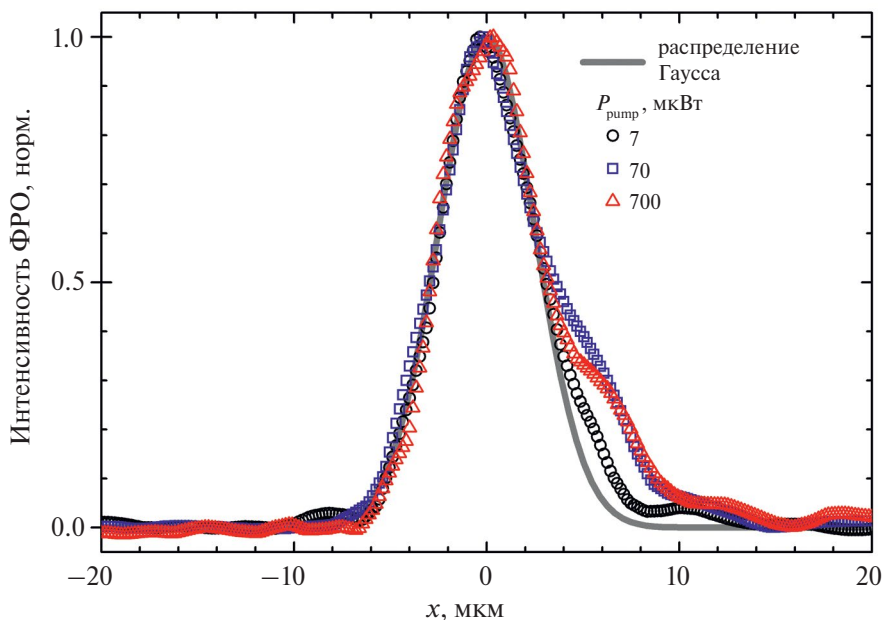


Рис. 2. Профиль пространственного распределения сигнала ФРО из области фотовозбуждения дробного квантово-холловского изолятора ($\nu = 1/3$). Точки – результаты измерений при указанных мощностях накачки/зондирования. Серая кривая – гауссов профиль распределения с радиусом 5 мкм. $T \approx 0.55$ К.

в теоретической работе [16], о том, что при $\nu = 2$ должно существовать два типа конденсированных состояний: одно формируется из ТЦМЭ с $q \approx 0$, а второе – это магнитоэкситонный конденсат при $q \approx 1/l_B$.

После получения столь подробной информации о транспортных свойствах ТЦМЭ в квантово-холловском изоляторе при $\nu = 2$, были проведены сравнительные исследования нового, недавно обнаруженного конденсированного состояния, состоящего из спин-магнитогравионов в лафлиновской жидкости при $\nu = 1/3$ [6]. Некоторые свойства этого нового типа конденсата эквивалентны свойствам конденсата ТЦМЭ при $\nu = 2$, а именно: спиновое квантовое число, импульс и сверхбольшие времена релаксации возбуждений. Однако, несмотря на сходство, транспортные характеристики возбуждений при факторе заполнения $\nu = 1/3$ совершенно другие. Фактически при увеличении концентрации возбуждений на два порядка – от одночастичного предела до максимально возможного уровня насыщения лафлиновской жидкости спин-магнитогравионами – никакого растекания в реальном пространстве не наблюдается (см. рис. 2). Учитывая столь разительный контраст транспортных свойств магнитоэкситонных со спином 1, наблюдаемых в объеме целочисленного и дробного квантово-холловских изоляторов, и принимая во внимание коллективный характер транспорта ТЦМЭ в реальном пространстве, имело смысл сравнить пространственную когерентность

плотных ансамблей возбуждений в этих двух случаях.

Пространственная когерентность магнитоэкситонных возбуждений

На рис. 3 показаны профили интерференционных полос в свете ФРО для двух обсуждаемых случаев квантово-холловских изоляторов. Искомая зависимость $|g^{(1)}(\delta)|$ определяется как огибающая знакопеременной функции $g^{(1)}(\delta)\cos\Phi(\delta)$, извлекаемой из экспериментальных данных. На рис. 3а приведен результат измерения степени когерентности конденсата спин-флип магнитоэкситонов с $q \approx 0$ при факторе заполнения $\nu = 2$. Очевидно, что зависимость $|g^{(1)}(\delta)|$, показанную на этом рисунке, никакой сверткой $\exp(-|x|/\xi)$ с аппаратной функцией получить невозможно: при такой ширине центрального пика спадание коррелятора с расстоянием будет происходить гораздо быстрее. Качественно картину можно объяснить, если предположить наличие двух источников излучения: некогерентного с $\xi \lesssim 0.1$ мкм и когерентного с $\xi = 10$ мкм. На рис. 3а красной кривой показан результат суммирования аппаратной функции и ее свертки с экспонентой $\exp(-|x|/\xi)$ при $\xi = 10$ мкм с весом 0.8 и 0.2, соответственно. Корректность полученных данных проверялась путем измерения пространственной когерентности в различных частях образца. Вариации результатов эксперимента по соотношению когерентной и некогерентной частей составляли не более 10%.

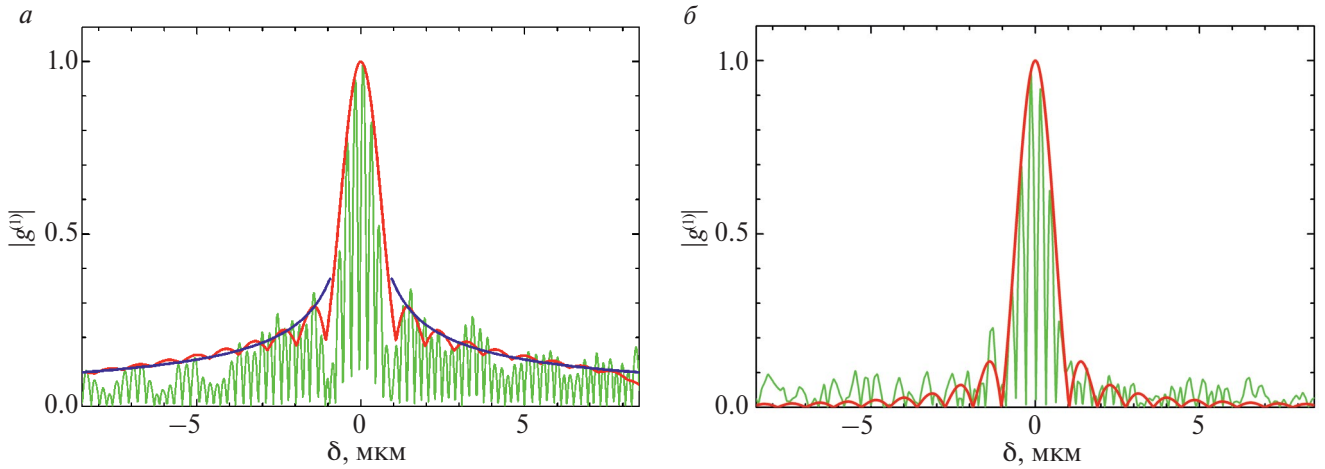


Рис. 3. Когерентность ансамблей магнитовозбуждений в целочисленном (а) и дробном (б) квантово-холловских изоляторах. Зеленая линия – профиль интерференционных полос в свете ФРО: $|g^{(1)}(\delta)\cos\Phi(\delta)|$. (а) $\nu = 2$, $P_{\text{pump}} = P_{\text{probe}} = 1$ мкВт. Красная линия – взвешенная сумма аппаратной функции и ее свертки с экспонентой при значении $\xi = 10$ мкм. Синяя линия – функция $(0.18/|\delta|)^{0.6}$. (б) $\nu = 1/3$, $P_{\text{pump/probe}} = 80$ мкВт. Красная кривая – аппаратная функция, наилучшим образом описывающая центральный пик. $T \approx 0.55$ К.

Известно, однако, что дальний порядок в однородном 2D бозе-газе невозможен при $T > 0$ [17]. Вместо этого в газе взаимодействующих бозонов происходит переход Березинского–Костерлица–Таулесса (БКТ) с характерным степенным затуханием $|g^{(1)}(r)|$ [18, 19]. Недавно степенной закон спада $|g^{(1)}(r)|$ на расстояниях до ~ 40 мкм был экспериментально подтвержден для конденсата внутрирезонаторных экситон-поляритонов в высококачественных GaAs-структурах [13]. Качественно зависимость $|g^{(1)}(r)|$ на рис. 3а очень похожа на ту, что наблюдалась для внутрирезонаторных экситон-поляритонов $(b/|x|)^a$ [13]. При имеющейся точности измерений можно утверждать, что в нашем случае $a = 0.5–0.7$, тогда как согласно теории БКТ показатель степени для двумерного конденсата ограничен неравенством $a < 1/4$ [18, 19]. Возможные причины количественных расхождений изучались в работах [20, 21]. Очевидно, что наших данных недостаточно, чтобы утверждать, что в исследуемой системе происходит переход БКТ. Однако стоит отметить аналогию между нашими экспериментальными данными и результатами измерений степени когерентности внутрирезонаторных экситонных поляритонов [13], из которой авторы делают вывод о фазовом переходе БКТ.

На рис. 3б приведены результаты интерференционных измерений, характерные для конденсата магнитогравионов при факторе заполнения $\nu = 1/3$. Данные получены с использованием той же экспериментальной установки и методики измерений, что и в предыдущем случае, при $\nu = 2$. Отметим, что характер распределения $|g^{(1)}(r)|$ остается неизменным в широком диапазоне мощностей накачки. Очевидно, что длина пространственной

когерентности света, резонансно отраженного от фотовозбужденной лафлиновской жидкости, заведомо меньше пространственного разрешения ≈ 1 мкм, обеспечиваемого регистрирующей оптической системой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно сделать вывод, что пространственная когерентность исследованных конденсатов магнитовозбуждений коррелирует с их способностью распространяться в реальном пространстве. Конденсат ТЦМЭ в целочисленном квантово-холловском изоляторе $\nu = 2$ с $q \approx 0$ обладает высокой пространственной когерентностью, а также способностью растекаться на макроскопические расстояния. Плотный ансамбль спин-магнитогравионов в лафлиновской жидкости $\nu = 1/3$, напротив, не демонстрирует ни пространственной когерентности, ни заметного растекания. Безусловно, было бы интересно проследить связь между когерентностью и транспортными свойствами ансамблей возбуждений в квантово-холловских системах при факторах заполнения, отличных от 2 и 1/3. Однако на данный момент в целочисленных или дробных квантово-холловских системах не существует факторов заполнения, за исключением $\nu = 2$ и $\nu = 1/3$, при которых можно было бы создавать плотные долгоживущие неравновесные ансамбли возбуждений. О первых оптических исследованиях возбужденного дробного состояния $\nu = 2/5$ сообщалось недавно в работе [22]. Есть вероятность, что фактор заполнения 2/5 в обозримом будущем станет доступен для экспериментальных

исследований, подобных проведенным в настоящей работе.

Авторы благодарны В.Д. Кулаковскому за ценные обсуждения полученных результатов. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-12-00011).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Deng H., Haug H., Yamamoto Y.* // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 1489.
2. *Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Dickmann S. et al.* // *Nature Commun.* 2016. V. 7. Art. No. 13499.
3. *Avron J.E., Herbst I.W., Simon B.* // *Ann. Physics.* 1978. V. 114. P. 431.
4. *Kulik L.V., Kuznetsov V.A., Zhuravlev A.S. et al.* // *Sci. Reports.* 2018. V. 8. Art. No. 10948.
5. *Kulik L.V., Gorbunov A.V., Zhuravlev A.S. et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 114. Art. No. 062403.
6. *Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Musina L.I. et al.* // *Nature Commun.* 2021. V. 12. Art. No. 6477.
7. *Bartolomei H., Kumar M., Bisognina R. et al.* // *Science.* 2020. V. 368. P. 173.
8. *Nakamura J., Liang S., Gardner G.C. et al.* // *Nature Physics.* 2020. V. 16. Art. No. 931.
9. *Kulik L.V., Gorbunov A.V., Zhuravlev A.S. et al.* // *Sci. Reports.* 2015. V. 5. Art. No. 10354.
10. *Kulik L.V., Kukushkin I.V., Dickmann S. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 72. Art. No. 073304.
11. *Zhuravlev A.S., Kuznetsov V.A., Kulik L.V. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 117. Art. No. 196802.
12. *Kuznetsov V.A., Kulik L.V., Velikanov M.D. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2018. V. 98. Art. No. 205303.
13. *Roumpos G., Lohse M., Nitsche W.H. et al.* // *PNAS.* 2012. V. 109. P. 6467.
14. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973.
15. *Kallin C., Halperin B.I.* // *Phys. Rev. B.* 1985. V. 31. P. 3635.
16. *Dickmann S., Kulik L.V., Kuznetsov V.A.* // *Phys. Rev. B.* 2019. V. 100. Art. No. 155304.
17. *Hohenberg P.C.* // *Phys. Rev.* 1967. V. 158. P. 383.
18. *Березинский В.Л.* // *ЖЭТФ.* 1972. Т. 61. № 3. С. 1144.
19. *Kosterlitz J.M., Thouless D.J.* // *J. Physics C.* 1973. V. 6. P. 1181.
20. *Nitsche W.H., Kim N.Y., Roumpos G. et al.* // *Phys. Rev. A.* 2016. V. 93. Art. No. 053622.
21. *Nitsche W.H., Kim N.Y., Roumpos G. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2014. V. 90. Art. No. 205430.
22. *Knüppel P., Ravets S., Kroner M. et al.* // *Nature.* 2019. V. 572. P. 91.

Condensates of magnetoexcitations in quantum Hall dielectrics

A. V. Gorbunov^{a, *}, A. V. Larionov^a, L. V. Kulik^a, V. B. Timofeev^a

^a*Osipyan Institute of Solid-State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*

^{*}*e-mail: gorbunov@issp.ac.ru*

The formation and spreading in real space of dense ensembles of photoexcitations in integer and fractional quantum Hall dielectrics with filling factors $\nu = 2$ and $\nu = 1/3$ is visualized using a high-aperture high-resolution optical system. A comparative analysis of the correlation between the transport properties and the spatial coherence of these ensembles is carried out.

УДК 538.9

ИЗМЕНЕНИЕ ПРОДОЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОННОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА

© 2024 г. В. Е. Бисти¹, *

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук» Черноголовка, Россия

*E-mail: bisti@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Проанализировано влияние электронного спинового резонанса на величину продольного сопротивления двумерного электронного канала в режиме квантового эффекта Холла вблизи целочисленных факторов заполнения. Увеличение сопротивления при нечетных факторах заполнения обусловлено эффективным увеличением температуры при поглощении с образованием дополнительных спиновых экситонов. При четных факторах заполнения поглощение, зависящее от спиновой поляризации системы при ненулевой температуре, приводит к переходу существующих комбинированных спин-флип возбуждений в расположенные выше по энергии короткоживущие возбуждения, что эквивалентно понижению эффективной температуры.

DOI: 10.31857/S0367676524020075, EDN: RTIOZX

ВВЕДЕНИЕ

Изучение осцилляций магнитопроводимости в режиме квантового эффекта Холла при микроволновом облучении в условиях электронного спинового резонанса (ESR) широко используется как метод изучения 2D электронной системы (2DES). Для квантовых ям на основе GaAs/AlGaAs этот метод использовался в работах [1–4]. В работах [1,2] метод изменения продольного магнитосопротивления при микроволновом облучении в условиях ESR резонанса при наблюдении осцилляций Шубникова–де Гааза использовался для определения g -фактора 2D электронов. В работе [3] изучалась температурная зависимость изменения магнитосопротивления в условиях EPR при факторе заполнения $\nu = 1$. В работе [4] осцилляции магнитопроводимости в условиях микроволнового облучения использовались для изучения релаксации ядерных спинов при их взаимодействии с 2D электронным газом.

Осцилляции магнитопроводимости в режиме квантового эффекта Холла использовались как метод изучения спинового состояния 2D электронов в гетеропереходе ZnO/MgZnO [5,6] и квантовой яме AlAs/AlGaAs [7]. В работе [5] явление электронного парамагнитного резонанса было изучено вблизи фактора заполнения 2 в гетеропереходе ZnO/MgZnO в наклонных магнитных полях.

Анализ интенсивности парамагнитного резонанса позволил установить, что при определенном угле в окрестности фактора заполнения 2 в двумерной электронной системе происходит фазовый переход, сопровождающийся масштабным изменением спиновой поляризации. В работе [6] изучалось изменение продольного сопротивления при облучении микроволновым излучением в условиях спинового резонанса $\hbar\omega_m = E_Z$ (ω_m – частота микроволнового поля, E_Z – энергия зеемановского расщепления электронов в ZnO) вблизи целочисленных факторов заполнения. Основным методом изучения ESR основывается на сильной чувствительности продольного сопротивления 2D канала к частоте микроволнового облучения. Использовалась методика, при которой одновременно измерялись сопротивление канала R_{xx} и изменение сопротивления δR_{xx} при резонансной частоте в зависимости от магнитного поля. Спиновый резонанс наблюдался как пик в δR_{xx} при медленном изменении магнитного поля и постоянной частоте микроволнового излучения. Эффект носит ярко выраженный резонансный характер, ширина резонанса очень мала. Амплитуды изменения сравнимы для четных и нечетных факторов заполнения, а знаки изменения продольного сопротивления противоположны. R_{xx} увеличивается в окрестности нечетных ν и уменьшается в окрестности четных ν . С ростом угла между направлением магнитного поля и нормалью

к поверхности для четных факторов заполнения отмечалось изменение знака δR_{xx} на противоположный, что объяснялось наблюдаемым ранее [5] переходом в ферромагнитное состояние.

Вопрос о влиянии микроволнового облучения в условиях ESR на знак и амплитуду изменения продольного сопротивления в режиме квантового эффекта Холла вблизи как нечетных, так и четных целочисленных факторов заполнения открыт и требует своего объяснения.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Теорема Кона и теорема Лармора утверждают, что для циклотронных и ESR коллективных возбуждений в двумерной электронной системе при сохранении трансляционной и вращательной симметрии поправки за счет межчастичного взаимодействия равны нулю [8–10] независимо от фактора заполнения и энергии взаимодействия частиц. Величина спинового расщепления для невзаимодействующих электронов $E_z = g\mu_B H$, где H – магнитное поле, g – g -фактор электронов в полупроводнике, μ_B – магнетон Бора. Следовательно, коллективные ESR возбуждения в гетеропереходе ZnO/MgZnO (системе двумерных электронов с сильным взаимодействием) при импульсе возбуждения $K = 0$ имеют энергию $E_z = g\mu_B H$, где $g = 1.96$ – g -фактор электронов в ZnO. Эта энергия соответствует частоте резонансов, наблюдающихся при определенных значениях магнитных полей в работе [6]. В условиях эксперимента плотность двумерных электронов $n = 3.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($r_s = 6$), температура $T = 0.5 \text{ К}$, ширина линии спинового резонанса $\delta < 2 \text{ мТл}$.

В [11,12] методом неупругого рассеяния света изучено поведение степени спиновой поляризации и величины обменной энергии вблизи $\nu = 1$ в 2DES на основе ZnO. Согласно [11], при $\nu < 1$ спиновая поляризация близка к 1, а при $1 < \nu < 1.1$ система деполаризуется по односпиновому сценарию (как для невзаимодействующих частиц). В работе [12] при значениях параметра Вигнера–Зейтца $r_s > 6$ методом неупругого рассеяния исследовалось поведение спиновой жесткости, определяемой из дисперсии спиновых экситонов, результат также подтвержден прямыми численными методами для конечного числа частиц; показано, что система с ростом $r_s > 6$ характеризуется изменением масштаба обменной энергии от кулоновской энергии межчастичного взаимодействия до циклотронной энергии квазичастиц ферми-жидкости.

Для квантовых ям GaAs/AlGaAs [13] и гетеропереходов ZnO/MgZnO [14] из анализа спектров излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на удаленных акцепторах, изучена зависимость энергии Ферми и измерена зависимость

перенормированной массы квазичастиц от концентрации двумерных электронов. Показано, что в перпендикулярном магнитном поле концепция квазичастиц в двумерной ферми-жидкости сохраняется не только вблизи поверхности ферми, но и глубоко под ней, вплоть до дна зоны размерного квантования, поскольку уширение уровней Ландау оказывается значительно меньше, чем их энергия.

В экспериментах по изменению магнитосопротивления в условиях ESR [6] участвуют квазичастицы верхних уровней Ландау, вблизи энергии Ферми, поэтому для их объяснения можно применить понятие квазичастиц ферми-жидкости.

Характерные масштабы рассматриваемых величин ZnO/MgZnO в условиях эксперимента: эффективная масса объемного ZnO $m^* = 0.32 m_0$, масса квазидырок [14] $m_{qh} \sim 0.5 m_0$ для $n = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В условиях эксперимента выполняются условия: $\delta/T \ll 1$ (~ 0.005), $T/E_z \ll 1$.

Зеемановское расщепление E_z [мэВ] = $g\mu_B H = 0.114 \cdot H$ [Тл]. Циклотронное расщепление без учета перенормировки массы $\hbar\omega_c$ [мэВ] = $0.36 \cdot H$ [Тл], с учетом перенормировки массы $\hbar\omega_c$ [мэВ] = $0.24 \cdot H$ [Тл].

Теоретическое обоснование изменения магнитосопротивления в условиях EPR при факторе заполнения $\nu = 1$ было дано в работе [3] для квантовой ямы GaAs/AlGaAs. В системе имеются тепловые спиновые экситоны, часть которых распадается с образованием свободных носителей заряда. Сопротивление такой системы активационного типа:

$$R_{xx} \sim \exp\left(-\frac{\Delta}{2T}\right), \quad (1)$$

где Δ – энергия активации. Энергия активации (транспортная щель) полагалась равной энергии спинового экситона при импульсе, равном бесконечности. При этом полагалось, что кулоновская энергия мала по сравнению с циклотронной, что справедливо для GaAs, поэтому можно было не учитывать вышележащие уровни Ландау. Микроволновое поглощение приводит к образованию спиновых экситонов с нулевым импульсом. Образование дополнительных экситонов приводит к увеличению температуры системы электронов, что, в свою очередь, можно связать с увеличением продольного сопротивления.

В условиях эксперимента [6] на гетеропереходе ZnO/MgZnO при $\nu = 3$ и $\nu = 4$, кулоновская энергия велика по сравнению с циклотронной ($r_s = 6$), поэтому строгого обоснования модели, используемой в работе [3], в данном случае нет. Однако основную идею рассмотреть можно. Для электронов верхних подуровней, участвующих в поглощении и дающих вклад в сопротивление, взаимодействие с остальными электронами можно учитывать

в концепции ферми-жидкости, используя перенормированную массу квазичастиц из работы [14]. Кулоновское взаимодействие с учетом экранировки, согласно экспериментам [12], становится масштаба циклотронной энергии квазичастиц. Хотя степень спиновой поляризации систем с большим $r_s = 6$ может отличаться от идеальной, при нечетных факторах заполнения вероятность поглощения микроволнового излучения с образованием дополнительных спиновых экситонов велика, и увеличение продольного сопротивления можно качественно объяснить разогревом 2DES.

При четных факторах заполнения при $T = 0$ система в основном состоянии неполяризована, а при $T > 0$ существует некоторое количество возбужденных состояний, состоящих из квазиэлектронов и квазидырок: магнитоплазмонов со спином $S = 0$ (MP) и комбинированных спин-флип возбуждений со спином $S = 1$ и проекцией спина $S_z = 0, \pm 1$ (SF_0, SF_-, SF_+). Зеемановская энергия системы велика, поэтому преобладают возбуждения с меньшей энергией SF_- , в основном дающие вклад в активационную проводимость, и они же способны поглощать микроволновые фотоны. При поглощении образуются спин-флип возбуждения с $S_z = 0$ и магнитоплазмоны, эти возбуждения короткоживущие и быстро выводятся из системы, для их гибели не требуется спин-орбитального взаимодействия, достаточно только отдать энергию термостату. Число возбуждений с $S_z = -1$ уменьшается, что можно описать уменьшением их эффективной температуры. Уменьшение продольного сопротивления можно качественно объяснить эффективным охлаждением 2DES.

При изменении угла наклона магнитного поля к плоскости 2DES при четных факторах заполнения при переходе системы в ферромагнитное состояние изменяется и поведение системы в условиях ESR, что также находится в согласии с приведенными аргументами.

Для сравнения интенсивностей двух процессов можно сделать качественные оценки для изменения концентраций имеющихся в системе возбуждений, дающих вклад в сопротивление (δN_{SE} для нечетных ν и δN_{SF_-} для четных ν), учитывая, что $N_{SE} \ll N_H, N_{MP}, N_{SF_0} \ll N_{SF_-} \ll N_H$ при $T/E_Z \ll 1, T/\hbar\omega_c^* \ll 1$. N_H — емкость уровня Ландау. $N_{SE}, N_{MP}, N_{SF_0}, N_{SF_-}$ — концентрации соответствующих возбуждений, $\tau_{SE}, \tau_{SF_-}, \tau_{SF_0}, \tau_{MP}$ — их времена жизни ($\tau_{SF_0}, \tau_{MP} \ll \tau_{SF_-}$). Кроме того, предполагается, что поглощаемая мощность невелика ($\delta N_{SE} \ll N_{SE}, \delta N_{SF_-} \ll N_{SF_-}$) и система находится в стационарном состоянии.

Для нечетных ν

$$\begin{aligned} dN_{SE}/dt &= W_{SE} N_H - \delta N_{SE}/\tau_{SE} = 0; \\ \delta N_{SE} &= W_{SE} N_H \tau_{SE} \end{aligned} \quad (2)$$

Для четных ν

$$\begin{aligned} dN_{SF_-}/dt &= -W_{-0} N_{SF_-} - \delta N_{SF_-}/\tau_{SF_-} = 0; \\ \delta N_{SF_-} &= -W_{-0} N_{SF_-} \tau_{SF_-}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь W_{SE} — вероятность переворота спина электрона, находящегося на верхнем заполненном уровне Ландау, при микроволновом поглощении за счет спин-орбитального взаимодействия с образованием дополнительных спиновых возбуждений SE при нечетных ν . W_{-0} — вероятность переворота спина электрона или дырки из возбужденного состояния SF_- при микроволновом поглощении за счет спин-орбитального взаимодействия с образованием спиновых возбуждений SF_0 и MP при четных ν .

δN_{SE} и δN_{SF_-} оказываются разного знака. W_{SE} и W_{-0} зависят от фактора заполнения и температуры, но для соседних ν (3-4 или 7-8, как в условиях эксперимента) будут одного порядка. Наблюдаемые эффекты могут быть одного порядка при

$$\delta N_{SF_-}/\delta N_{SE} \sim (N_{SF_-}/N_H)(\tau_{SF_-}/\tau_{SE}) \sim 1. \quad (4)$$

Поскольку $N_{SF_-} \ll N_H$, необходимо, чтобы $\tau_{SF_-}/\tau_{SE} \gg 1$, т.е. спин-флип возбуждения должны быть существенно более долгоживущими, чем спиновые экситоны. Вопрос о релаксации спиновых экситонов и спин-флип возбуждений проанализирован в обзоре [15]. Из теоретического изучения следует, что существует множество релаксационных механизмов, требующих наличия взаимодействия, не сохраняющего спин, и взаимодействия, обеспечивающего обмен энергией при условии необратимости релаксационного процесса. Несохраниение спина дает учет спин-орбитального взаимодействия электронов. Диссипативный механизм возможен за счет кулоновского взаимодействия, взаимодействия электронов с плавным случайным потенциалом, электрон-фононного взаимодействия. Для спиновых экситонов в квантово-холловском ферромагнетике различные каналы релаксации были рассмотрены в [16]. Показано, что преобладает релаксация за счет взаимодействия с плавным случайным потенциалом. Релаксация спин-флип возбуждений в квантово-холловском изоляторе в низкотемпературной области [17] происходит безызлучательно, за счет рождения коротковолновых акустических фононов. Оценки для квантовых ям GaAs/AlGaAs: 10^{-4} с для SF_- и 10^{-7} с SE [15]. Можно полагать, что и для 2DES на гетероперехода ZnO/MgZnO также может быть $\tau_{SF_-}/\tau_{SE} \sim 10^2 - 10^3$. Выполнение условия (4) возможно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение следует отметить, что изменение сопротивления при поглощении микроволнового излучения зависит от фактора заполнения

(спинового состояния системы). Увеличение сопротивления при нечетных факторах заполнения объясняется поглощением с образованием дополнительных спиновых экситонов. Уменьшение сопротивления при четных факторах заполнения объясняется переходом тепловых комбинированных спин-флип возбуждений в расположенные выше по энергии короткоживущие возбуждения, что эквивалентно понижению эффективной температуры. Различные по природе эффекты могут быть одного масштаба.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stein D., v. Klitzing K., Weimann G. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. No. 2. P. 130.
2. Dohers M., v. Klitzing K., Weimann G. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. No. 8. P. 5453.
3. Olshanetsky E., Caldwell J.D., Pilla M. et al. // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. No. 16. Art. No. 165325.
4. Berg A., Dohers M., Gerhardt R.R., v. Klitzing K. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. No. 21. P. 2563.
5. Шепетильников А.В., Хисамеева А.Р., Нефедов Ю.А., Кукушкин И.В. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. № 10. С. 689; Shchepetilnikov A.V., Khisameeva A.R., Nefyodov Yu.A., Kukushkin I.V. // JETP Lett. 2021. V. 113. No. 10. P. 657.
6. Shchepetilnikov A.V., Khisameeva A.R., Nefyodov Yu.A., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2021. V. 104. No. 7. Art. No. 075437.
7. Shchepetilnikov A.V., Khisameeva A.R., Nefyodov Yu.A., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2021. V. 103. No. 19. Art. No. 195313.
8. Kohn W. // Phys. Rev. 1961. V. 123. No. 4. P. 1242.
9. Brillouin L. // Phys. Rev. 1945. V. 67. No. 7–8. P. 260.
10. Califano M., Chakraborty T., Pietilainen P., Hu C.-M. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. No. 11. Art. No. 113315.
11. Ваньков А.Б., Кайсин Б.Д., Кукушкин И.В. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. № 4. С. 268; Van'kov A.B., Kaysin B.D., Kukushkin I.V. // JETP Lett. 2019. V. 110. No. 4. P. 296.
12. Van'kov A.B., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. No. 23. Art. No. 235424.
13. Кукушкин И.В., Шмульт С. // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101. № 10. С. 770; Kukushkin I.V. // JETP Lett. 2015. V. 101. No. 10. P. 693.
14. Solovyev V.V., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. No. 11. Art. No. 115131.
15. Кулик Л.В., Горбунов А.В., Дикман С.М., Тимофеев В.Б. // УФН. 2019. Т. 189. № 9. С. 925; Kulik L.V., Gorbunov A.V., Dikman S.M., Timofeev V.B. // Phys. Usp. 2019. V. 62. No. 9. P. 865.
16. Dickmann S., Ziman T. // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. No. 4. Art. No. 045318.
17. Dickmann S. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. No. 16. Art. No. 116801.

Electron spin resonance impact on the longitudinal resistance in the quantum Hall regime

V. E. Bisti¹, *

¹*Osipyan Institute of Solid-State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*
*e-mail: bisti@issp.ac.ru

The electron spin resonance impact on the longitudinal resistance in the quantum Hall regime near the integer filling factors is considered. For the odd filling factors extra spin excitons are created in the process of the microwave absorption, and the resistance increase due to the effective temperature rise. For the even filling factors in the absorption process depending on the temperature inspired spin polarization leads to transition of the spin-flip excitations to the higher energy short-lived excitations, and as a result the resistance is decreased due to effective temperature decrease.

Keywords: quantum Hall effect, spin resonance, longitudinal magnetoresistance.

УДК 535.016

ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АССЕМБЛИРОВАННЫХ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА И ЗОЛОТА С ЦЕЛЬЮ СОЗДАНИЯ ГКР-СЕНСОРОВ

© 2024 г. А. Ю. Субекин¹, Т. Е. Пылаев^{2, 3}, В. И. Кукушкин^{4, *},
Е. В. Рудакова⁵, Б. Н. Хлебцов²

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»,
Долгопрудный, Россия

²Институт биохимии и физиологии растений и микроорганизмов – обособленное
структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки Федерального
исследовательского центра «Саратовский научный центр Российской академии наук», Саратов, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Саратовский государственный медицинский университет имени В.И. Разумовского»
Министерства здравоохранения Российской Федерации, Саратов, Россия

⁴Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики твердого тела
имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук», Черноголовка, Россия

⁵Институт физиологически активных веществ Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии
Российской академии наук, Черноголовка, Россия

*E-mail: kukushvi@mail.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Исследованы оптические свойства золей серебра и золота с различными размерами наночастиц и способ их химического осаждения на поверхности кремния, оксида кремния, стекла и алюминиевой фольги с целью получения ГКР-подложек – перспективных платформ для разработки аптамерных сенсоров и иммунохимического анализа различных патогенов. Установлено, что для работы на лазерах с длинами волн возбуждающего излучения 532, 638 и 785 нм возможно создание универсальных ГКР-подложек на основе коллоидных растворов, полученных жидкофазным химическим методом со средним размером частиц серебра 40 нм и по методу Леопольда–Лендла со средним размером 20 нм.

DOI: 10.31857/S0367676524020086, EDN: RTEMQM

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существует необходимость разработки экспресс-систем для высокочувствительного детектирования различных патогенных биологических агентов [1]. Возможность наработки патогенов в достаточно простых «домашних» условиях делает их весьма привлекательными для использования в качестве оружия массового поражения. В связи с этим в ряде стран на законодательном уровне опубликованы списки веществ, требующих постоянного мониторинга и совершенствования систем их обнаружения [2–4]. Помимо предупреждения угрозы биотерроризма также есть необходимость своевременной диагностики различных заболеваний для оказания необходимой терапии и, в случае опасной инфекции (например,

COVID-19), принятия срочных мер для предотвращения ее распространения [5].

Перспективными подходами, способными обеспечить высокую чувствительность и специфичность определения различных патогенов, являются аптасенсорные платформы и иммунохимический анализ на основе спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния света (ГКР). Они работают по принципу специфического взаимодействия аптамера или антитела с детектируемой мишенью (антигеном). Получающиеся в результате такого взаимодействия комплексы детектируются на ГКР-подложке, с которой, как правило, связан аптамер или антитело [6, 7].

В настоящее время уже существуют многочисленные типы упомянутых выше сенсоров, которые

позволяют определять различные патогены с высокой чувствительностью [8–10]. Вместе с тем, не теряет актуальности задача по ГКР – детекции мономолекулярного взаимодействия детектирующей молекулы и антигена, которая продиктована необходимостью определения сверхмалых доз целого ряда патогенов [11, 12]. Одним из возможных решений данной задачи является непрерывный поиск и анализ способов получения подложки, способной дать максимально высокую интенсивность ГКР.

В данной работе мы исследовали способ химического осаждения различных коллоидных растворов серебра и золота на поверхности подложек из стекла, оксида кремния, монокристаллического кремния (далее кремний) и алюминиевой фольги (далее фольга). Наш выбор обоснован следующими соображениями:

- известно множество простых и доступных способов химического синтеза коллоидных растворов серебра и золота, которые позволяют получить наночастицы нужного размера [13–15];
- хорошо изучена химия поверхности перечисленных выше материалов, что позволяет легко подобрать ее модификатор для эффективной хемосорбции наночастиц [16, 17];
- фольга, кремний и оксид кремния имеют низкий фоновый оптический отклик, который можно легко учесть при получении ГКР-спектров [18].

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Материалы

В работе использовали коммерческие реагенты без дополнительной очистки: 25% водный раствор цетилтриметиламмония хлорида (ЦТАХ), цетилтриметиламмония бромид (ЦТАБ), L-аскорбиновая кислота (АА), нитрат серебра (AgNO_3), гидроксид аммиака гидрохлорид ($\text{NH}_2\text{OH}\cdot\text{HCl}$), натрия гидроксид, боргидрид натрия (NaBH_4), 4-аминофенол (4-АВТ) и 3-аминопропилтриэтоксисилан (АПТЭС) (Sigma-Aldrich, США); тригидрат тетрагидратаурата водорода (HAuCl_4) (ALFA Aesar, США); 37%-водный раствор перекиси водорода ($\text{H}_2\text{O}_{2\text{водн}}$) и 30%-водный раствор аммиака ($\text{NH}_{3\text{водн}}$) (Ленреактив, Россия). Во всех экспериментах использовалась деионизованная вода, полученная из системы Milli-Q Integral 5.

В качестве материала подложек использовали монокристаллический кремний, полученный по методу Чохральского (ООО «Телеком-СТВ», Россия), оксидированный кремний с толщиной слоя оксидной пленки 300 нм (Nova Electronic Materials, США), оптическое стекло К8 (ООО «Флюорит», Россия) и алюминиевую фольгу (Solve Grocery Store, Китай).

Синтез наночастиц золота

Наночастицы золота были получены жидкофазным химическим синтезом по двухстадийному зародышевому протоколу [19] с незначительными модификациями [20]. На первом этапе Au нанокластеры готовили путем смешивания 5 мл водного раствора ЦТАБ (0.2 М), 5 мл HAuCl_4 (1 мМ) с 600 мкл NaBH_4 (0.01 М). Затем были приготовлены 10-нм Au зародыши путем смешивания на магнитной мешалке 20 мл 0.1 М ЦТАХ, 15 мл 0.1 М аскорбиновой кислоты, 0.5 мл Au нанокластеров и 20 мл 0.5 мМ HAuCl_4 . Полученные наночастицы трижды центрифугировали при 20 000 g по 60 мин, финальный препарат Au зародышей ресуспендировали в 10 мл 0.01 М ЦТАХ. На втором этапе 10-нм Au зародыши доращивали до необходимых размеров по следующей методике. В стеклянной колбе смешивали 40 мл 0.1 М ЦТАХ, 2.6 мл 0.01 М АА и Au зародыши размером 10 нм, после чего добавляли по каплям 10 мл 2 мМ HAuCl_4 . Размер полученных наночастиц зависит от количества Au зародышей: для синтеза частиц размером 40 нм добавляли 500 мкл 10-нм Au зародышей, для 60 нм – 160 мкл, 80 нм – 70 мкл, 100 нм – 40 мкл. Полученные наночастицы центрифугировали при 4000–8000 g в зависимости от размера и ресуспендировали полученные осадки в 5 мл воды.

Синтез наночастиц серебра

Наночастицы серебра были получены жидкофазным химическим синтезом по аналогичному вышеописанному двухстадийному зародышевому протоколу. На первом этапе получали 40 нм Ag наночастицы на 10 нм Au зародышах следующим образом. В пластиковой пробирке с резьбовой крышкой смешивали 50 мл 0.02 М ЦТАХ, 0.5 мл 10 нм Au зародышей, 0.5 мл 0.1 М AgNO_3 и 2.5 мл 0.1 М АА. Далее инкубировали полученную смесь при 70°C в течение 2 ч. Полученные наночастицы дважды центрифугировали при 8000 g по 15 мин, ресуспендировали осадок в 50 мл 0.01 М ЦТАХ, и фильтровали через шприцевые нейлонные фильтры с диаметром пор 0.22 мкм. На втором этапе полученные 40 нм Ag наночастицы использовали в качестве зародышей для доращивания Ag наночастиц необходимых размеров по следующей методике. В пробирке с резьбовой крышкой смешивали 8 мл 0.02 М ЦТАХ, 40 нм Ag зародыши, 0.1 мл 0.1 М AgNO_3 и 0.4 мл 0.1 М АА. Далее инкубировали полученную смесь при 70°C в течение 2 ч. Размер полученных наночастиц зависит от количества Ag зародышей: для синтеза частиц размером 60 нм частиц добавляли 4 мл 40 нм Ag зародышей, для 80 нм – 2 мл, для 100 нм – 1 мл. Полученные наночастицы дважды центрифугировали при 4000–8000 g в зависимости от размера, ресуспендировали осадок в 1 мл 0.01 М ЦТАХ, и фильтровали через шприцевые нейлонные фильтры с диаметром пор 0.22 мкм.

Синтез наночастиц серебра по методу Леопольда–Лендла

Синтез наночастиц серебра проводили по методу Леопольда–Лендла [13] с незначительными модификациями [21]. При комнатной температуре при интенсивном перемешивании медленно по каплям добавляли 10 мл 10^{-2} М раствора нитрата серебра к 90 мл раствора гидрохлорида гидроксид-амина и гидроксида натрия с концентрациями $1.67 \cdot 10^{-3}$ и $3.33 \cdot 10^{-3}$ М, соответственно. После завершения добавления нитрата серебра реакцию проводили в течение 30 мин. Полученный коллоидный раствор центрифугировали при 5000 g и ресуспендировали в 10 мл воды.

Характеристика наночастиц

Спектры экстинкции измеряли на спектрофотометре Specord S-300 (Analytik Jena, Германия). Изображения просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) получали на микроскопе Libra 120 (Carl Zeiss, Германия) в Центре коллективного пользования исследовательским оборудованием в области физико-химической биологии и нанобиотехнологии «Симбиоз» ИБФРМ РАН, Саратов. Для измерений с помощью ПЭМ наночастицы дважды центрифугировали и повторно диспергировали в воде. 10 мкл отмытых наночастиц наносили на медную микроскопическую сеточку для ПЭМ с формваровой подложкой, изображения получали при напряжении 120 кВ.

Подготовка поверхности и иммобилизация золей

Подложки дважды подвергали ультразвуковой обработке в смеси водных растворов аммиака и перекиси водорода ($\text{NH}_{3\text{водн}} : \text{H}_2\text{O}_{2\text{водн}} : \text{H}_2\text{O} = 1:1:6$ v:v) в течение 30 мин при 50°C с последующей тщательной промывкой в деионизированной воде. После этого их выдерживали в сушильном шкафу при 120°C в течение 45 мин и затем погружали в 0.5% (v:v) раствор АПТЭС в воде и проводили их обработку ультразвуком при 50°C в течение 30 мин. По окончании этой процедуры, подложки тщательно промывали деионизированной водой и выдерживали в сушильном шкафу при 120°C в течение 12 мин. Подложки охлаждали до комнатной температуры и наносили золи в две зоны по 10 мкл, выдерживали их 2 ч в закрытой чашке Петри, высушивали под вакуумом и тщательно промывали деионизированной водой. Промытые подложки снова высушивали под вакуумом и хранили в пластиковых пробирках в атмосфере азота.

Регистрация ГКР-спектров

На поверхность ГКР-подложек наносили по 2 мкл $1 \cdot 10^{-5}$ М раствора 4-АВТ. Капле давали высохнуть, после чего проводили измерение сигнала. Спектры ГКР получали с помощью оптического сканирующего микроскопа Olympus VX51 (Olympus Corporation, Япония) на базе спектрометров ФОТОН-БИО (ООО «ФОТОН-БИО», Россия) с длинами волн лазерного излучения 532 (мощностью 5 мВт), 638 (30 мВт) и 785 нм (60 мВт). Диаметр

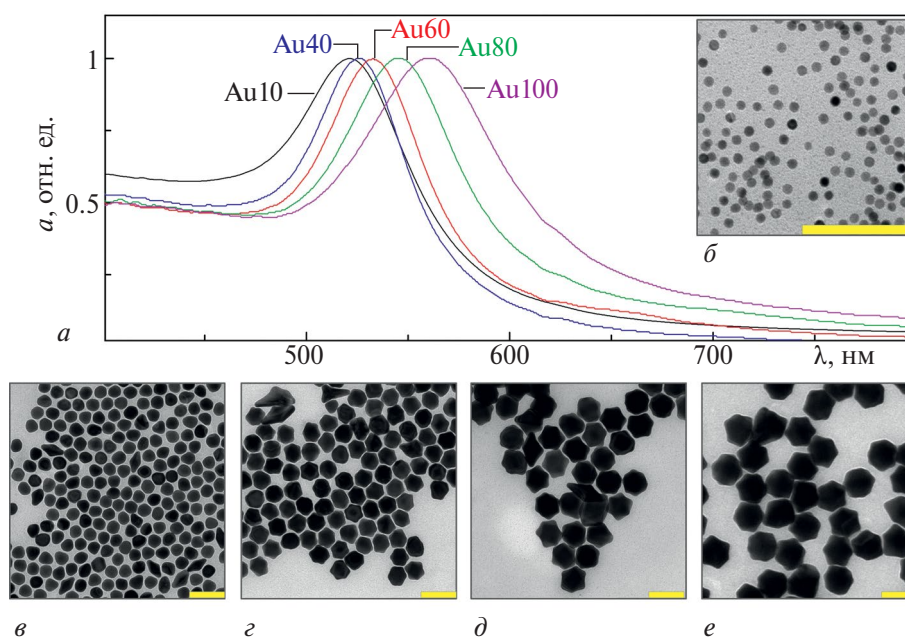


Рис. 1. Спектры экстинкции (a); типичные ПЭМ-изображения свежеприготовленных коллоидов Au наночастиц с различными средними размерами: 10 (б); 40 (в); 60 (г); 80 (д); 100 нм (е). Масштабные линейки соответствуют 100 нм.

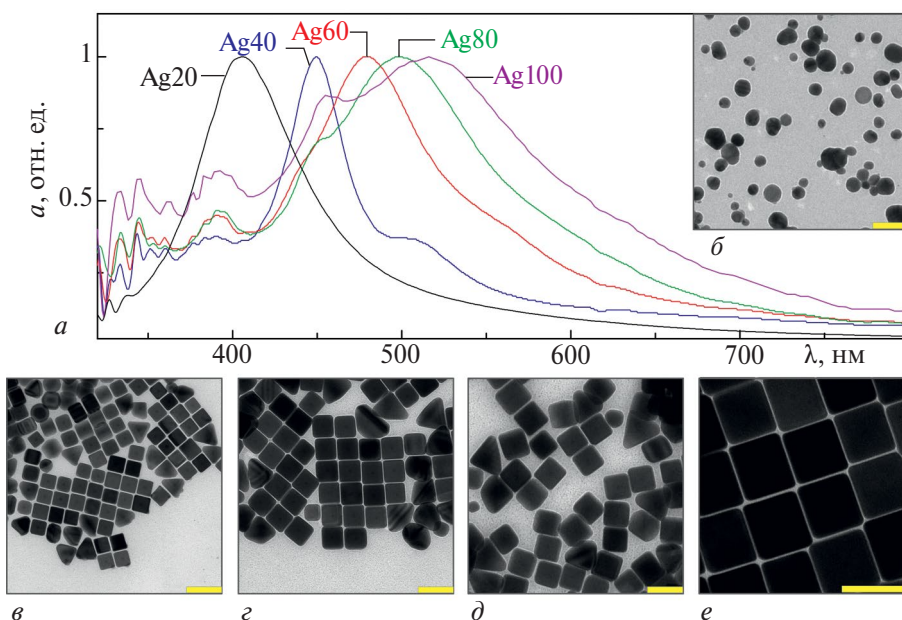


Рис. 2. Спектры экстинкции (а); типичные ПЭМ-изображения свежеприготовленных коллоидов Ag наночастиц с различными средними размерами: 20 (по методике Леопольда–Лендла [13, 21]) (б); 40 (в); 60 (г); 80 (д); 100 нм (е). Масштабные линейки составляют 100 нм.

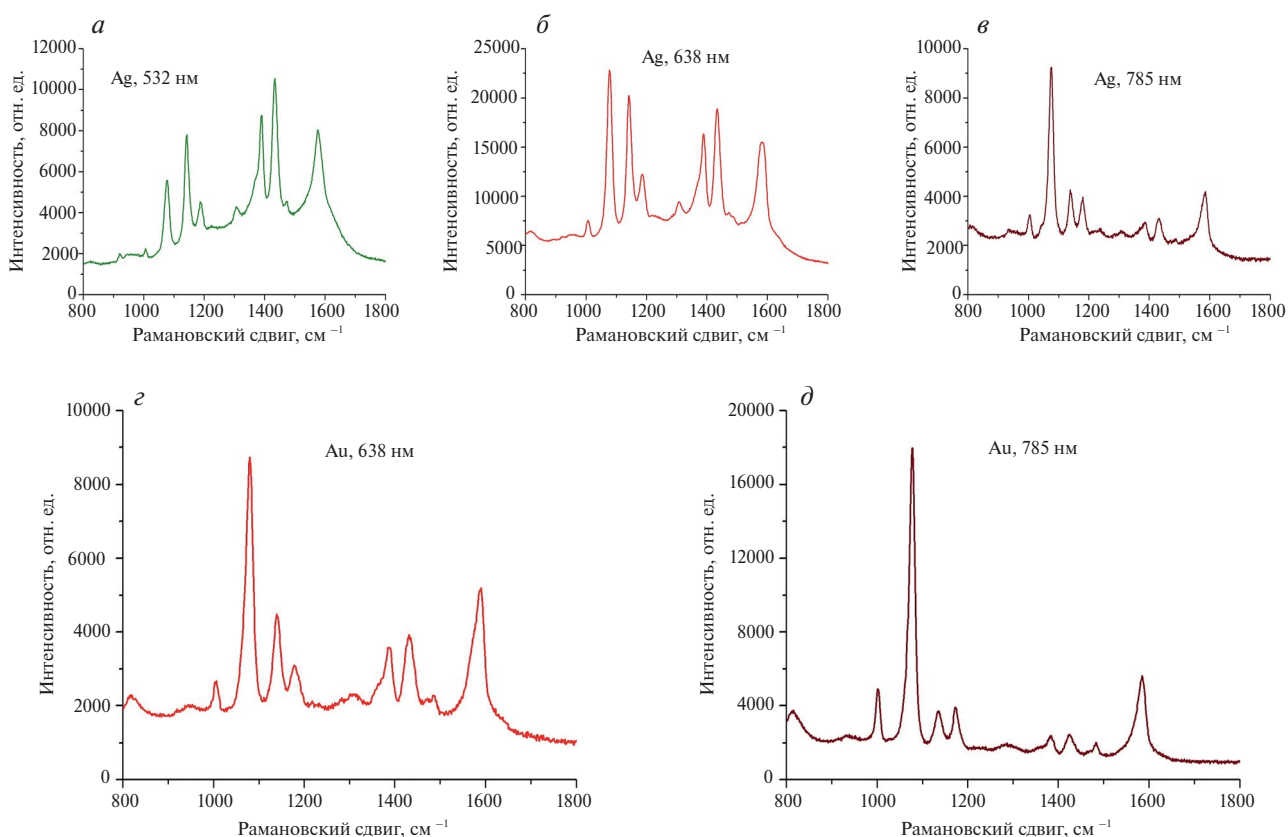


Рис. 3. ГКР-спектры 4-АВТ: наночастицы серебра, синтезированные по методике Леопольда–Лендла, $\lambda_{\text{возб}} = 532$ нм (а); наночастицы серебра, синтезированные по методике Леопольда–Лендла, $\lambda_{\text{возб}} = 638$ нм (б); наночастицы серебра, синтезированные по методике Леопольда–Лендла, $\lambda_{\text{возб}} = 785$ нм (в); наночастицы золота с размером 60 нм, $\lambda_{\text{возб}} = 638$ нм (г); наночастицы золота с размером 60 нм, $\lambda_{\text{возб}} = 785$ нм (д).

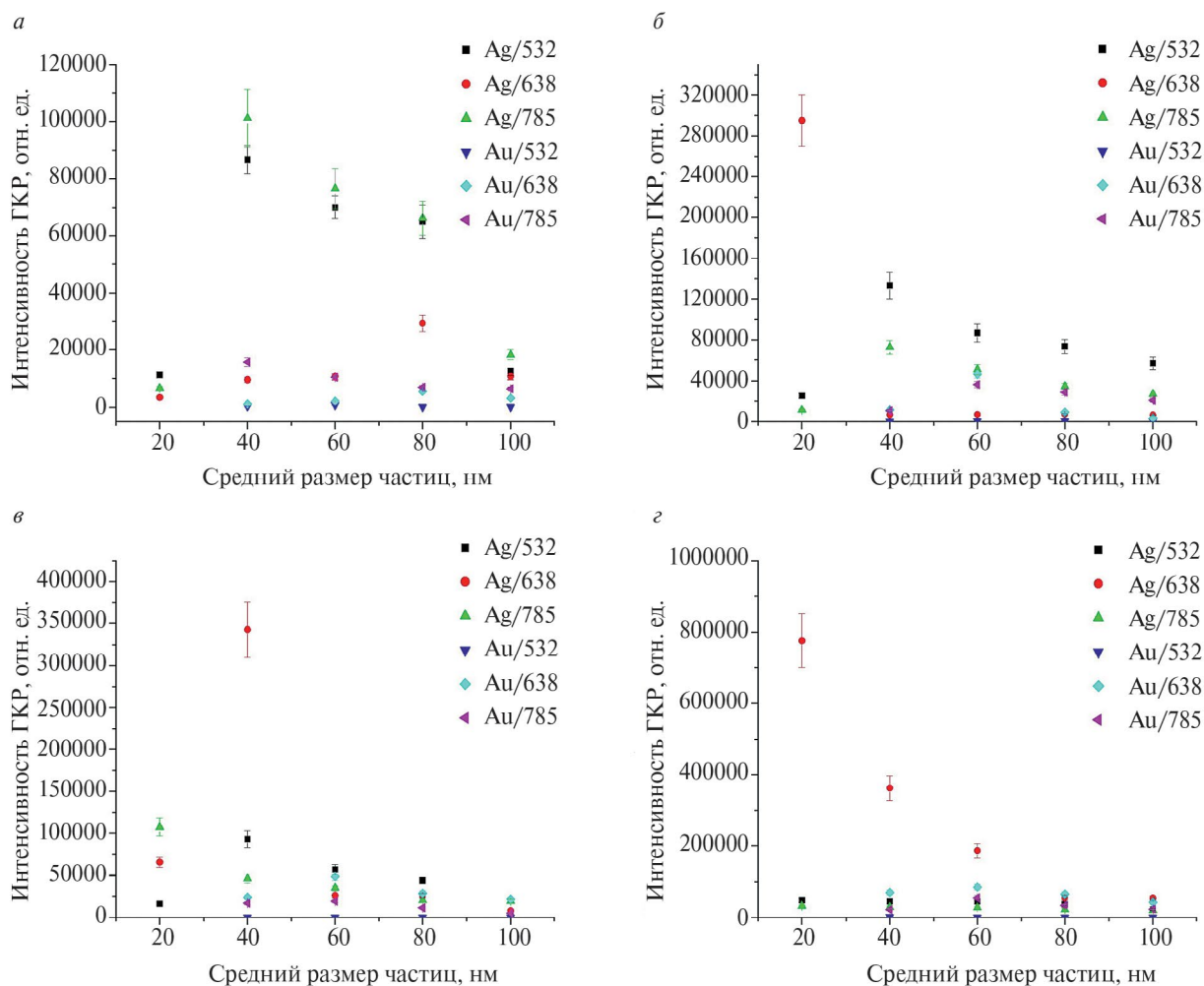


Рис. 4. Интенсивность ГКР-линии 1074 см⁻¹ вещества 4-АВТ в зависимости от среднего размера частиц, их материала и длины волны возбуждающего лазерного излучения на: кремнии (а); оксиде кремния (б); стекле (в) и фольге (з).

лазерного пятна для всех источников излучения составлял 10 мкм. В результате регистрировались спектры 4-АВТ на различных ГКР-поверхностях (при этом время экспозиции составляло 1 с при 20 кадрах записи) и рассчитывались средние значения и ошибки для всех измерений.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Типичный спектр экстинкции свежесинтезированных коллоидов, используемых для приготовления плазмонных платформ, представлен на рисунках 1а и 2а. На рис. 1б-е и 2б-е показаны ПЭМ-изображения наночастиц, иллюстрирующие их геометрию. Средние размеры частиц, определенные путем обработки ПЭМ-изображений, и значения максимумов плазмонного резонанса, приведены в табл. 1.

Из представленных данных видно, что максимум поглощения коллоидов зависит от среднего размера

Таблица 1. Характеристики коллоидов Au и Ag наночастиц

Образец	λ_{\max} , нм	Размер, нм
Au-40	526	37.1 ± 5.4
Au-60	533	56.4 ± 7.2
Au-80	545	77.2 ± 6.2
Au-100	560	94.8 ± 8.6
Ag-20 [13,21]	416	20.0 ± 4.6
Ag-40	450	41.2 ± 6.8
Ag-60	480	62.1 ± 7.5
Ag-80	498	80.6 ± 9.2
Ag-100	517	98.9 ± 9.7

Таблица 2. Интенсивность ГКР-линии 1074 см⁻¹ вещества 4-АВТ в зависимости от среднего размера частиц, их материала и длины волны возбуждающего излучения

Средний размер частиц, нм	Интенсивность ГКР-линии 1074 см ⁻¹ вещества 4-АВТ, отн. ед.											
	Кремний			Окись кремния			Стекло			Фольга		
	Длина волны возбуждающего излучения, нм											
	532	638	785	532	638	785	532	638	785	532	638	785
20	11300 ± 1120	3400 ± 400	6700 ± 720	25000 ± 2580	295000 ± 30100	11100 ± 1120	16400 ± 1580	65600 ± 6710	107500 ± 11000	48200 ± 4780	775400 ± 78100	32400 ± 3190
	86700 ± 8950	9600 ± 1020	101200 ± 10760	133000 ± 14500	6500 ± 700	72400 ± 7340	92500 ± 9340	342600 ± 3590	46000 ± 4780	45200 ± 4600	361900 ± 37100	28900 ± 2800
	70000 ± 7120	10700 ± 1150	76600 ± 8030	86700 ± 7990	6600 ± 700	50700 ± 5090	56700 ± 5700	25900 ± 2610	34900 ± 3510	45000 ± 4620	185900 ± 19500	27700 ± 2790
	65000 ± 6950	29300 ± 1980	66200 ± 6740	73300 ± 7640	6600 ± 660	34700 ± 3540	44000 ± 4450	25900 ± 2610	20400 ± 2110	37000 ± 3820	55000 ± 5680	22600 ± 2380
	12400 ± 1260	10700 ± 1090	18200 ± 1850	56700 ± 5780	6100 ± 660	26900 ± 2710	5300 ± 600	8000 ± 750	19900 ± 1990	22300 ± 2220	54000 ± 5670	19600 ± 2150
40	260 ± 20	1100 ± 150	15700 ± 1620	180 ± 20	11300 ± 1120	10500 ± 1100	0	24000 ± 2510	17300 ± 1870	1200 ± 130	69400 ± 7150	22300 ± 2600
	760 ± 80	2000 ± 220	10500 ± 1130	320 ± 30	46300 ± 4520	36300 ± 3540	0	48600 ± 4950	19500 ± 2130	0	84800 ± 8800	54800 ± 5850
	0	5600 ± 580	7000 ± 850	320 ± 30	9000 ± 1030	28700 ± 2960	0	28600 ± 2960	11600 ± 1250	0	65000 ± 6800	34600 ± 3660
	0	3100 ± 350	6450 ± 710	320 ± 30	3300 ± 410	20800 ± 2120	0	21700 ± 2210	5300 ± 610	0	43000 ± 4900	23600 ± 2500
60												
80												
100												

Серебро

Золото

и материала частиц. Полученные результаты позволяют предположить, что на ГКР-подложках с серебряными частицами интенсивность сигнала будет выше при длине волны лазера, находящегося в зеленой области спектра (532 нм), а с золотыми в красной области спектра (638 и 785 нм).

В результате экспериментов получены КР-спектры вещества 4-АВТ, которые показаны на рис. 3. Видно, что в зависимости от материала частиц и длины волны возбуждающего лазерного излучения изменяется соотношение интенсивностей характеристических полос спектра 4-АВТ. Это вызвано зависимостью спектрального положения пика плазмонного поглощения подложки от материала наночастиц и взаимодействием SH-группы анализируемого вещества с серебром и золотом [22]. Хорошо известно также, что аминотиофенол может димеризоваться на ГКР подложках с образованием димеркаптоазобензена, что существенно влияет на его спектр комбинационного рассеяния [23]. Для сравнительной оценки усиления ГКР различными подложками была выбрана линия спектра 1074 см^{-1} благодаря ее сохраняющейся относительно стабильной и высокой интенсивности от опыта к опыту.

В результате опытов проанализировано 32 типа различных ГКР-подложек, полученных в результате иммобилизации частиц из перечисленных в табл. 1 золь на поверхность кремния, оксида кремния, стекла и алюминиевой фольги. Результаты представлены на рис. 4 и в табл. 2.

Из представленных данных видно, что ГКР-интенсивность 4-АВТ на всех поверхностях с серебряными наночастицами выше таковой для поверхностей с золотыми частицами. Следует отметить, что уровень интенсивности сигнала зависит не только от типа, размера наночастиц и длины волны возбуждающего излучения, но и от материала подложки. Это проявляется как в абсолютных значениях интенсивности линии 1074 см^{-1} , так и в положении ее максимумов интенсивности относительно длины волны лазера (выделены зеленым и желтым цветом). Мы полагаем, что данный эффект, в первую очередь, связан с различной «упаковкой» частиц в агрегаты при высушивании на различных типах подложек.

Было установлено, что предел обнаружения анализируемого вещества составляет 10^{-8} М. С учетом того факта, что при мечении, например, антител на одну детектирующую молекулу таких меток можно посадить несколько, полученные подложки являются перспективными для использования их в аптасенсорах и иммунохимическом анализе.

По итогам исследования установлено, что для работы на лазерах с длиной волны возбуждающего излучения 532, 638 и 785 нм возможно создание универсальных ГКР-подложек на основе коллоидных растворов, полученных жидкофазным

химическим методом со средним размером частиц серебра 40 нм и по методу Леопольда–Лендла со средним размером 20 нм. Показан высокий потенциал их применимости в аптасенсорах и иммунохимическом анализе. В дальнейших исследованиях мы планируем рассмотреть другие способы получения ГКР-поверхностей и разработать на их основе высокочувствительные оптические сенсоры для детектирования биологических объектов.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-72-30003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федеральный закон № 492 от 30 декабря 2020 г.
2. <https://emergency.cdc.gov/agent/agentlist-category.asp>.
3. <https://www.who.int/health-topics/biological-weapons>.
4. Конвенция о запрещении биологического и токсинного оружия от 10 апреля 1972 г.
5. <https://стопкоронавирус.рф>.
6. *Darwish I.A.* // Int. J. Biomed. Sci. 2006. V. 2. P. 217.
7. *Bojorge R.N., Salgado A.M., Valdman B.* // Braz. J. Chem. Eng. 2009. V. 26. No. 2. P. 227.
8. *Zhou L., Zhou J., Feng Z. et al.* // Analyst. 2016. V. 141. P. 2534.
9. *Lim C.Y., Granger J.H., Porter M.D.* // Analyt. Chim. Acta X. 2019. V. 1. Art. No. 100002.
10. *Kamorachia K., Sakamoto K., Laochareonsukc R.* // RSC Advances. 2016. V. 6. P. 97791.
11. *Byzova N.A., Zvereva E.A., Zherdev A.V. et al.* // Analyt. Chim. Acta. 2011. V. 701. No. 2. P. 209.
12. *Dzantiev B.B., Urusov A.E., Zherdev A.V.* // Biotechnol. Acta. 2013. V. 6. No. 4. P. 94.
13. *Leopold N., Lendl B.* // J. Phys. Chem. B. 2003. V. 107. P. 5723.
14. *Крутяков Ю.А., Кудринский А.А., Оленин А.Ю., Лисичкин Г.В.* // Усп. химии. 2008. Т. 77. № 3. С. 242.
15. *Lee P.C., Meisel D.* // J. Phys. Chem. 1982. V. 86. P. 3391.
16. *Лисичкин Г.В.* Модифицированные кремнеземы в сорбции, катализе и хроматографии. М.: Химия, 1986. 247 с.
17. *Чукин Г.Д.* Строение оксида алюминия и катализаторов гидрообессеривания. Механизмы реакций. М.: Тип. «Паладин»: Принта, 2010. 288 с.
18. *Копицын Д.С., Комелев М.С., Зуангирова М.Ю. и др.* // Башкир. хим. журн. 2014. Т. 21. № 4. С. 104.
19. *Zheng Y., Zhong X., Li Zh., Xia Y.* // Part. Part. Syst. Charact. 2014. V. 31. P. 266.
20. *Khlebtsov B.N., Tumskiy R.S., Burov A.M. et al.* // ACS Appl. Nano Mater. 2019. V. 2. No. 8. P. 5020.

21. Zavyalova E., Ambartsumyan O., Zhdanov G. et al. // *Nanomaterials*. 2021. V. 11. No. 6. P. 1394. Kukushlin V.I., Astrakhantseva A.S., Morozova E.N. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 2. P. 133.
22. Кукушкин В.И., Астраханцева А.С., Морозова Е.Н. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 2. С. 182; 23. Canpean V., Astilean S. // *Spectrochim. Acta Part A*. 2012. V. 96. P. 862.

Studying the optical properties of assembled silver and gold nanoparticles for the purpose of creating SERS sensors

A. Yu. Subekin¹, T. E. Pylaev^{2, 3}, V. I. Kukushkin^{4*}, E. V. Rudakova⁵, B. N. Khlebtsov²

¹*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141701 Russia*

²*Institute of Biochemistry and Physiology of Plants and Microorganisms, Federal Research Center «Saratov Scientific Center of the Russian Academy of Sciences», Saratov, 410049 Russia*

³*Razumovsky Saratov State Medical University of the Ministry of Health of the Russian Federation, Saratov, 410000 Russia*

⁴*Osipyan Institute of Solid-State Physics of the Russian Academy of Science, Chernogolovka, 142432 Russia*

⁵*Institute of Physiologically Active Compounds at Federal Research Center of Problems of Chemical Physics and Medicinal Chemistry Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*

*e-mail: kukushvi@mail.ru

The optical properties of silver and gold sols with different sizes of nanoparticles and the method of their chemical deposition on the surface of silicon, silicon oxide, glass and aluminum foil were studied in order to obtain SERS substrates – promising platforms for the development of aptamer sensors and immunochemical analysis of various pathogens. It has been established that for operation on lasers with exciting radiation wavelengths of 532, 638 and 785 nm, it is possible to create universal SERS substrates based on colloidal solutions obtained by the liquid-phase chemical method with an average silver particle size of 40 nm and by the Leopold-Lendl method with an average size of 20 nm.

УДК 535.375.5

ЭКСПРЕСС-ДЕТЕКЦИЯ БОТУЛОТОКСИНА ТИПА А С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АПТАСЕНСОРА И ЭФФЕКТА SERS

© 2024 г. О. А. Амбарцумян^{1,*}, А. М. Бровка¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»
Москва, Россия

*E-mail: ambartsumian.oa@mipt.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Описана разработка биосенсора для быстрого и чувствительного детектирования ботулинического токсина типа А. Сенсор представляет собой SERS-подложку с оптимизированной концентрацией меченых аптамеров, иммобилизованных на ее поверхности. Он позволяет проводить детектирование ботулинического токсина типа А с пределом обнаружения 2.4 нг/мл за 1 ч.

DOI: 10.31857/S0367676524020097, EDN: RSHEGU

ВВЕДЕНИЕ

Ботулинический токсин (BoNT), продуцируемый *Clostridium botulinum*, является одним из самых опасных биологических агентов. Наряду с сибирской язвой, чумой, туляремией и вирусными геморрагическими лихорадками он отнесен к категории А Центром по контролю и профилактике заболеваний США [1–3]. LD₅₀ ботулотоксина при попадании в организм составляет: 10–13 нг/кг ингаляционно, 1.3–2.1 нг/кг внутривенно и 1 мг/кг перорально [4]. Эти данные получены для двух самых распространенных типов токсина А и В (BoNT А и BoNT В). По некоторым данным 1 г диспергированного BoNT в виде аэрозоля может убить до 1 млн людей в густонаселенной местности [5]. Ввиду того, что он относительно легко может быть получен кустарным способом, BoNT является привлекательным в качестве оружия массового поражения при осуществлении актов биотерроризма. Его применение в современной косметической медицине в составе известных медицинских препаратов облегчает задачу потенциальным террористам по маскировке и транспортировке больших количеств очищенного токсина.

Единственный одобренный на сегодняшний день FDA метод определения BoNT, так называемый «золотой стандарт», основан на определении токсичности препаратов по отношению к мышам [6,7]. Несмотря на высокую чувствительность этого метода (порядка 10–20 пкг/мл), он является весьма продолжительным (около 7 сут), что не соответствует современным требованиям,

предъявляемым к инструментам обеспечения национальной безопасности и здоровья людей. В связи с этим ведутся разработки различных вариантов экспресс-детекции BoNT.

Одним из самых перспективных методов, удовлетворяющих современным требованиям по скорости, чувствительности и специфичности детекции различных токсинов, является поверхностно-усиленная рамановская спектроскопия (SERS). Она уже нашла применение в различных областях аналитики, в том числе и в области обнаружения опасных химических и биологических агентов [8]. В настоящее время уже предложены различные варианты обнаружения BoNT с применением SERS.

Лим с соавторами предложили вариант гетерогенного твердофазного иммунохимического анализа BoNT А и BoNT В по типу «сэндвич» [9]. Для специфического захвата антигена из аналита они использовали предметные стекла с иммобилизованными наночастицами золота и специфическими антителами к токсину. Для детекции BoNTs применяли «внешнюю рамановскую метку» (ERL). ERL представляет собой наночастицу золота с иммобилизованными на ее поверхности антителами, специфичными к BoNTs, и молекулами репортера 5.5'-дитиобис(сукцинимидил-2-нитробензоата). Предел обнаружения BoNT А предложенной системы составил 0.2–1.2 нг/мл при времени анализа не более 1 ч.

Ким и др. предложили другой вариант «сэндвича» с использованием магнитных частиц с антителами захвата [10]. В качестве детектирующего агента авторы работы использовали нанотэги, которые

аналогично предыдущей представленной работе представляют собой наночастицы золота с иммобилизованными на них специфичными к токсину антителами и молекулами репортера малахитового зеленого. Предел обнаружения предложенной системы составил порядка 0.5 нг/мл ВоNT при времени анализа не более 2 ч.

Представленные варианты иммунохимического анализа демонстрируют высокий потенциал SERS в экспресс-определении ВоNT А. Вместе с тем, использование антител в таких детекторах имеет ряд ограничений, связанных трудоемкостью их получения. Сюда следует отнести синтез антигена для иммунизации, обеспечивающего хороший иммунный ответ и высокую аффинность антител, а также длительность наработки антител (1–6 месяцев). Мы предлагаем альтернативную систему специфического определения ВоNT А с использованием аптамеров.

Аптамеры представляют собой олигонуклеотиды, способные связываться с мишенями различной природы. В отличие от антител, аптамеры синтезируются *in vitro* с использованием комбинаторного подхода, называемого SELEX (систематическая эволюция лигандов путем экспоненциального обогащения), который особенно удобен при работе с токсичными веществами. Более того, аптамеры синтезируются химическим путем с возможностью обширной модификации, в том числе, с помощью меток, и других функциональных групп для создания сенсоров [11]

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Реагенты

В работе были использовали неорганические соли, сахароза, Tween 80, человеческий сывороточный альбумин и гамма-глобулин (IgGHum) (AppliChem GmbH, Дармштадт, Германия и Sigma-Aldrich, Сент-Луис, Миссури, США).

Все эксперименты проводились в сверхчистой воде, приготовленной на оборудовании Milli-Q (Merck KGaA, Дармштадт, Германия). Фосфатно-солевой буфер (PBS) был приготовлен из таблеток фирмы «ЭкоСервис» (Санкт-Петербург, Россия).

Ксеомин 50 единиц (Merz therapeutics, Франкфурт-на-Майне, Германия) содержит ВоNT серотипа А в сывороточном альбумине человека с сахарозой. Источник растворяли в 125 мкл раствора Рингера (Гротекс, Санкт-Петербург, Россия), получая раствор с 400 единицами/мл ВоNT, 8 мг/мл человеческого сывороточного альбумина и 38 мг/мл сахарозы. Раствор использовался сразу после приготовления. По имеющимся данным [12], 400 ЕД/мл ксеомина соответствуют 1.76 нг/мл или 11.7 пМ ВоNT серотипа А.

Олигонуклеотиды

Олигонуклеотиды были синтезированы твердофазным фосфорамидитным методом коммерческой компанией Синтол (Москва, Россия). Последовательности и сайты модификации представлены в табл. 1. Преформирование аптамеров проводили в PBS-буфере (pH 7,3) при нагревании при 95°C в течение 5 мин и охлаждении при комнатной температуре.

Получение SERS-подложек

SERS-подложки были получены с использованием системы тонкопленочного осаждения NANO38 (Kurt J. Lesker, США) путем нанесения наноструктурированного серебра на кремниевую пластину, покрытую слоем SiO₂ толщиной 300 нм, с формированием двух зон. Осаждение серебра номинальной толщиной 6 нм осуществляли со скоростью 0.4 А/с. После распыления подложку с двумя активными зонами SERS отжигали при 240°C в течение 6 мин на нагревательной пластине HP-20D (Daihan Scientific, Южная Корея). Таким образом, эти зоны были покрыты “наноостровками” серебра со средним планарным размером 24 нм и дисперсией 14 нм. В дальнейшем, одна из зон использовалась в качестве экспериментальной, а другая – контрольной.

Иммобилизация аптамера на подложку

На экспериментальную и контрольную зоны наносили по 10 мкл 140, 70, 35, 17.5 и 8.8 нМ раствора аптамера к ВоNT в PBS (pH 7,3). Далее подложки инкубировали в чашках Петри в течение 1 часа, затем последовательно промывали PBS, содержащим 0.01% Tween 80.

Определение оптимальной концентрации аптамера на SERS подложке

Для определения оптимальной концентрации раствора аптамера HS-Ток-Тамга готовили серию его растворов в PBS концентраций 140.0, 70.0, 35.0, 17.5 и 8.8 нМ. После преформирования при температуре 95°C и охлаждения до комнатной температуры проводили иммобилизацию аптамера на SERS-подложку. Для этого на опытную и контрольную зоны подложки наносили по 10 мкл раствора аптамера и выдерживали 1 час. Распределение интенсивности сигнала на поверхности каждой зоны определяли при помощи измерения на рамановском микроскопе.

Реакция с антигеном

На экспериментальную зону был нанесен раствор 10 мкл 2.4 нг/мл ВоNT А в PBS, содержащий 52 мг/мл сахарозы и 11 мг/мл сывороточного альбумина человека. В качестве контроля был использован раствор

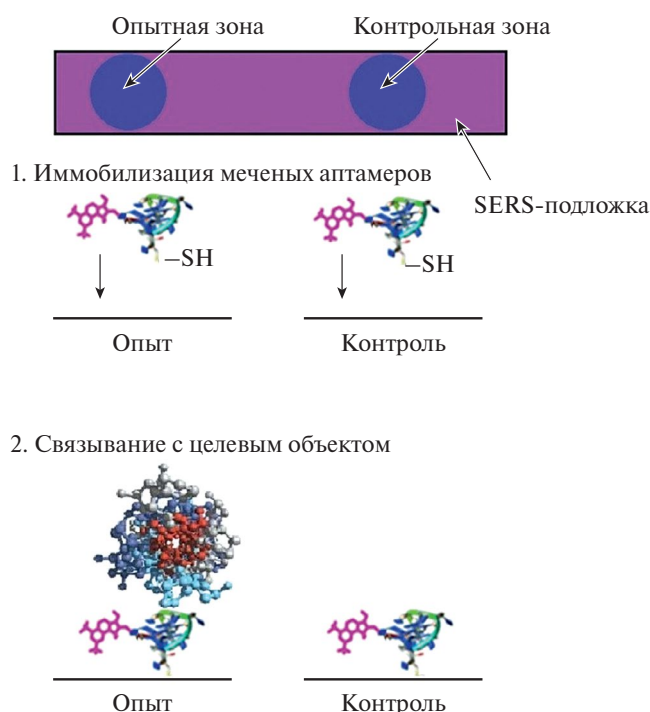


Рис. 1. Схема эксперимента.

PBS с сахарозой и альбумином тех же концентраций. Инкубирование проводили в закрытых чашках Петри в течение 1 ч, затем последовательно промывали PBS, содержащем 0.01% Tween 80, а также сверхчистой водой Milli-Q. Подложки сушили при комнатной температуре, а затем измеряли сигнал SERS.

Детектирование *BoNT A*

Для детектирования *BoNT A* использовали коммерческий препарат Ксеомин (NT 201; Merz Pharmaceuticals GmbH, Frankfurt, Germany) с известным содержанием токсина [11]. Для проведения опыта препарат растворяли в PBS, наносили 10 мкл раствора на опытную зону SERS-подложки и выдерживали в течение 1 ч. Общая схема реакции приведена на рис. 1. По окончании реакции последовательно промывали подложку в PBS, содержащем 0.05% Tween 80; PBS и воде, а затем проводили измерение сигнала опыта и контроля. В качестве контроля использовали раствор человеческого сывороточного альбумина и сахарозы в PBS в концентрациях, равных концентрациям этих веществ при растворении Ксеомина.

Установление специфичности связывания *BoNT A* на SERS-подложке

Для определения специфичности связывания *BoNT A* проводили две серии опытов. В первой серии в качестве мишени был использован IgG_{Hum} .

Во второй серии вместо аптамера к *BoNT*, использовали аптамер к RSV-вирусу.

Измерение SERS-сигнала

Спектры SERS получали с помощью оптического сканирующего микроскопа Olympus BX51 (Olympus Corporation, Япония) на базе спектрометра RamanLife RL532 (TeraSense Group, Inc., США, Калифорния) с длиной волны лазера 532 нм и выходной мощностью 5 мВт. Спектрометр имел спектральное разрешение 4–6 cm^{-1} и спектральный диапазон 160–4000 cm^{-1} . Диаметр лазерного пятна составлял 10 мкм. Карта распределения (2 мм × 2 мм) сигнала SERS от TAMRA по всей площади образца записывалась на объективе 10x с шагом 200 микрон в режиме XY-сканирования. В результате сканирования были записаны карты распределения интегральной интенсивности линии комбинационного рассеяния света в спектральном окне $1585 \pm 50 cm^{-1}$. Кроме того, были рассчитаны средние значения и погрешности измерений для всех измерений.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Определение оптимальной концентрации аптамеров

Идея представленного в настоящей статье сенсора для определения *BoNT A* состоит в том, что при его специфическом взаимодействии с аптамером происходит снижение сигнала метки последнего (рис. 2). При достаточно низких концентрациях антигена в образце разница значениями сигнала опыта и контроля может быть не очень высокой. Поэтому определение оптимальной концентрации аптамера проводили по двум критериям:

- узкое распределение интенсивности SERS-сигнала, обеспечивающее хорошую воспроизводимость результатов опытов;

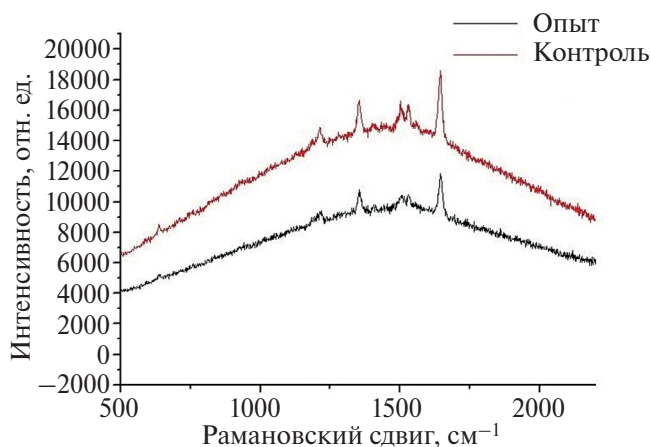


Рис. 2. Отношение интенсивности SERS-сигнала опыта и контроля.

Таблица 1. Результаты эксперимента по определению оптимальной концентрации раствора аптамера к VoNT

Концентрация аптамера, нМ	Среднее значение интенсивности сигнала (μ), усл. ед.	Коэффициент вариации (V)
140.0	30169 ± 11790	0.39
70.0	23173 ± 7410	0.32
35.0	19324 ± 1218	0.06
17.5	7586 ± 915	0.12
8.8	3328 ± 541	0.16

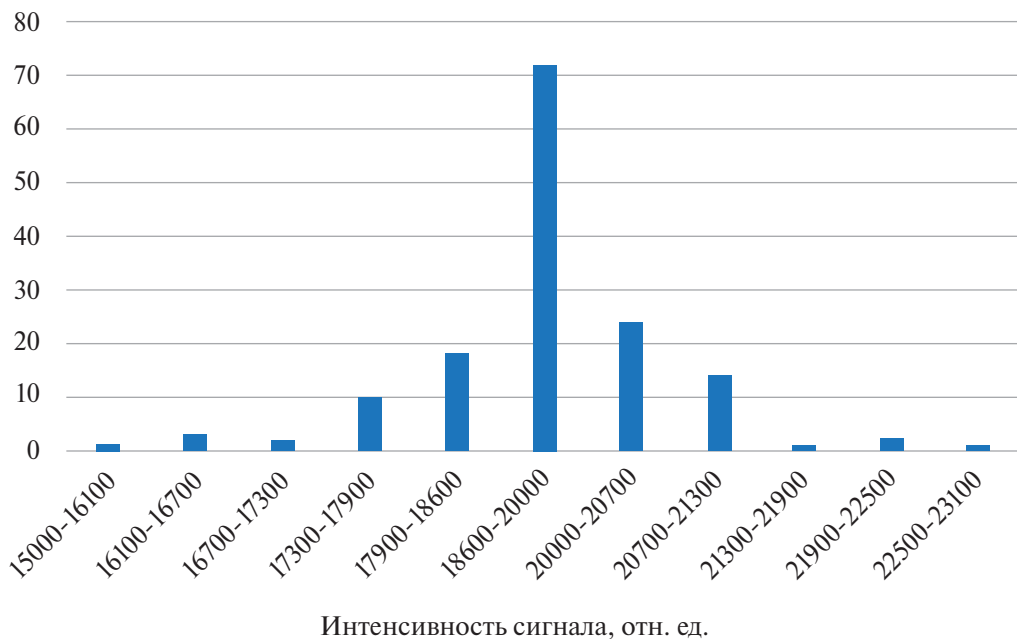


Рис. 3. Распределение интенсивности SERS-сигнала от раствора аптамеров к VoNT с концентрацией 35.0 нМ на подложке.

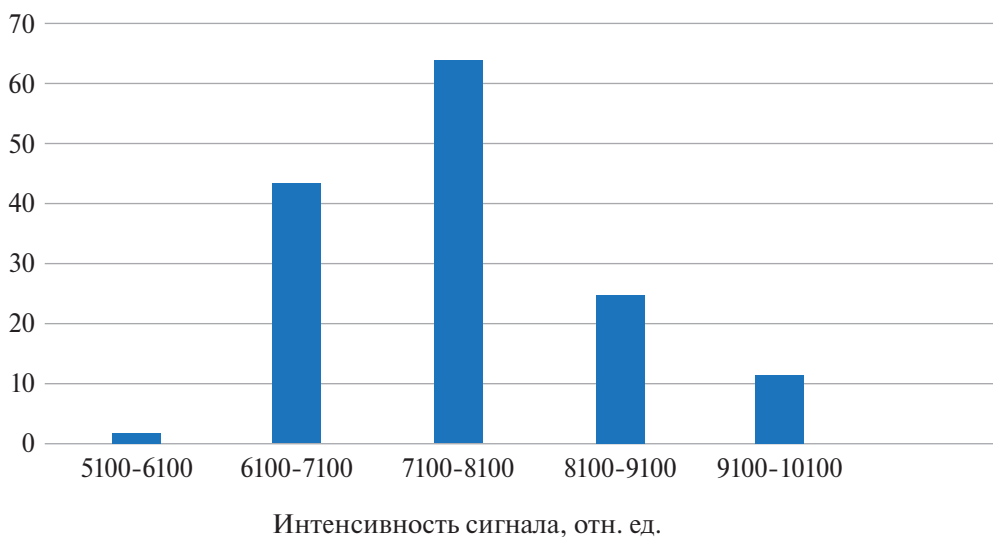


Рис. 4. Распределение интенсивности SERS-сигнала от раствора аптамеров к VoNT с концентрацией 17.5 нМ на подложке.

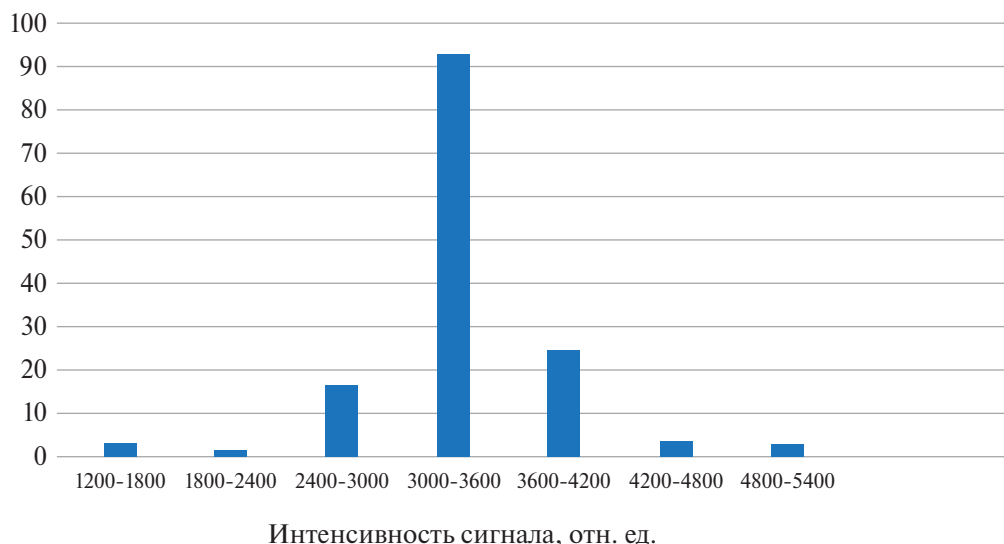


Рис. 5. Распределение интенсивности SERS-сигнала от раствора аптамеров к BoNT с концентрацией 8.8 нМ на подложке.

- среднее значение интенсивности SERS-сигнала, обеспечивающее максимально низкий предел обнаружения BoNT A.

Результаты представлены в табл. 1. Из представленных данных видно, что концентрация аптамера 35.0 нМ является оптимальной по коэффициенту вариации (всего 0.06), однако среднее значение сигнала достаточно высокое – 19324 отн. ед., что может сказаться на чувствительности сенсора. Поэтому для дальнейших экспериментов брали растворы аптамеров с концентрациями 35.0, 17.5 и 8.8 нМ. Распределения значений SERS-сигнала на субстрате для них представлены на рис. 3–5.

Детектирование BoNT A

Нами были поставлены эксперименты с концентрацией BoNT A 2.4 нг/мл. Для определения токсина мы оценивали отношение SERS опыта и контроля. В случае его специфического связывания аптамером интенсивность сигнала опыта снижалась по сравнению с таковой на контроле.

Положительным считался опыт, в котором это отличие было статистически значимым. Результаты представлены в табл. 2, откуда видно, что BoNT A статистически значимо определяется только при концентрации раствора аптамеров равной 17.5 нМ. Распределение интенсивностей SERS-сигнала для данной концентрации аптамера представлено на рис. 6.

Поскольку дальнейшее снижение концентрации BoNT A не привело к положительным результатам, мы считаем, что предел обнаружения BoNT сенсором составил 2.4 нг/мл.

Установление специфичности связывания BoNT A на SERS-подложке

Нами были поставлены аналогичные опыты с IgG_{Hum} в качестве определяемого вещества. Этот белок был выбран по причине того, что его масса практически такая же, как и у BoNT A – 150 кДа. Кроме того, если рассматривать перспективу использования предложенного нами

Таблица 2. Результаты эксперимента по определению оптимальной концентрации раствора аптамера к BoNT

Концентрация аптамера, нМ	Среднее значение интенсивности сигнала (μ), усл. ед.	Коэффициент вариации (V)
140.0	30169 ± 11790	0.39
70.0	23173 ± 7410	0.32
35.0	19324 ± 1218	0.06
17.5	7586 ± 915	0.12
8.8	3328 ± 541	0.16

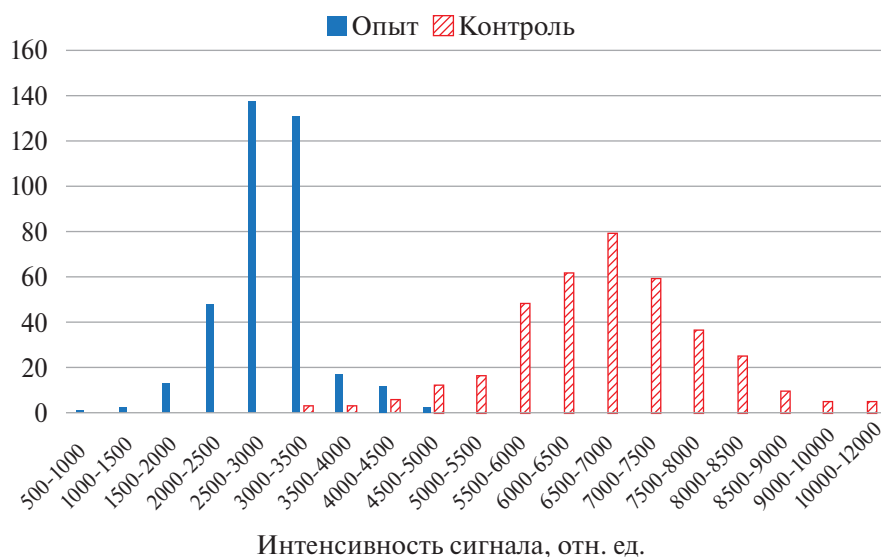


Рис. 6. Распределение интенсивности сигнала SERS опыта и контроля при определении BoNT A (2.4 нг/мл) с использованием раствора аптамеров с концентрацией 17.5 нМ на подложке.

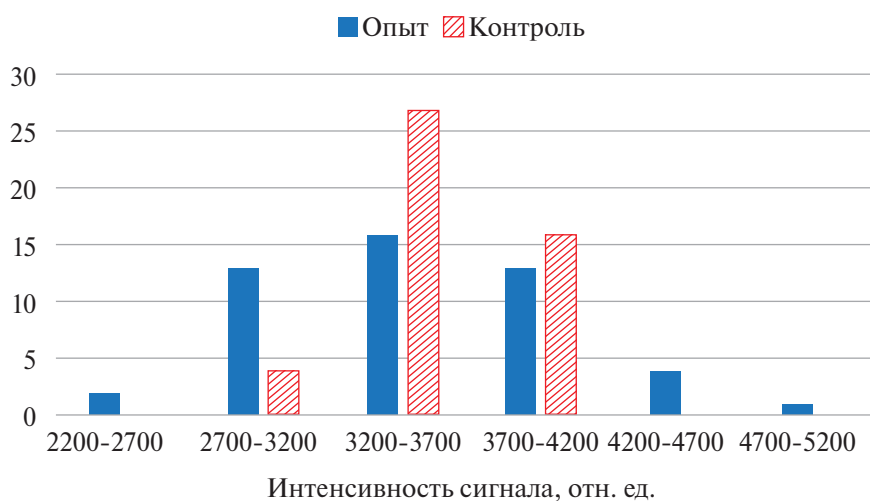


Рис. 7. Распределение интенсивности SERS опыта и контроля при определении IgG_{Hum} (24 нг/мл) с использованием раствора аптамеров к BoNT с концентрацией 17.5 нМ на подложке.

Таблица 3. Детектирование IgG_{Hum}

Концентрация раствора аптамеров, нМ	Значение интенсивности сигнала опыта, отн.ед.	Значение интенсивности сигнала контроля, отн.ед.	Вероятность неспецифического связывания IgG _{Hum} (концентрация 2.4 нг/мл), % ($p < 0.001$)
17.5	3465 ± 600	3528 ± 233	не более 2.5

сенсора в клинической диагностике, этот белок будет одним из «мешающих» компонентов при анализе плазмы крови. Результаты определения представлены в табл. 3, из которых видно, что соотношение SERS-сигнала опытной и контрольных

зон статистически равные. Это свидетельствует об отсутствии неспецифического связывания IgG_{Hum} и используемого аптамера. Распределение интенсивности сигналов опыта и контроля представлено на рис. 7.

Таблица 4. Определение BoNT A с использованием аптамера к RSV

Концентрация раствора аптамера к RSV, нМ	Значение интенсивности сигнала опыта, отн.ед.	Среднее значение интенсивности сигнала контроля, отн.ед.	Вероятность неспецифического связывания BoNT A (концентрация 2.4 нг/мл), %
17.5	6435 ± 440	6125 ± 560	не более 2.5

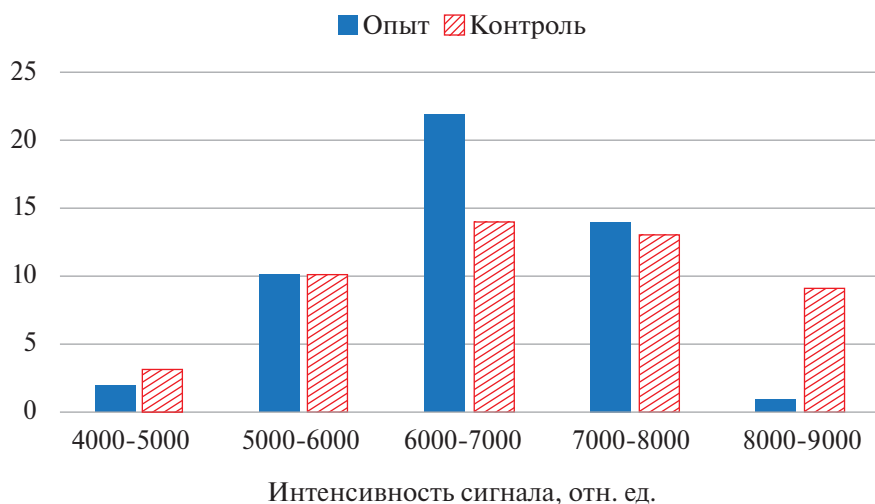


Рис. 8. Распределение интенсивности SERS опыта и контроля при определении BoNT A (2.4 нг/мл) с использованием раствора аптамеров к RSV с концентрацией 17.5 нМ.

Нами также были поставлены опыты с аптамером к RSV. Результаты представлены в табл. 4.

Так же, как и в предыдущем опыте нами показано, что случае замены неспецифичным к BoNT A аптамером, мы не наблюдаем положительного результата при определении токсина. Распределение интенсивностей SERS представлено на рис. 8.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последнее время активно разрабатываются технологии специфического обнаружения различных веществ с использованием аптамеров в сочетании с поверхностно-усиленной рамановской спектроскопией. Был достигнут заметный прогресс в обнаружении различных биологических мишеней, таких как белковые токсины, бактерии и вирусы. В то же время одним из современных требований к таким датчикам является разработка мультиплексных платформ, позволяющих одновременно обнаруживать несколько мишеней. Следовательно, остаются актуальными вопросами оптимизация структуры платформ SERS и концентрации детектирующих аптамеров для обеспечения высокой чувствительности и разрешающей способности анализа в отношении каждого обнаруживаемого вещества.

Сенсор, показанный в данной работе, основан на использовании SERS-подложки, разработанной

по недорогой, воспроизводимой и простой технологии, которая эффективно работает при возбуждении лазером с длиной волны 532 нм. В то же время, аптамеры, используемые в качестве узнающих элементов, также, по сравнению с моноклинальными антителами, обладают невысокой стоимостью, а также относительно просто синтезируются. Биосенсор способен детектировать ботулинический токсин типа А с пределом обнаружения 2.4 нг/мл за 1 час.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 075-03-2023-106).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pirazzini M., Rossetto O., Eleopra R., Montecucco C. // *Pharmacol. Rev.* 2017. V. 69. P. 200.
2. Smith T.J., Hill K.K., Raphael B.H. // *Res. Microbiol.* 2015. V. 166. P. 290.
3. Rummel A. // *Toxicon.* 2015. V. 107. P. 9.
4. Tian D., Zheng T. // *PLoS One.* 2014. V. 9. P. 1.
5. Hill K.K., Smith T.J., Helma C.H. et al. // *J. Bacteriol.* 2007. V. 189. No. 3. P. 818.
6. Strotmeier J., Willjes G., Binz T., Rummel A. // *FEBS Lett.* 2012. V. 586. P. 310.

7. *Kavalali E.T.* // *Nature. Rev. Neurosci.* 2015. V. 16. P. 5.
8. *Kamińska A., Winkler K., Kowalska A. et al.* // *Sci. Reports.* 2017. V. 7. Art. No. 10656.
9. *Lim C.Y., Granger J.H., Porter M.* // *Analyt. Chim. Acta X.* 2019. V. 1. Art. No. 100002.
10. *Kim K., Choi N., Jeon J.H. et al.* // *Sensors.* 2019. V. 19. Art. No. 4081.
11. *Yoo H., Jo H., Oh S.S.* // *Mater. Adv.* 2020. V. 1. P. 2663.
12. *Frevert J.* // *Drugs R D.* 2010. V. 10. P. 67.

Rapid detection of A-type botulinum toxin using an aptasensor and SERS

O. A. Ambartsumyan^{1,*}, A. M. Brovko¹

¹ *Moscow Institute of Physics and Technology, Moscow, 117303 Russia*

**e-mail: ambartsumian.oa@mipt.ru*

We described the development of a biosensor for the rapid and sensitive detection of botulinum toxin type A. The sensor is a SERS substrate with an optimized concentration of labeled aptamers, immobilized on its surface. It allows the detection of botulinum toxin type A with a detection limit of 2.4 ng/ml in 1 hour.

Keywords: SERS; aptamer; biosensor; BoNT A; botulinum neurotoxin

УДК 537.622.4

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ КОНСТАНТ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВКЛЮЧЕНИЙ MnSb В МАТРИЦЕ InSb

© 2024 г. А. И. Дмитриев^{1, *}, А. В. Кочура^{2, 5}, А. П. Кузьменко², Зо Хтет Аунг²,
В. В. Родионов², С. Ф. Маренкин^{3, 4}, Б. А. Аронзон⁵

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии Российской академии наук», Черноголовка, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Юго-Западный государственный университет», Курск, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей и неорганической химии имени Н.С. Курнакова Российской академии наук, Москва, Россия

⁴Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет МИСиС», Москва, Россия

⁵Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: aid@icp.ac.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Разделены вклады констант магнитной анизотропии первого K_1 и второго K_2 порядков в эффективную константу. Их конкуренция определяет тип магнитной анизотропии «легкая плоскость». Экстраполяция зависимостей $K_1(T)$ и $K_2(T)$ в область высоких температур позволила предсказать температуру $T_{SR} = 570$ К, соответствующую спин-переориентационному переходу, при котором формируется магнитная анизотропия типа «легкая ось».

DOI: 10.31857/S0367676524020101, EDN: RSGJUY

ВВЕДЕНИЕ

Антимонид марганца MnSb – ферромагнитный полуметалл, который обладает сильной магнитокристаллической анизотропией $\sim 10^6$ эрг/см³ с сопоставимыми вкладами констант анизотропии первого K_1 и второго K_2 порядков в эффективную константу $K = K_1 + 2K_2$. Конкуренция вкладов K_1 и K_2 в эффективную константу и их температурные вариации открывает широкие возможности тонкой подстройки анизотропии магнитных свойств, что делает пригодным MnSb для использования в устройствах магнитной записи [1]. Перспективность использования MnSb в устройствах магнитного охлаждения [2] также стимулирует более подробное исследование его магнитной анизотропии. В зависимости от знаков K_1 и K_2 и их абсолютных величин реализуются следующие типы магнитной анизотропии: 1) $K_1 > 0$ – анизотропия типа «легкая ось»; 2) $K_1 < 0$, $K_1 + 2K_2 < 0$ – анизотропия типа «легкая плоскость»; 3) $K_1 < 0$, $K_1 + 2K_2 > 0$ – анизотропия типа «конус легких осей». Магнитная анизотропия массивных и тонкопленочных образцов MnSb в зависимости от условий

приготовления образцов, их состава и структуры изучена в работах [3–6]. Было установлено, что знаки констант K_1 и K_2 и перераспределение их вкладов в эффективную константу приводит к спин-переориентационным переходам (изменениям типа магнитной анизотропии), вызванным изменением стехиометрии [3], температуры [4, 5], толщины для тонкопленочных образцов [6]. При изменении стехиометрии изменение магнитной анизотропии и температуры спин-переориентационного перехода T_{SR} обусловлено изменением постоянной решетки и величины взаимодействия между соседними атомами Mn [6, 7].

В настоящей работе для исследования магнитной анизотропии в MnSb использовалась направленно закристаллизованная эвтектическая композиция InSb-MnSb со строго ориентированными игольчатыми включениями MnSb [8]. В работе [9] был выполнен анализ полевых зависимостей намагниченности $M(H)$ в подобных образцах. По кривым $M(H)$ были определены величина поля магнитной анизотропии H_A и направление оси легкого

намагничивания. Было установлено, что величина эффективной константы магнитной анизотропии K прямо пропорциональна намагниченности насыщения $(M_S)^n$ с показателем степени $n = 3.2 \pm 0.4$ в соответствии с теориями, развитыми в работах Акулова, Зинера и Калленов. Значение n соответствует случаю, когда в величину K вносят сопоставимый вклад обе константы первого K_1 и второго K_2 порядков, что подтверждается результатами исследования ферромагнитного резонанса [9].

Настоящая работа посвящена следующему этапу исследования магнитной анизотропии в MnSb — разделению вкладов K_1 и K_2 в эффективную константу магнитной анизотропии, определению температурных зависимостей $K_1(T)$ и $K_2(T)$ и типа магнитной анизотропии.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эвтектическую композицию InSb–MnSb выращивали методом Бриджмена, с параметрами процесса синтеза, описанными в работе [8]. Предполагалось, что наличие внешней матрицы InSb будет препятствовать образованию структурных дефектов в игольчатых включениях MnSb, которые ухудшают кристалличность этого соединения при использовании простых расплавных методов синтеза [10–12]. В качестве шихты использовали порошок, получаемый из предварительно сплавленной исходной смеси монокристаллического высококочистого InSb (93.5 мол.%) и MnSb (6.5 мол.%). Образцы имели характерные размеры $1 \times 1 \times 0.3$ мм³.

Методом рентгенофазового анализа (GBC EMMА, Cu K_α) подтверждено наличие двух фаз: InSb и MnSb с ориентированием вдоль оси роста по направлениям [110] и [001], соответственно, и установлено, что эвтектическая композиция состоит из монокристаллической матрицы InSb и включений MnSb с общим интерфейсом (100) InSb/(1010) MnSb, который соответствует минимуму энергии границы раздела фаз [13].

С помощью сканирующего электронного микроскопа (JEOL JSM-6610-LV) установлено, что

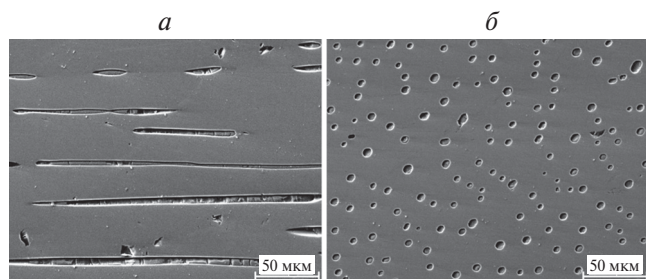


Рис. 1. Изображения игольчатых монокристаллических включений MnSb в матрице InSb вдоль (а) и поперек (б) оси роста MnSb [001], полученные на сканирующем электронном микроскопе.

такие включения MnSb имеют игольчатую форму и направлены либо вдоль, либо перпендикулярно оси роста (рис. 1а и 1б). Включения MnSb имеют длину до 1 мм и диаметр от 1 до 5 мкм (рис. 1).

Включения MnSb исследовались методом рамановского рассеяния света на установке OmegaScore (AIST NT, 785 нм, ≤ 5 мВт, 0.8 см⁻¹, время экспозиции 60 с) при комнатной температуре. Спектры были получены при пятне фокусировки много меньше диаметра включения и представлены линиями: 110, 121, 132, 138, 143, 145 и 148 см⁻¹. Принадлежность включений монокристаллическому MnSb была подтверждена рамановским спектром для референсного кристаллического образца MnSb и соответствовала результатам моделирования и экспериментального обнаружения раман-активных фононных мод кристаллов и пленок MnSb [14–16].

Полевые зависимости намагниченности $M(H)$ были измерены с помощью СКВИД-магнитометра (S600X, Cryogenic Ltd.) (рис. 2) в магнитных полях до 50 кЭ в температурном интервале $T = 5 - 350$ К.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 представлены высокополевые участки зависимостей $M(H)$ образца InSb–MnSb при различных температурах. Вид кривых $M(H)$ во всем исследованном интервале магнитных полей $H = 0 - 50$ кЭ и их подробное обсуждение приведены в работе [9]. В настоящей работе предпринята попытка аппроксимации зависимостей $M(H)$ в рамках закона асимптотического насыщения, справедливого в достаточно сильном магнитном поле [17]. В рамках этого приближения с учетом сопоставимых вкладов констант магнитной анизотропии первого K_1 и второго K_2 порядков в эффективную константу и учетом разброса

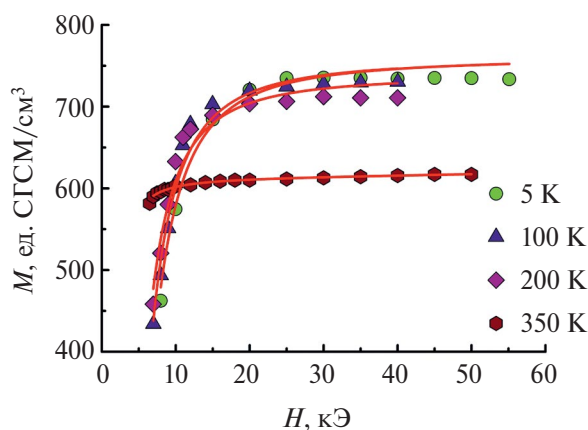


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности M , измеренные при указанных температурах. Сплошные линии — аппроксимации, описанные в тексте.

направлений осей легкого намагничивания выражение для $M(H)$ принимает вид:

$$M(H) = M_s \left(1 - \frac{4K_1^2}{15M_s^2 H^2} - \frac{64K_1 K_2}{105M_s^2 H^2} - \frac{128K_2^2}{315M_s^2 H^2} \right) + \chi H, \quad (1)$$

где M_s – намагниченность насыщения, слагаемое χH обусловлено увеличением спонтанной намагниченности с ростом H (парапроцесс). Аппроксимация кривых $M(H)$ выражением (1) позволила определить значения K_1 и K_2 для каждой из температур $T = 5, 100, 200$ и 350 К (рис. 3). Во всем исследованном интервале температур $T = 5 - 350$ К знаки констант $K_1 < 0, K_2 > 0$. Знаки констант и их абсолютные величины совпадают с теми, что были определены в работе [9] из анализа ориентационной зависимости спектров ферромагнитного резонанса. Отрицательному значению $K_1 < 0$ может соответствовать два случая. Если $K_1 + 2K_2 < 0$, то имеет место анизотропия типа «легкая плоскость». Если $K_1 + 2K_2 > 0$, то имеет место анизотропия типа «конус легких осей». В нашем случае во всем исследованном интервале температур $T = 5 - 350$ К имеет место первый вариант, что отличает рассматриваемые в настоящей работе образцы от тех, что были исследованы, например, в работе [4], где реализовался второй вариант.

На рис. 3 представлены температурные зависимости констант магнитной анизотропии первого K_1 и второго K_2 порядков. Наблюдается рост абсолютного значения обеих констант с понижением

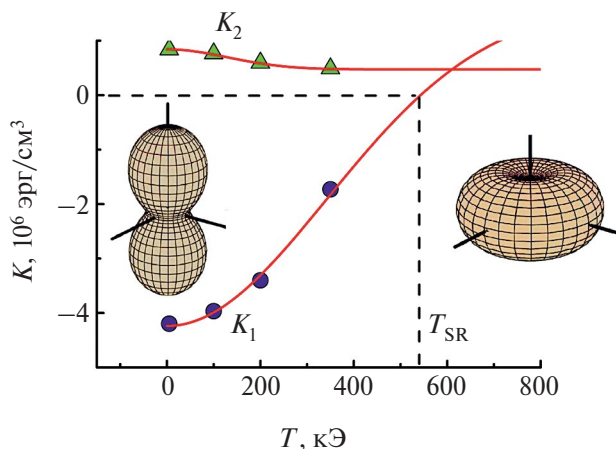


Рис. 3. Температурные зависимости констант магнитной анизотропии первого K_1 и второго K_2 порядков. Сплошные линии – аппроксимации, описанные в тексте. Вертикальной штриховой линией отмечена температура спонтанного спин-переориентационного перехода T_{SR} . На вставках показаны схематические изображения эллипсоидов магнитной анизотропии, соответствующих анизотропии типа «легкая ось» (справа) и «легкая плоскость» (слева).

температуры. Температурные зависимости $K_1(T)$ и $K_2(T)$ были аппроксимированы модифицированной формулой Брюхатова–Киренского [18]:

$$K_i = a_i \exp(-b_i T^2) + c_i, \quad (2)$$

где значение $i = 1$ соответствует K_1 , а значение $i = 2$ соответствует K_2 . Феноменологические константы a, b и c имеют следующий смысл. Константа b определяет скорость изменения величин K_1 и K_2 с изменением температуры. Из аппроксимации $b_1 = 3 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-2}, b_2 = 5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-2}$. Полученные значения означают, что абсолютное значение K_1 быстрее уменьшается с ростом температуры, чем K_2 , что видно из рис. 3. Вариации температуры приводят к перераспределению вкладов обеих констант в эффективную константу и, как следствие, к спин-переориентационному переходу. Сумма $a + c$ определяет значения констант МА K_{0i} при $T \rightarrow 0$: $K_{01} = a_1 + b_1 = -4.3 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3, K_{02} = a_2 + b_2 = 0.8 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$. Величина c определяет значения констант магнитной анизотропии $K_{\infty i}$ при $T \rightarrow \infty$. Здесь оговоримся, что на самом деле речь идет о константе магнитной анизотропии вблизи температуры Кюри, когда при переходе в парамагнитное состояние, анизотропия магнитных свойств исчезает. Из аппроксимации $c_1 = K_{\infty 1} = 0.9 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3, c_2 = K_{\infty 2} = 0.4 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$. Экстраполяция зависимости $K_1(T)$ в область высоких температур с использованием параметров a_1, b_1 и c_1 обнаруживает, что при температуре $T_{SR} = 570$ К константа K_1 меняет знак с отрицательного на положительный. Это означает, что при этой температуре происходит спин-переориентационный переход, сопровождающийся поворотом оси легкого намагничивания и сменой типа магнитной анизотропии. При $T > T_{SR}$ имеет место тип анизотропии «легкая ось», при $T < T_{SR}$ имеет место тип анизотропии «легкая плоскость», т.к. $K_1 + 2K_2 < 0$. На вставках рис. 3 показаны схематические изображения эллипсоидов магнитной анизотропии каждого типа. В нашем случае значение $T_{SR} = 570$ К оказалось несколько выше значений $T_{SR} = 520$ К [4, 5] и $T_{SR} = 540$ К [6], известных для массивных образцов MnSb, направленно закристаллизованных эвтектических композиций MnSb/Sb и тонкопленочных образцов MnSb/MnSi, соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерены зависимости намагниченности игольчатых монокристаллических включений MnSb в матрице InSb от напряженности магнитного поля $M(H)$. Аппроксимации зависимостей $M(H)$ в достаточно сильных магнитных полях в рамках закона асимптотического насыщения, позволила определить константы магнитной анизотропии первого K_1 и второго K_2 порядков. Во всем исследованном интервале температур $T = 5 - 350$ К знаки констант $K_1 < 0, K_2 > 0$. Установлены температурные

зависимости $K_1(T)$ и $K_2(T)$. Выполнена их аппроксимация модифицированной формулой Брюхатова–Киренского. Экстраполяция зависимости $K_1(T)$ в область высоких температур позволила предсказать температуру спин-переориентационного перехода $T_{SR} = 570$ К. Поворот оси легкого намагничивания сопровождается изменением типа магнитной анизотропии. Высоким температурам $T > 570$ К соответствует анизотропия типа «легкая ось». Низким температурам $T < 570$ К соответствует анизотропия типа «легкая плоскость».

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках тем государственного задания № FFSG-2024-0009 и № 0851-2020-0035, а также Российского научного фонда (проект № 21-12-00254) и программы «Приоритет-2030» (проект № 075-15-2021-1213).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wibowo N.A., Irawan C.F., Setiawan A.* // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1153. Art. No. 012054.
2. *Cooley J.A., Horton M.K., Levin E.E. et al.* // Chem. Mater. 2020. V. 32. No. 3. P. 1243.
3. *Okita T., Makino Y.* // J. Phys. Soc. Japan. 1968. V. 25. No. 1. P. 120.
4. *Markandeyulu G., Rama Rao K.V.S.* // J. Magn. Magn. Mater. 1987. V. 67. No. 2. P. 215.
5. *Pan Y., Sun G.* // Scripta Mater. 1999. V. 41. No. 8. P. 803.
6. *Ashizawa Y., Saito S., Takahashi M.* // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. No. 10. P. 803.
7. *Liang D., Yang Y.B., Yang W.Y. et al.* // J. Alloys Compounds. 2021. V. 856. No. 5. Art. No. 158184.
8. *Новоторцев В.М., Кочура А.В., Маренкин С.Ф. и др.* // Журн. неорг. хим. 2011. Т. 56. № 12. С. 2038; *Novotortsev V.M., Kochura A.V., Marenkin S.F. et al.* // Russ. J. Inorg. Chem. 2011. V. 56. No. 12. P. 1951.
9. *Дмитриев А.И., Кочура А.В., Маренкин С.Ф. и др.* // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. № 10. С. 46; *Dmitriev A.I., Kochura A.V., Marenkin S.F. et al.* // Tech. Phys. Lett. 2021. V. 47. No. 7. P. 490.
10. *Chen T., Charlan G.B., Keezer R.C.* // J. Cryst. Growth. 1977. V. 37. No. 7. P. 29.
11. *Maskery I., Burrows C.W., Walker M. et al.* // J. Vac. Sci. Technol. 2016. V. 34. No. 4. Art. No. 041219.
12. *Oveshnikov L.N., Granovsky A.B., Davydov A.B. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2022. V. 563. No. 1. Art. No. 169873.
13. *Umehara Y., Koda S.* // Metallogr. 1974. V. 7. No. 4. P. 313.
14. *Chong X. Yu., Jiang Y.H., Zhou R., Feng J.* // Sci. Reports. 2016. V. 6. Art. No. 21821.
15. *Romcevic M., Gilic M., Kilanski L. et al.* // J. Raman Spectrosc. 2018. V. 49. No. 10. P. 1678.
16. *Мамедов И.Х., Араслы Д.Г., Рагимов Р.Н., Халилова А.А.* // ФТП. 2020. Т. 54. № 4. С. 341; *Mammadov I.Kh., Arasly D.H., Rahimov R.N., Khalilova A.A.* // Semiconductors. V. 54. No. 4. P. 412.
17. *Chikazumi S.* Physics of magnetism. New York: Wiley, 1964. 554 p.
18. *Брюхатов Н.Л., Киренский Л.В.* // ЖЭТФ. 1938. Т. 6. № 2. С. 198; *Brukhatov N.L., Kirensky L.V.* // Phys. Zeit. der Sowjetunion. 1937. V. 12. No. 5. P. 602.

Temperature dependences of the magnetic anisotropy constants of single-crystal inclusions MnSb in an InSb matrix

A. I. Dmitriev^{1, *}, A. V. Kochura^{2,5}, A. P. Kuzmenko², Zaw Htet Aung², V. V. Rodionov², S. F. Marenkin^{3,4}, B. A. Aronzon⁵

¹Federal Research Center of Problems of Chemical Physics and Medicinal Chemistry of the Russian Academy of Science, Chernogolovka, 142432 Russia

²Southwest State University, Kursk, 305040 Russia

³Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119071 Russia

⁴National University of Science and Technology MISIS, Moscow, 119049 Russia

⁵Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Science, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: aid@icp.ac.ru

The contributions of the first order K_1 and second order K_2 magnetic anisotropy constants to the effective constant are separated. Their competition determines the type of magnetic anisotropy «easy plane». Extrapolation of the dependences $K_1(T)$ and $K_2(T)$ to the region of high temperatures made it possible to predict the temperature $T_{SR} = 570$ K, which corresponds to the spin-reorientation transition, at which the easy-axis magnetic anisotropy is formed.

Keywords: manganese antimonide, temperature and field dependences of magnetization, magnetic anisotropy.

УДК 537.622.4

МАГНЕТИЗМ И МАГНИТНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В НАНОПРОВОЛОКАХ ДИАМАГНИТНО-РАЗБАВЛЕННЫХ СВЕРХСИЛЬНЫХ МАГНИТОВ $\epsilon\text{-In}_{0.04}\text{Fe}_{1.96}\text{O}_3$

© 2024 г. А. И. Дмитриев^{1,*}, М. С. Дмитриева¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии Российской академии наук», Черноголовка, Россия

*E-mail: aid@icp.ac.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Измерены температурные зависимости намагниченности наночастиц $\epsilon\text{-In}_{0.04}\text{Fe}_{1.96}\text{O}_3$ в режиме охлаждения и нагревания. При температуре 150 К наблюдается резкое падение их намагниченности. Получены доказательства того, наблюдаемый магнитный фазовый переход сопровождается опрокидыванием намагниченности вследствие спин-переориентационного перехода первого рода. Экспериментальные результаты описываются в рамках термодинамического подхода.

DOI: 10.31857/S0367676524020116, EDN: RRPCDN

ВВЕДЕНИЕ

Оксиды железа (III) существуют в четырех основных полиморфных модификациях: $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (гематит), $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (магемит), $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и $\beta\text{-Fe}_2\text{O}_3$, каждая из которых имеет различные структурные, электрические и магнитные свойства [1,2]. Гематит является наиболее устойчивым полиморфом. Метастабильный $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ в последние годы привлек внимание из-за его огромного значения коэрцитивной силы до 20 кЭ при комнатной температуре и способности поглощать электромагнитные волны миллиметрового диапазона [3,4]. Все вместе это обеспечивает большой потенциал применимости $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ для фотокатализа, газовых датчиков, магнитных/электрических перестраиваемых высокоскоростных устройств беспроводной связи и биомедицинских приложений [5–10]. $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ мало подходит для применения в постоянных магнитах из-за его низкой остаточной намагниченности. Ожидается, что он будет применяться в магнитных носителях информации высокой плотности, требующих низкой остаточной намагниченности, сильной магнитной анизотропии и большой коэрцитивной силы, чтобы термические флуктуации не приводили к потере ориентации магнитного момента и к потере информации [11,12].

В условиях сильной анизотропии магнитные поля, требуемые для переключения направления намагниченности (а значит изменения битового состояния ячейки памяти), становятся неприемлемо

большими. Это обозначило задачу разработки терромагнитного способа записи/стирания информации при переходе температуры магнитной среды через точку компенсации или температуру спиновой переориентации. Спонтанная спиновая переориентация происходит в наночастицах $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при температуре $T = 154$ К [13]. Поднять температуру спин-переориентационного перехода в наночастицах $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ можно вплоть до комнатной путем диамагнитного разбавления $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ путем введения различных примесей In, Ga, Al [14–15]. Из вышесказанного можно заключить, что исследования параметров магнитного фазового перехода в $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ являются приоритетными для области современного материаловедения, занимающейся поиском и созданием новых материалов для элементной базы приборов спинтроники. Спин-переориентационный переход в $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ сопровождается аномалиями магнитных свойств. Динамическая магнитная восприимчивость в окрестности перехода имеет максимум [16], коэрцитивная сила проходит через минимум [17]. Исходя из этого, наночастицы $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ вблизи спин-переориентационного перехода привлекательны для использования в качестве магнитомягких и магнитострикционных материалов.

Цель работы: установление механизмов перемагничивания, определение микроскопических параметров обменного взаимодействия, разделение вкладов высокотемпературной и низкотемпературной фаз в суммарную намагниченность наночастиц, а также поиск магнитодинамических

и термодинамических закономерностей магнитно-фазового перехода в них.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Наночастицы $\epsilon\text{-In}_{0.04}\text{Fe}_{1.96}\text{O}_3$ сферической формы со средним диаметром 25 нм были изготовлены путем использования двух методов: синтеза в обратных мицеллах и золь-гель метода [14,15]. Наночастицы выросли в растворе обратных мицелл, содержащем нитраты железа и индия. Аттестацию наночастиц проводили методами масс-спектрометрии, просвечивающей электронной микроскопии, рентгеновской дифракции [14,15]. Наночастицы имеют орторомбическую кристаллическую структуру с четырьмя неэквивалентными катионными позициями ионов Fe^{3+} . Одна из них имеет тетраэдрическое окружение, а три другие – октаэдрическое окружение. Ионы индия являются примесью замещения и встраиваются в октаэдрические позиции ионов железа.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены температурные зависимости намагниченности наночастиц $\epsilon\text{-In}_{0.04}\text{Fe}_{1.96}\text{O}_3$, измеренные в режиме охлаждения и нагревания. При понижении температуры наблюдается рост намагниченности, который сменяется резким падением при температуре $T_{\text{SR}} = 150$ К. В сравнительно

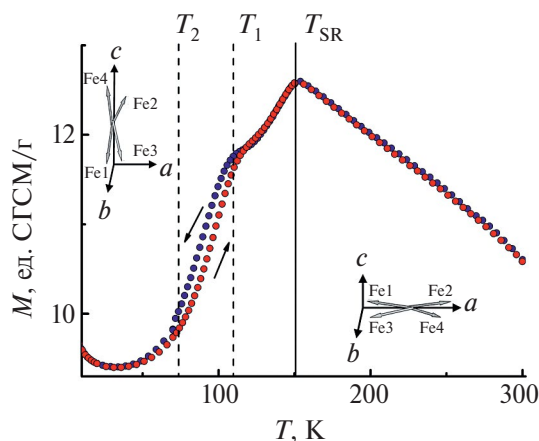


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности наночастиц $\epsilon\text{-In}_{0.04}\text{Fe}_{1.96}\text{O}_3$, измеренные при охлаждении (синие символы) и нагревании (красные символы). Сплошной вертикальной линией обозначена температура спин-переориентационного перехода $T_{\text{SR}} = 150$ К. Пунктирными вертикальными линиями обозначены температуры T_1 и T_2 , соответствующие области метастабильного состояния сосуществования обеих фаз. Стрелками указаны направления изменения температуры. На врезках схематически изображены направления намагниченности каждой из подрешеток железа относительно кристаллографических осей в каждой из фаз.

узком интервале температур $T = 75\text{--}150$ К намагниченность образца уменьшается почти до нуля (рис. 1). При повышении температуры образец принимает исходное значение намагниченности при более высоких температурах, т.е. наблюдается температурный гистерезис. Гистерезисные явления, сопровождающие образование зародышей другой фазы и протекание фазовых превращений с конечной скоростью, характерны для фазовых переходов первого рода. Интервал температур $T = 75\text{--}125$ К, где наблюдается температурный гистерезис, соответствует области сосуществования метастабильных состояний. Зародышами новой фазы обычно служат доменные стенки, так как в них всегда имеются участки, в которых направление намагниченности совпадает с таковым в новой фазе.

К настоящему времени наблюдаемый магнитный фазовый переход из высокотемпературной фазы (ВТФ) с высоким значением намагниченности в низкотемпературную фазу (НТФ) с низким значением намагниченности был описан в рамках различных подходов и приближений [11, 13, 17]. Ключевым из них является магнитодинамический подход, согласно которому наблюдаемый магнитный фазовый переход есть спин-переориентационный переход. Этот переход характеризуется тем, что при изменении температуры, меняется ориентация намагниченности относительно кристаллографических осей (осей легкого намагничивания). В общем случае имеют место быть три возможные фазы. Две коллинеарные фазы с $\theta = 0, \pi$, $K_1 \geq 0$ (ВТФ) и $\theta = \pi/2, 3\pi/2$, $K_1 + 2K_2 \leq 0$ (НТФ) с анизотропией типа легкая ось и легкая плоскость, соответственно [18]. И угловая фаза с $\sin^2\theta = -K_1/2K_2$, $K_1 < 0$ и $K_1 + 2K_2 \geq 0$ с анизотропией типа конус осей легкого намагничивания [18]. Здесь θ – угол, задающий ориентацию вектора намагниченности в кристалле, K_1 и K_2 – первая и вторая константы магнитной анизотропии. Если при изменении температуры K_1 изменяет знак, а $K_2 > 0$, то в кристалле могут существовать обе коллинеарные фазы и угловая фаза. Спиновая переориентация происходит в виде двух фазовых переходов второго рода. При $K_2 < 0$ угловая фаза является неустойчивой, и температурные области существования коллинеарных фаз перекрываются (рис. 2).

Спиновая переориентация происходит в виде одного фазового перехода первого рода. Изменение знака констант анизотропии $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при изменении температуры связывают с конкуренцией вкладов одноионной и диполь-дипольной анизотропий, имеющих различную температурную зависимость [13].

Другим фундаментальным подходом является термодинамический, который будет рассмотрен ниже. Для этого воспользуемся моделью Слехтера

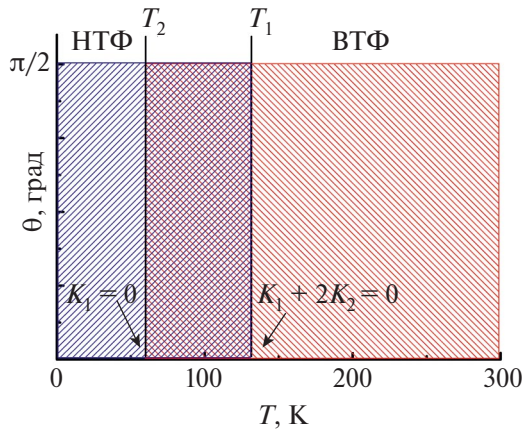


Рис. 2. Схема фазовой диаграммы наночастиц $\epsilon\text{-In}_{0.04}\text{Fe}_{1.96}\text{O}_3$ в координатах (θ, T) . Области с наклонной штриховкой соответствуют каждой из фаз (ВТФ и НТФ). Вертикальными линиями обозначены температуры T_1 и T_2 , соответствующие области метастабильного сосуществования обеих фаз. Этой области соответствует перекрестная штриховка. Перекрывающиеся границы областей сосуществования фаз при температурах T_1 и T_2 задаются выражениями $K_1(T_2) = 0$ и $K_1(T_1) + 2K_2 = 0$ (см. врезки).

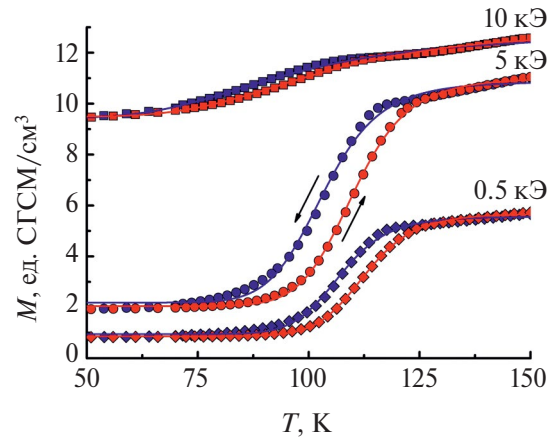


Рис. 3. Фрагменты температурных зависимостей намагниченности наночастиц $\epsilon\text{-In}_{0.04}\text{Fe}_{1.96}\text{O}_3$ в окрестности температурного гистерезиса, измеренные в различных магнитных полях. Стрелками указаны направления изменения температуры. Сплошными линиями показаны аппроксимации.

и Дрикамера [19], обычно применяемой для описания термодинамики перехода из низкоспинового в высокоспиновое состояние ионов переходных металлов при спин-кроссовере. В работе Сликтера и Дрикамера энергия Гиббса записывается в виде [19]:

$$G = (1 - \gamma)G_{\text{LT}} + \gamma G_{\text{HT}} - TS_{\text{mix}} + g_{\text{int}}. \quad (1)$$

Здесь G_{LT} и G_{HT} – потенциалы Гиббса НТФ и ВТФ, соответственно; γ – приведенное количество ВТФ; T – температура; $S_{\text{mix}} = -k_B[\gamma \ln \gamma + (1 - \gamma) \ln(1 - \gamma)]$ – конфигурационная энтропия (k_B – постоянная Больцмана); $g_{\text{int}} = \Gamma \gamma(1 - \gamma)$ – энергия взаимодействия (Γ – параметр взаимодействия). Уравнение равновесия фаз получается приравниванием к нулю производной энергии Гиббса по параметру γ :

$$\frac{dG}{d\gamma} = -G_{\text{LT}} + G_{\text{HT}} + (1 - 2\gamma) - k_B T \ln \left(\frac{1 - \gamma}{\gamma} \right) = 0 \quad (2)$$

или

$$\Delta H - T\Delta S + (1 - 2\gamma) - k_B T \ln \left(\frac{1 - \gamma}{\gamma} \right) = 0, \quad (3)$$

где ΔH и ΔS – изменение энтальпии и энтропии при магнитном фазовом переходе. Решая уравнение (3) допустив, что $\Gamma \rightarrow 0$, можно записать уравнение, описывающее зависимость $\gamma(T)$:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \exp \left[\Delta H \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{1/2}} \right) \right]}, \quad (4)$$

где $T_{1/2} = \Delta H / \Delta S$ – температура, при которой $\gamma = 0.5$ (равновесие между НТФ и ВТФ).

Температурная зависимость намагниченности $M(T)$ определяется вкладами намагниченностей НТФ и ВТФ:

$$M(T) = (1 - \gamma)M_{\text{LT}} + \gamma M_{\text{HT}}, \quad (5)$$

где M_{LT} и M_{HT} – намагниченности НТФ и ВТФ, соответственно. Значения M_{LT} и M_{HT} в узком диапазоне температур магнитного фазового перехода можно принять постоянными.

Таблица 1. Термодинамические характеристики спин-переориентационного фазового перехода в наночастицах $\epsilon\text{-In}_{0.04}\text{Fe}_{1.96}\text{O}_3$.

	$T_{1/2_1}$, К	$T_{1/2_2}$, К	ΔT , К	ΔH , кДж/моль
0.5 кЭ	107.1	112.7	5.6	4.1
5 кЭ	103.4	110.2	6.8	13.9
10 кЭ	95.1	103.5	8.4	17.5

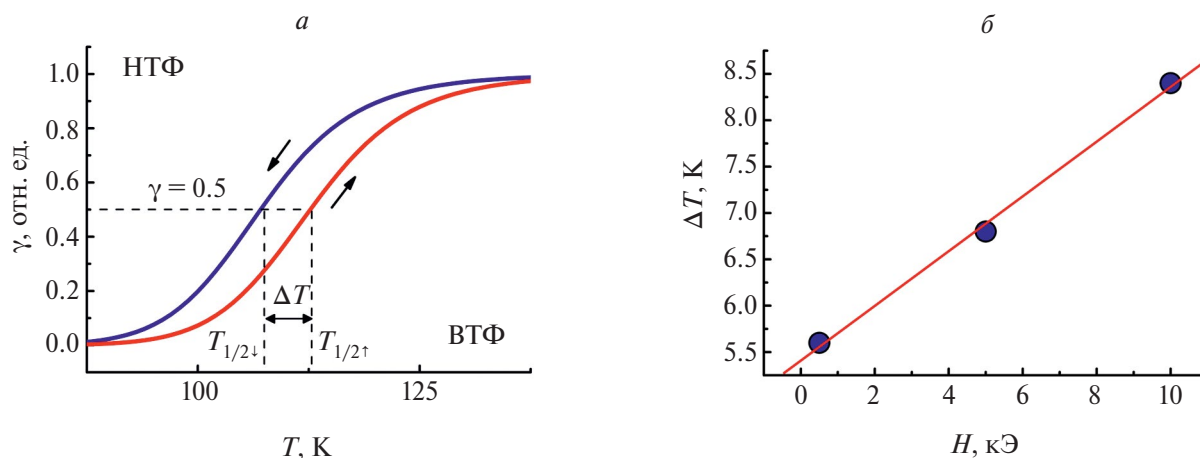


Рис. 4. Фазовая диаграмма наночастиц $\epsilon\text{-In}_{0.04}\text{Fe}_{1.96}\text{O}_3$ в координатах (γ, T) . Стрелками указаны направления изменения температуры. Вертикальными пунктирными линиями обозначены температуры $T_{1/2\downarrow}$ и $T_{1/2\uparrow}$, при которых $\gamma = 0.5$ (отмечено горизонтальной пунктирной линией) соответствует равновесию ВТФ и НТФ. Разность $T_{1/2\uparrow} - T_{1/2\downarrow}$ есть ширина температурного гистерезиса спиновой переориентации ΔT . Полевая зависимость смещения температуры спиновой переориентации $\Delta T(H)$. Сплошной линией показана аппроксимация линейной функцией.

На рис. 3 представлены фрагменты температурных зависимостей намагниченности наночастиц $\epsilon\text{-In}_{0.04}\text{Fe}_{1.96}\text{O}_3$ в окрестности температурного гистерезиса, измеренные в различных магнитных полях. Сплошными линиями показана аппроксимация с помощью выражения (5). Из аппроксимации были определены значения намагниченностей $M_{\text{ЛТ}}$ и $M_{\text{НТ}}$, энтальпии и энтропии, а также другие термодинамические характеристики обсуждаемого спин-переориентационного перехода, регистрируемого в различных магнитных полях (табл. 1).

На рис. 4а приведен пример температурной зависимости γ , установленной из аппроксимации. Из табл. 1 следует, что под влиянием магнитного поля напряженность H происходит линейное смещение температур переориентации $\Delta T(H) \sim H$ (рис. 4б), в согласии с теоретическими представлениями [18].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерения магнитных свойств в области спиновой переориентации обнаруживают температурный гистерезис при охлаждении и нагревании наночастиц $\epsilon\text{-In}_{0.04}\text{Fe}_{1.96}\text{O}_3$, характерный для фазового перехода первого рода. Разделены вклады высокотемпературной фазы с высоким значением намагниченности и низкотемпературной фазы с низким значением намагниченности в суммарную намагниченность наночастиц $\epsilon\text{-In}_{0.04}\text{Fe}_{1.96}\text{O}_3$. Установлены основные термодинамические закономерности магнитного фазового перехода. Определены энтальпии и энтропии, а также другие термодинамические характеристики спин-переориентационного перехода, регистрируемого

в различных магнитных полях. Обнаружено, что спин-переориентационный переход является магниточувствительным.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания № FFSG-2024-0009. Авторы признательны Р.Б. Моргунову за предоставленные образцы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Machala L., Tucek J., Zboril R. // Chem. Mater. 2011. V. 23. No. 14. P. 3255.
2. Zboril R., Mashlan M., Petridis D. // Chem. Mater. 2002. V. 14. No. 3. P. 969.
3. Namai A., Sakurai S., Nakajima M. et al. // J. Amer. Chem. Soc. 2009. V. 131. No. 3. P. 1170.
4. Namai A., Yoshikiyo M., Yamada K. et al. // Nature Commun. 2012. V. 131. Art. No. 1035.
5. Peeters D., Barreca D., Carraro G. et al. // J. Phys. Chem. C. 2014. V. 118. No. 22. P. 11813.
6. Kubickova L., Brazda P., Veverka M. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 480. No. 15. P. 154.
7. Li J.G., Fornasieri G., Bleuzen A. et al. // Chem. Nano Mater. 2019. V. 4. No. 11. P. 1168.
8. Tanskanen A., Karppinen M. et al. // Phys. Stat. Solidi (RRL). 2018. V. 12. No. 12. Art. No. 1800390.
9. Kralovec K., Havelek R., Koutova D. et al. // J. Biomed. Mater. Res. A. 2020. V. 108. No. 7. P. 1563.
10. Gich M., Frontera C., Roig A. et al. // Nanotechnology. 2006. V. 17. No. 3. P. 687.
11. Tucek J., Zboril R., Namai A., Ohkoshi S. // Chem. Mater. 2010. V. 22. No. 24. P. 6483.

12. Tokoro H., Namai A., Ohkoshi S. // Dalton Trans. 2021. V. 50. No. 2. P. 452.
13. Sakurai S., Jin J., Hashimoto K., Ohkoshi S. // J. Phys. Soc. Japan. 2005. V. 74. No. 7. P. 1946.
14. Sakurai S., Kuroki S., Tokoro H. et al. // Adv. Funct. Mater. 2007. V. 17. No. 14. P. 2278.
15. Yamada K., Tokoro H., Yoshikiyo M. et al. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. No. 7. P. 2278.
16. Dmitriev A.I., Tokoro H., Ohkoshi S., Morgunov R.B. // Low Temp. Phys. 2015. V. 41. No. 20. P. 20.
17. Gich M., Roig A., Frontera C. et al. // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. No. 4. Art. No. 044307.
18. Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. // УФН. 1976. Т. 119. № 7. С. 447; Belov K.P., Zvezdin A.K., Kadomtseva A.M., Levitin R.Z. // Sov. Phys. Usp. 1976. V. 19. No. 7. P. 574.
19. Slichter C.P., Drickamer H.G. // J. Chem. Phys. 1972. V. 56. No. 5. P. 2142.

Magnetism and magnetic phase transition in nanowires of diamagnetically diluted superstrong magnets ϵ -In_{0.04}Fe_{1.96}O₃

A.I. Dmitriev^{1, *}, M.S. Dmitrieva¹

¹Federal Research Center of Problems of Chemical Physics and Medicinal Chemistry of the Russian Academy of Science, Chernogolovka, 142432 Russia

*e-mail: aid@icp.ac.ru

The temperature dependences of the magnetization of ϵ -In_{0.04}Fe_{1.96}O₃ nanoparticles were measured in the cooling and heating regimes. At a temperature of 150 K, a sharp drop in their magnetization is observed. Evidence is obtained that the observed magnetic phase transition is accompanied by a reversal of the magnetization due to a first-order spin-reorientation transition. The experimental results are described in terms of the thermodynamic approach.

Keywords: nanoparticles, iron (III) oxide epsilon phase, magnetic anisotropy, spin-reorientation transition, entropy.

УДК 537.622.4:621.318.122

УПРАВЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ InGaAs/GaAs/ δ -Mn

© 2024 г. С. В. Зайцев¹, *

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук», Черноголовка, Россия

*E-mail: szaitsev@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Изучено влияние электрического напряжения на циркулярную поляризацию излучения в светодиодных структурах с квантовой ямой InGaAs/GaAs и отдаленным от нее δ -слоем магнитной примеси Mn (спейсер $d_s = 2 - 5$ нм) в слабом магнитном поле. Ослабление циркулярной поляризации с ростом приложенного напряжения свидетельствует о существенном вкладе стационарного механизма поляризации носителей обменным полем δ -Mn-слоя.

DOI: 10.31857/S0367676524020125, EDN: RROJAK

ВВЕДЕНИЕ

После открытия полупроводниковых ферромагнитных (ФМ) соединений (Ga, Mn)As с температурой Кюри $T_C \sim 170$ К при оптимальных концентрациях марганца $x_{Mn} \sim 5-8$ ат.%, предпринималось множество попыток интегрировать их в различные оптоэлектронные устройства [1]. Однако прямое внедрение магнитных ионов Mn в квантовую яму (КЯ) – активную область большинства приборов на основе III–V соединений приводит к гашению фотолюминесценции (ФЛ) при $x_{Mn} > 0.05$ ат.%, что связано с дефектами, возникающими при низкотемпературном росте легированных атомами Mn слоев (In, Ga)As. Высокотемпературный рост приводит к распаду твердого раствора и появлению ФМ кластеров MnAs или Mn_xGa_{1-x} [1], что не позволяет равновесно растить слои GaAs: Mn с $x_{Mn} > 0.1$ ат.%. В работе [2] была предложена гибридная структура ферромагнетик-полупроводник. В настоящее время имеется несколько удачных реализаций подобных ФМ наноструктур на основе GaAs, в которых КЯ отделена от ультратонкого ФМ слоя магнитной примеси марганца (δ -Mn-слоя) туннельно-прозрачным узким спейсером GaAs толщиной $d_s = 2-10$ нм [3–5]. Заметная степень циркулярной поляризации ФЛ $P_C \sim 10-30\%$ в таких ФМ структурах достигается ниже температуры Кюри $T_C \sim 35$ К уже в слабом внешнем магнитном поле $B \sim 0.1$ Тл, а зависимость $P_C(B)$ повторяет поведение намагниченности ФМ слоя и показывает гистерезис поляризации, тогда как в немагнитных структурах $P_C < 1\%$ вплоть до $B = 5$ Тл [5,6]. Долгое время общепринятой являлась модель обменного p - d

взаимодействия дырок в КЯ со спинами магнитной примеси в туннельно-близком ФМ слое [1–4], что должно приводить к существованию равновесной спиновой поляризации носителей в КЯ. Как следствие, циркулярная поляризация ФЛ также поляризована. Однако в экспериментах с импульсным возбуждением [5,6] были получены данные, указывающие на альтернативный, динамический механизм поляризации, при этом $P_C(t)$ практически линейно нарастает со временем в течение импульса свечения (рис. 1а). В теоретической работе [7] был обоснован механизм развития динамической спиновой поляризации электронов в КЯ вследствие их спин-зависимого захвата на поляризованные донорные состояния междоузельного Mn внутри ФМ δ -слоя. Впоследствии в работе [8] было показано, что в структурах с узким спейсером $d_s \leq 3$ нм одновременно работают оба режима поляризации носителей: (i) динамический спин-зависимый туннельный захват на дефекты в соседнем δ -слое Mn и (ii) статический равновесный p - d обмен дырок с этим же ФМ δ -Mn-слоем. Поэтому исследование механизмов и закономерностей спиновой поляризации в ФМ структурах является важным направлением в современной спинтронике.

В настоящей работе исследована возможность управления поляризацией излучения светодиодных структур InGaAs/GaAs/ δ -Mn посредством внешнего электрического напряжения в слабом постоянном магнитном поле. Установлено ослабление величины циркулярной поляризации с ростом приложенного напряжения, что подтверждает существенный вклад стационарного механизма

Таблица 1. Параметры исследованных структур.

Номер структуры	спейсер d_s , нм	содержание индия в КЯ, x	ростовой номер
1	3	0.2	4840
2	2	0.1	5168
3	5	0.1	5169

поляризации носителей вследствие их обменной связи с δ -Mn-слоем в структурах с узким спейсером.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследованные светодиодные структуры с КЯ GaAs/InGaAs/GaAs и пространственно-близким δ -Mn-слоем были выращены комбинированным методом металлоорганической гидридной эпитаксии (МОСГЭ) и лазерного распыления [4,8]. Общая схема структуры приведена на рис. 1а. Структуры содержат слой КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.1 - 0.2$) толщиной 10 нм и спейсерный слой GaAs $d_s = 2 - 5$ нм между КЯ и δ -Mn-слоем (см. табл. 1). Верхний покровный слой GaAs имел толщину ~ 30 нм. На последнем этапе методом электронно-лучевого осаждения наносились тонкий слой диэлектрика SiO_2 (толщина ~ 1 нм) и тонкая полупрозрачная пленка золота (толщина ~ 20 нм) для формирования верхнего электрического контакта. Для сравнения была выращена структура #3 с пленкой золота непосредственно на покровном слое GaAs (без слоя SiO_2) для создания контакта Шоттки. К обратной стороне структур формировался базовый омический контакт путем искрового вжигания Sn фольги (для n -GaAs). Номинальная толщина δ -Mn-слоя составляла $Q_{\text{Mn}} \approx 0.3$ монослоя (МС), что соответствует чрезвычайно высокой поверхностной плотности N_{Mn} ионов Mn (в GaAs 1 МС = $6.3 \cdot 10^{14}$ см^{-2}). В силу δ -легирования акцепторными слоями δ -Mn и δ -C в таких структурах КЯ содержит 2D-газ с высокой концентрацией дырок $p \sim 10^{12}$ см^{-2} при низких температурах $T \sim 4$ К [16,19]. Структура #1 дополнительно имела нижний δ -C-слой ниже КЯ для повышения концентрации дырок. Отметим, что в силу легирования подложки в диодных структурах невозможны транспортные измерения в плоскости и прямое определение концентрации носителей в КЯ.

На полученных структурах исследовались зависимости степени циркулярной поляризации ФЛ от внешнего электрического напряжения в постоянном слабом магнитном поле. Постоянное электрическое напряжение прикладывалось между пленкой золота (верхний контакт) и легированной подложкой (рис. 1). Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности структур (геометрия Фарадея). ФЛ возбуждалась диодным лазером

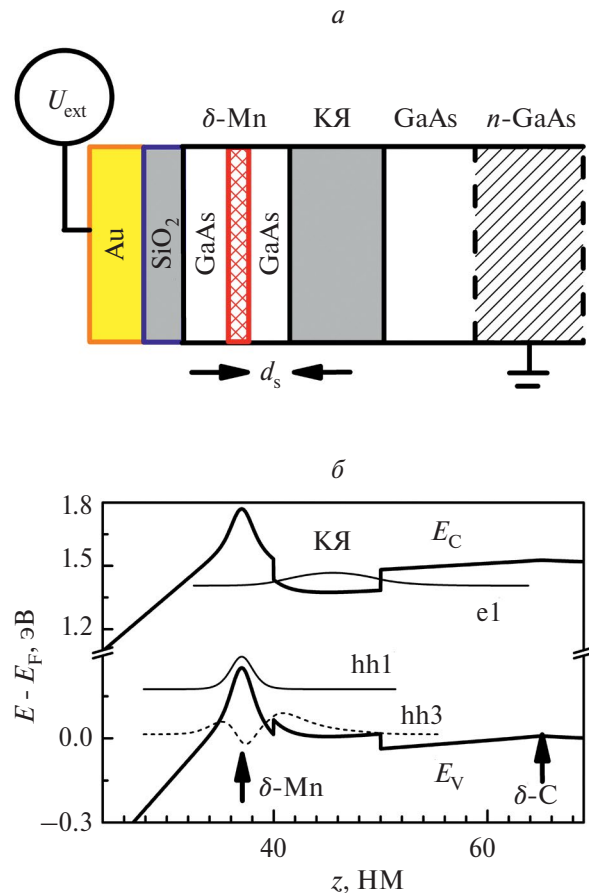


Рис. 1. Схема диодной структуры n -GaAs/InGaAs/GaAs/ δ -Mn/GaAs (а). Пример расчета зонной схемы структуры #1 с КЯ и отделенным от нее акцепторным δ -Mn-слоем высокой плотности (б) (детали см. в работе [11]).

мощностью $P_L = 40$ мВт (длина волны $\lambda_L = 640$ нм) со стороны полупрозрачной пленки Au, а регистрировалась со стороны подложки с помощью CCD-камеры на монохроматоре со спектральным разрешением ~ 0.05 мэВ. Для возбуждения всегда использовался линейно-поляризованный лазер для исключения эффектов оптической ориентации. Сфокусированное на образце лазерное пятно имело диаметр ~ 100 мкм. Циркулярно-поляризованные ФЛ исследовались стандартным образом с использованием линейного поляризатора и четвертьволновой пластинки. Степень циркулярной поляризации определялась как $P_C(B) = (I_+ - I_-) / (I_+ + I_-)$, где I_+ (I_-) – интенсивности компонент с правой (левой) поляризацией, полученные путем интегрирования части спектра, соответствующей оптическому переходу в КЯ. Измерения циркулярной поляризации ФЛ были выполнены в криостате со сверхпроводящим соленоидом в жидкого гелии под откачкой в слабом магнитном поле $B = 0.3$ Тл при температуре $T \approx 2$ К.

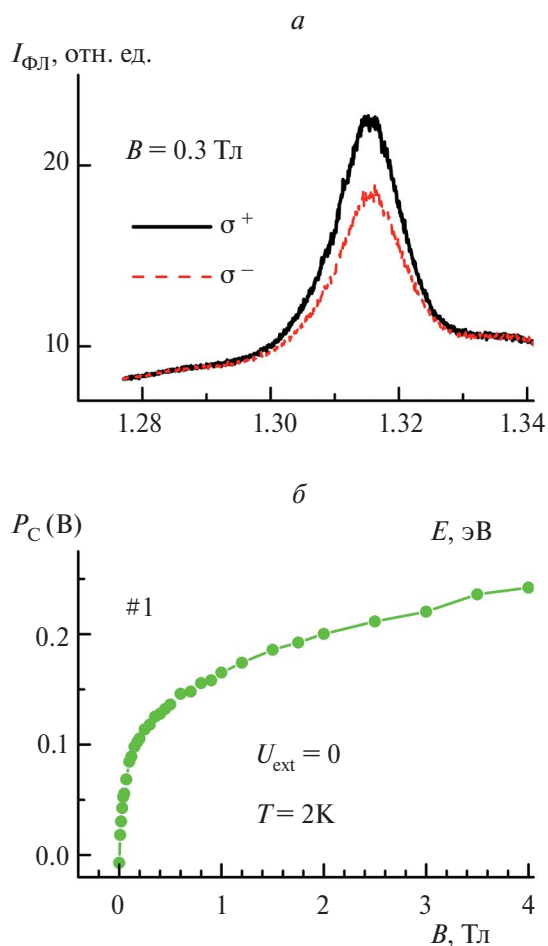


Рис. 2. Циркулярно-поляризованные спектры ФЛ структуры #1 при $B = 0.3$ Тл и внешнем электрическом напряжении $U_{\text{ext}} = 0$, $T = 2$ К (а). Зависимость степени циркулярной поляризации $P_C(U_{\text{ext}})$ для линии КЯ структуры #1 при $U_{\text{ext}} = 0$ и $T = 2$ К (б).

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2а показана низкоэнергетическая часть спектра ФЛ (ниже межзонных переходов в барьере GaAs) при низкой температуре $T = 2$ К для структуры #1 (спейсер $d_s = 3$ нм). Линия КЯ отвечает излучательной рекомбинации фотовозбужденных электронов, релаксировавших в КЯ, и дырок, находящихся в КЯ в силу δ -легирования акцепторными слоями δ -Mn и δ -C. Полуширина линий ФЛ более 10 мэВ, что свидетельствует о высокой степени беспорядка в КЯ, присущей структурам, выращенным методом газофазной эпитаксии. Во внешнем магнитном поле линия КЯ изучаемых структур с ФМ δ -Mn-слоем частично поляризована (рис. 2а).

Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации $P_C(B)$ оптического перехода в КЯ имеют два характерных участка (рис. 2б): уча-

сток быстрого роста в малых полях $B = 0 - 0.2$ Тл и участок значительно более медленного изменения в высоких полях $B > 0.3$ Тл. Такая зависимость характерна для структур GaAs/ δ -Mn с осью легкого намагничивания ФМ δ -Mn-слоя в плоскости КЯ, а поле $B_0 \sim 0.3$ Тл соответствует полному выходу намагниченности δ -слоя из плоскости и повороту ее в нормальное положение [1,3,4]. Значение $P_C(B_0) \sim 5-30\%$ в структурах с δ -слоем Mn существенно выше, чем в контрольных немагнитных структурах, в которых $P_C(B) < 1\%$ вплоть до $B = 5$ Тл [3,4]. На начальном этапе исследований считалось, что сильная циркулярная поляризация оптического перехода в этих структурах обусловлена спиновой поляризацией дырок в КЯ, возникающей в результате их обменного p - d взаимодействия с ионами Mn в δ -слое. Эффективность такого обменного взаимодействия определяется перекрытием волновых функций, концентрацией дырок и атомов Mn в δ -слое [3-5]. Зависимость $P_C(B_0)$ от ширины спейсера d_s была также детально изучена в работе [9]. Как и следовало ожидать для туннельной связи дырок из КЯ с близким ФМ δ -слоем Mn, увеличение d_s ведет к быстрому падению $P_C(B_0)$. С другой стороны, уменьшение спейсера до $d_s = 2 - 3$ нм приводит к сильному подавлению интенсивности ФЛ, что связано с диффузионным проникновением атомов Mn в КЯ при росте, поэтому в таких структурах для эффективного возбуждения ФЛ приходится использовать импульсные лазеры. В этих экспериментах с импульсным возбуждением [5,6] были получены данные, указывающие на альтернативный, динамический механизм поляризации, когда поляризация $P_C(t)$ нарастает практически линейно со временем в течение импульса свечения КЯ, стартуя с $P_C(t = 0) = 0$. Фактически, наблюдение в эксперименте $P_C(t = 0) \approx 0$ в начальный момент после лазерного импульса свидетельствует о том, что резидентные дырки в КЯ в фоновом режиме деполаризованы, что противоречит стационарной модели спиновой поляризации носителей в КЯ посредством обменного взаимодействия с ионами Mn в δ -слое. Теоретически динамический механизм спиновой поляризации носителей в КЯ как следствие спин-зависимого туннельного ухода фотовозбужденных электронов из КЯ и их рекомбинации на поляризованных примесных донорных состояниях междоузельного Mn₁ в ФМ слое был рассмотрен и обоснован в работе [7]. В то же время оказалось, что при определенном наборе параметров структуры можно наблюдать одновременное проявление статического и динамического механизма поляризации в структурах с узким спейсером $d_s = 3$ нм [8].

Поскольку внешнее электрическое напряжение непосредственно влияет на интенсивность и поляризацию ФЛ, изменяя перекрытия волновых функций электронов и дырок в КЯ [10], было исследовано влияние электрического напряжения на

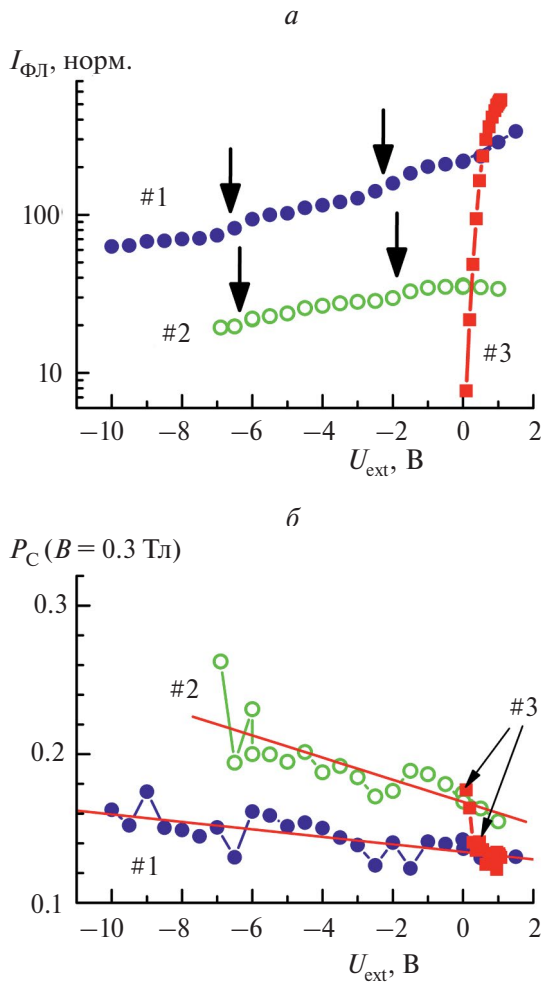


Рис. 3. Зависимости интенсивности ФЛ от внешнего электрического напряжения U_{ext} для всех структур при $T = 2$ К и $B = 0.3$ Тл (а). Стрелками отмечены особенности (см. текст). Зависимости степени циркулярной поляризации $P_C(U_{\text{ext}})$ для линии КЯ в поле $B = 0.3$ Тл (б). Прямые линии для структур #1 и #2 – результаты линейной аппроксимации.

эти параметры излучения в структурах δ -Mn-слоем. На рис. 3 показаны зависимости интенсивности ФЛ $I_{\text{ФЛ}}(U_{\text{ext}})$ и степени циркулярной поляризации $P_C(U_{\text{ext}})$ от внешнего электрического напряжения U_{ext} для линии КЯ в поле $B = 0.3$ Тл. Из рис. 3а видно, что интенсивность $I_{\text{ФЛ}}(U_{\text{ext}})$ во всех структурах монотонно растет с ростом U_{ext} , при этом наиболее сильный рост происходит в структуре #3 с контактом Шоттки. Зависимости поляризации от U_{ext} в целом демонстрируют также монотонное поведение – падение $P_C(U_{\text{ext}})$ с ростом U_{ext} (линейная аппроксимация на рис. 3б). Например, в структуре #2 поляризация падает от $P_C \sim 0.25$ до 0.16 при изменении U_{ext} от -7 до $+1.5$ вольт. При $U_{\text{ext}} > 1.5$ в этих структурах происходит инжекция дырок и возникает электролюминесценция [9]. Электрическое напряжение при измерениях ограничивалось так,

чтобы протекающий ток не превышал значения 30 мА во избежание пережигания диода.

Переходя к обсуждению полученных результатов, необходимо обратиться к зонной схеме структуры с положительно заряженным акцепторным δ -Mn-слоем (рис. 1б). Детали расчета зонной схемы таких структур см. в работе [11]. Из рисунка видно, что наличие δ -слоя высокой плотности ($N_{\text{Mn}} \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) приводит к сильному перекоосу зон вблизи КЯ так, что две первые волновые функции дырок ($hh1$ и $hh2$) локализованы полностью в δ -слое. В КЯ локализован только последний заполненный уровень дырок $hh3$ с концентрацией $p \sim 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а его волновая функция существенно сдвинута в сторону δ -Mn-слоя. Для фотовозбужденных электронов наоборот, волновая функция $e1$ сдвинута в противоположную сторону, так что их перекрытие с δ -слоем на два порядка слабее [11]. Поскольку разрыв зон для дырок меньше, а их масса значительно больше, для них эффект асимметрии выражен сильнее (рис. 1б). Отметим, что расчеты зонной схемы структур с акцепторным δ -Mn-слоем высокой плотности весьма чувствительны к плотности ионов Mn и степени самокомпенсации акцепторных и дефектных донорных состояний Mn в δ -слое [11], однако эффект сильной асимметрии зон возле КЯ является их общей чертой. Положительный прирост электрического напряжения $\Delta U_{\text{ext}} > 0$ приводит к движению вниз обеих зон $\Delta E_{c,v} = e \times \Delta U_{\text{ext}} < 0$ со стороны верхнего контакта, к симметризации волновых функций электронов и дырок в КЯ и к усилению их взаимного перекрытия, что подтверждает расчет. Следовательно, интенсивность основного перехода в КЯ ($e1$ - $hh3$) должна возрастать, что и наблюдается в эксперименте (рис. 3а).

Поляризация основного перехода в КЯ обусловлена спиновой поляризацией носителей в КЯ и в модели стационарного механизма обменного p - d взаимодействия определяется перекрытием волновых функций дырок со спинами магнитной примеси в ФМ δ -слое, которое ослабляется при $\Delta U_{\text{ext}} > 0$. В эксперименте поляризация $P_C(U_{\text{ext}})$ с ростом U_{ext} падает (рис. 3б), что свидетельствует о значительном вкладе этого механизма поляризации дырок в обменном поле близлежащего δ -Mn-слоя. Что касается альтернативного динамического механизма поляризации [7], то получаемое в расчете усиление перекрытия волновых функций электронов с δ -Mn-слоем при $\Delta U_{\text{ext}} > 0$ в эксперименте не приводит к ожидаемому в этой модели росту $P_C(U_{\text{ext}})$. Это указывает на слабость данного механизма поляризации, обусловленного спин-зависимым уходом фотовозбужденных электронов из КЯ на поляризованные донорные состояния междоузельного Mn в ФМ δ -слое. Таким образом, знак изменения поляризации при $\Delta U_{\text{ext}} > 0$ позволяет определить доминирующий механизм поляризации

ФЛ в светодиодных структурах InGaAs/GaAs/ δ -Mn с узким спейсером $d_s = 2-5$ нм.

Интересно, что наиболее сильное изменение $P_C(U_{\text{ext}})$ происходит также в структуре #3 при низком напряжении $U_{\text{ext}} \rightarrow 0$ (рис. 3б). В этой структуре при $U \leq 0.19$ В поляризация значительно больше, чем при $U > 0.25$ В, однако низкий уровень сигнала ФЛ и сложности вычитания фона приводят к большой ошибке для P_C ($\geq 50\%$), что указывает на необходимость более тщательных измерений в этом диапазоне. По-видимому, разница в поведении $P_C(U_{\text{ext}})$ в структурах с диэлектрическим барьером и с контактом Шоттки связана с разницей зонной схемы двух типов структур и ее изменения под действием электрического напряжения. Отметим, что в зависимостях $P_C(U_{\text{ext}})$ имеются некоторые особенности (отмечено стрелками на рис. 3), такие, как сильные шумы (при $U_{\text{ext}} \approx -7$ и -2 В в структуре #1) или отклонение от монотонности, которые коррелируют с замедлением роста интенсивности $I_0(U_{\text{ext}})$ (при $U_{\text{ext}} \approx -2$ В в структуре #2). Предположительно, эти особенности связаны с перестройкой уровней энергии дырок в КЯ с ростом U_{ext} , что требует реалистичных самосогласованных расчетов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в светодиодных структурах, содержащих ультратонкий ФМ слой марганца (δ -Mn-слой) и квантовую яму GaAs/InGaAs/GaAs, исследовано влияние электрического напряжения на циркулярную поляризацию люминесценции КЯ. Найдено, что в структурах с узким спейсером $d_s \leq 5$ нм циркулярная поляризация излучения в постоянном слабом магнитном поле $B \sim 0.3$ Тл зависит от внешнего электрического напряжения. Возможность такого управления и знак изменения поляризации в зависимости от напряжения свидетельствуют также о значительном вкладе равновесного

механизма поляризации носителей в обменном поле близлежащего ферромагнитного δ -слоя Mn.

Автор благодарит М.В. Дорохина и Б.Н. Звонкова за предоставленные образцы.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dietl T., Ohno H.* // Rev. Mod. Phys. 2014. V. 86. P. 187.
2. *Захарченя Б.П., Корнев В.Л.* // УФН. 2005. Т. 175. С. 629; *Zakharchenya B.P., Korenev V.L.* // Phys. Usp. 2005. V. 48. P. 603.
3. *Myers R.C., Gossard A.C., Awschalom D.D.* // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. Art. No. 161305(R).
4. *Зайцев С.В., Дорохин М.В., Бричкин А.С. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. С. 730; *Zaitsev S.V., Dorokhin M.V., Brichkin A.S. et al.* // JETP Lett. 2010. V. 90. P. 658.
5. *Korenev V.L., Akimov I.A., Zaitsev S.V. et al.* // Nature Commun. 2012. V. 3. P. 959.
6. *Akimov I.A., Korenev V.L., Sapega V.F. et al.* // Phys. Stat. Solidi B. 2014. V. 251. P. 1663.
7. *Rozhansky I.V., Denisov K.S., Averkiev N.S. et al.* // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. Art. No. 125428.
8. *Зайцев С.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 4. С. 537; *Zaitsev S.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 4. P. 443.
9. *Zaitsev S.V., Kulakovskii V.D., Dorokhin M.V. et al.* // Physica E. 2009. V. 41. P. 652.
10. *Brum J.A., Bastard G.* // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. Art. No. 3893.
11. *Зайцев С.В.* // ФНТ. 2012. Т. 38. № 5. С. 513; *Zaitsev S.V.* // Low Temp. Phys. 2012. V. 38. No. 5. P. 399.

Control of the light polarization in ferromagnetic diode structures InGaAs/GaAs/ δ -Mn

S. V. Zaitsev^{1,*}

¹*Institute of Solid-State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*

**e-mail: szaitsev@issp.ac.ru*

Electric-field influence on the polarization of the quantum well photoluminescence is studied in the diode structures InGaAs/GaAs/ δ -Mn with narrow GaAs spacer $d_s = 2-5$ nm at small magnetic field. Weakening of the circular polarization degree with increasing electric-field evidence about significant contribution of the stationary mechanism of the carriers polarization due to their exchange coupling with a nearby ferromagnetic δ -Mn-layer.

УДК 537.311.322:535.37:535-47

ЭФФЕКТ ШТАРКА В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ МОНОСЛОЯ MoSe₂

© 2024 г. А. В. Черненко¹, *, А. С. Бричкин¹, Г. М. Голышков¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук», Черноголовка, Россия

*E-mail: chernen@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Исследовано влияние вертикального электрического поля на фотолюминесценцию инкапсулированного гексагональным нитридом бора монослоя MoSe₂. В спектрах наблюдается квадратичный от приложенной разности потенциалов сдвиг линий фотолюминесценции экситонов и трионов, а также изменения их интенсивности. Найдено, что величина шарковского сдвига заметно превосходит предсказанную теоретически. Обнаружено, что энергетическое расстояние между линиями триона и экситона в спектрах меняется с величиной внешнего поля, что связано с зависимостью плотности свободных носителей заряда в монослое от поля. Этот эффект позволил определить плотность свободных носителей заряда в монослое, которая меняется с полем и лежит в диапазоне от 0.3–3.4·10¹² см⁻².

DOI: 10.31857/S0367676524020132, EDN: RRLNPU

ВВЕДЕНИЕ

Приложение перпендикулярного плоскости гетероструктур электрического поля является эффективным инструментом, позволяющим менять их свойства, в частности, плотность свободных носителей заряда, энергии связи экситонов, трионов, положение линий в спектре.

Влияние вертикального электрического поля на свойства экситонов в свободных и инкапсулированных монослоях дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) исследовалось в ряде работ [1–4]. Оказалось, что величина поляризуемости экситонов, найденная в этих работах, характеризуется достаточно большим разбросом. В некоторых случаях величина восприимчивости на порядок превышала теоретически вычисленное значение [1, 2]. Объяснялось это тем, что плотность носителей заряда в монослоях существенно зависит от приложенного поля. Она экранирует внешнее электрическое поле, изменяет силу кулоновского взаимодействия и, как следствие, энергии связи экситона и триона. Такое качественное объяснение требует дополнительных исследований хотя бы потому, что экранирование свободными носителями предполагает меньшую, чем расчетная, величину шарковского сдвига, что не согласуется с экспериментом.

Для изучения влияния экранирования свободными электронами внешнего поля на свойства экситонов и трионов, были предприняты измерения эффекта Штарка в гетероструктуре на основе

монослоя MoSe₂, инкапсулированного гексагональным нитридом бора (hBN).

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Образец представлял собой гетероструктуру hBN-MoSe₂-hBN, в которой монослой MoSe₂ помещался между слоями hBN. Инкапсулированные слои, в свою очередь, помещались между нижним слоем графита и верхним слоем графена (рис. 1), выполняющими роль обкладок конденсатора, к которым прикладывалась разность потенциалов.

Образец изготавливался методом механической эксфолиации слоев hBN, монослоя MoSe₂, графита и графена на промежуточную подложку полидиметилсилоксана с помощью скотча [5]. Для изготовления слоев использовался коммерческий материал фирмы HQgraphene, для сборки гетероструктур использовалась система переноса той же фирмы. Из всего набора слоев hBN подбирались слои требуемой толщины, схожей формы и размеров с выбранными для данной гетероструктуры монослоями MoSe₂, которые последовательно собирались на подложке SiO₂(285 нм)/Si. Электрические контакты были изготовлены с помощью оптической литографии и напыления слоев Cr(50 нм)/Au (300 нм).

Измерения фотолюминесценции (ФЛ) проводились при нерезонансном возбуждении одномодовым лазером с длиной волны 532 нм, который фокусировался в пятно размером ~3 мкм в диаметре.

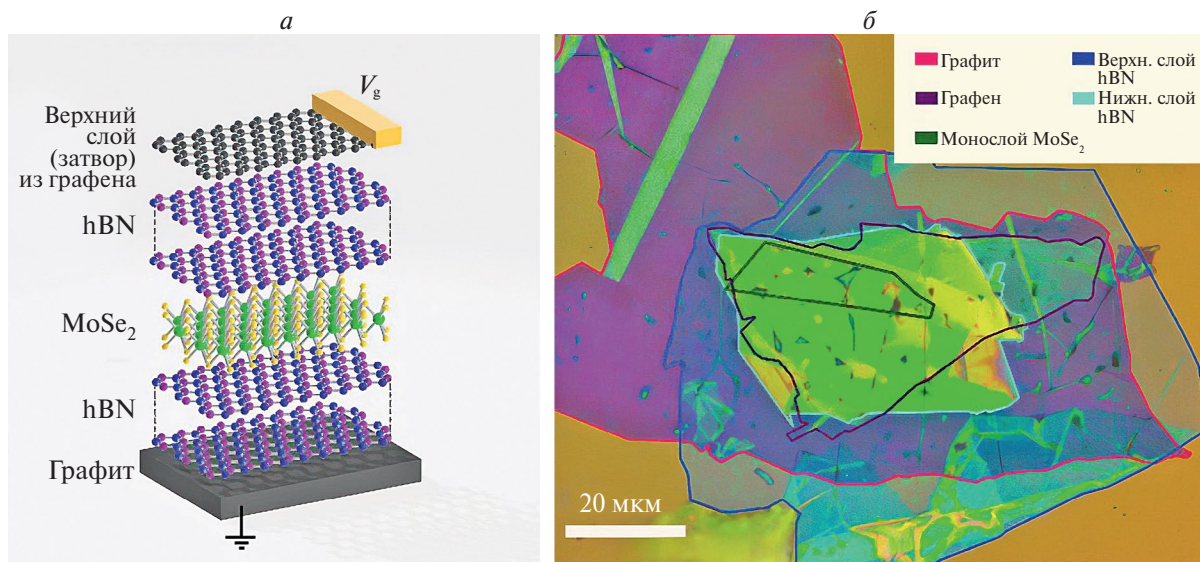


Рис. 1. Схема структуры с контактами для приложения вертикального электрического поля (а). Фотография образца с контактами составляющих его слоев, которые выделены цветовыми линиями (толщины слоев: графит 3 нм, нижний слой hBN 100 нм, монослой MoSe₂ 0.3 нм, верхний hBN 10 нм, многослойный графен 1 нм) до напыления контактов (б).

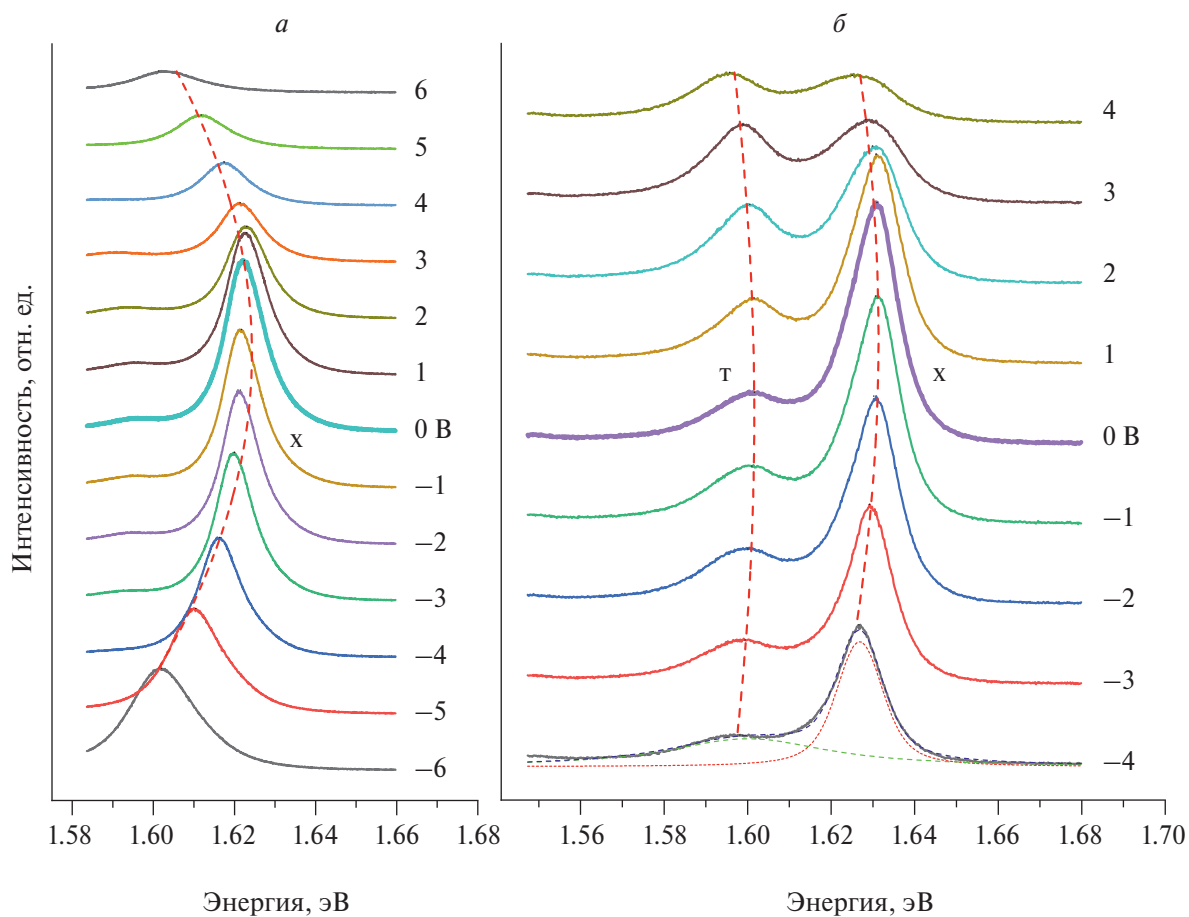


Рис. 2. Спектры ФЛ в двух разных точках образца с одиночной линией экситона (X) (а), с двумя линиями, экситона (X) и триона (Т) (б) при разных значениях V_g , при $T = 13$ К и плотности мощности $W = 15.6$ кВт/см².

Положение пятна лазерного возбуждения на образце контролировалось с помощью прецизионной двух-координатной пьезоподвижки с точностью до 1 мкм.

Напряжение на контакты подавалось с помощью аккумулятора, снабженного делителем напряжения. Ток утечки при любом приложенном напряжении (до 8 В) не превышал 0.1 мкА.

Измерения ФЛ проводились в проточном криостате в диапазоне температур 10–300 К. Для записи спектров использовался однорешеточный монокроматор, сигнал детектировался охлаждаемой ПЗС-камерой.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В спектрах ФЛ при низких температурах наблюдаются две основные линии (рис. 2а и 2б), которые соответствуют ФЛ экситона (X) и отрицательно заряженного триона (Т) в монослое MoSe₂. Линия экситона присутствует в спектре во всех точках монослоя и при всех температурах вплоть до комнатной, в то же время линия триона может и не наблюдаться в спектре, как это показано на рис. 2а. Кроме того, линия триона заметно слабеет при повышении температуры и исчезает из спектра при T~100 К (рис. 3).

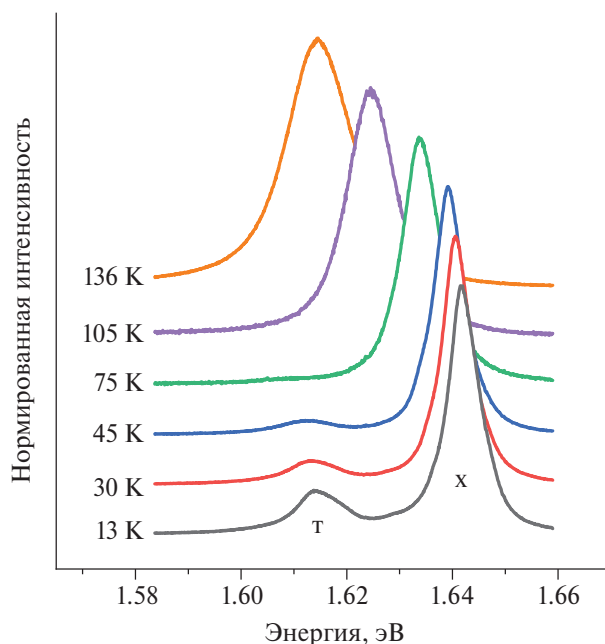


Рис. 3. Серия спектров ФЛ, записанных в диапазоне температур 13–136 К, при постоянной плотности лазерного возбуждения $W = 15.6 \text{ кВт/см}^2$ при $V_g = 0 \text{ В}$.

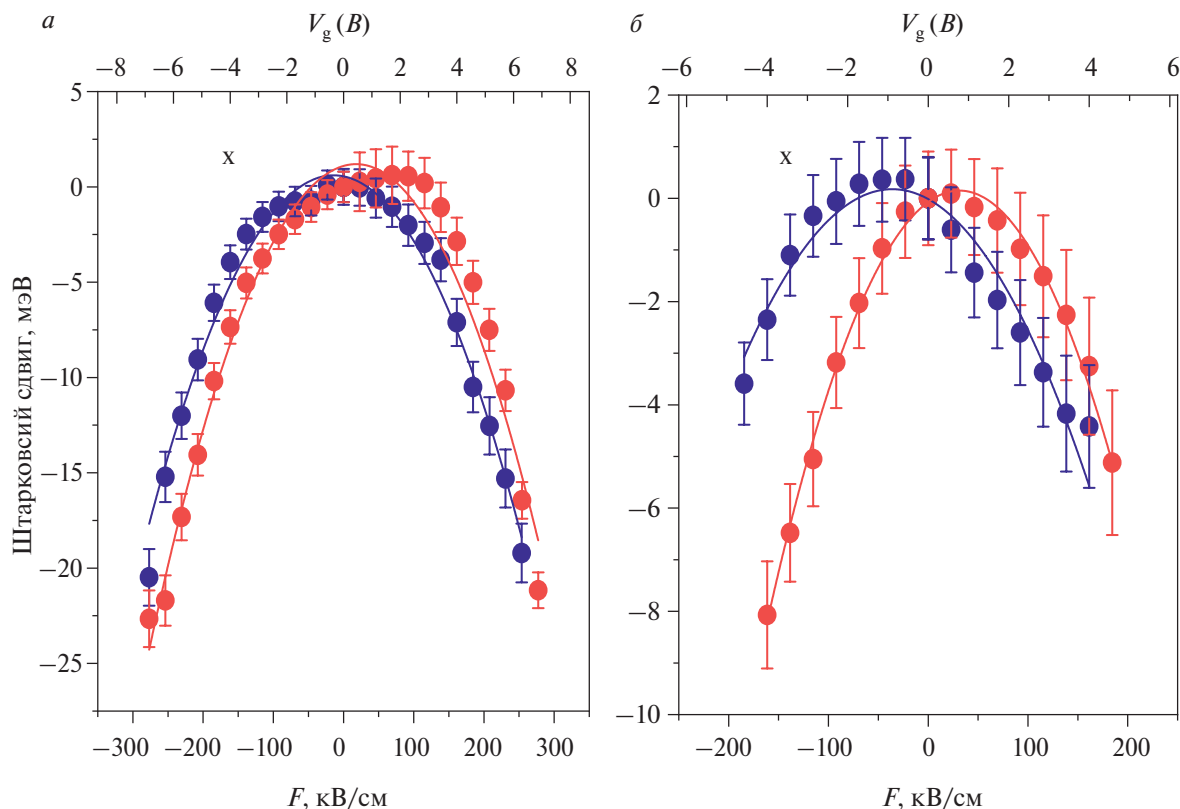


Рис. 4. Штарковские сдвиги линий ФЛ экситона в отсутствие триона (а) и при наличии триона (б) при температуре $T = 13 \text{ К}$ и постоянной накачке. Сплошными линиями отмечены подгоночные кривые, соответствующие выражению $\Delta E = (-1/2) \alpha F^2 + E_0$, где E_0 константа. Черным и красным цветами отмечены результаты, полученные для разного направления изменения электрического поля.

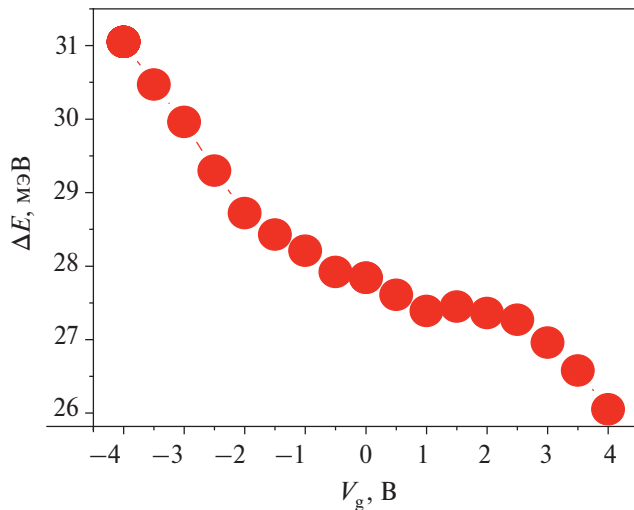


Рис. 5. Зависимость энергетического интервала E_{T-X} (V) между линиями триона T и экситона X от разности потенциалов на обкладках конденсатора V_g , полученная при $T = 13$ К и постоянной плотности лазерной накачки.

На рис. 4 представлены штарковские сдвиги линий ФЛ экситона для двух точек образца. На рис. 4а показана зависимость для случая, когда в спектре наблюдается только линия экситона, и на рис. 4б — для случая, когда в спектре присутствует линия триона.

Результаты измерения штарковского сдвига представлены для обоих направлений изменения электрического поля (от подложки к поверхности и наоборот), поскольку наблюдается гистерезис в поведении линий ФЛ. При разных направлениях развертывания вертикального электрического поля, положение линий ФЛ в спектрах могут отличаться на величину вплоть до 4 мэВ при одном и том же V_g .

Присутствие линии ФЛ в спектре позволило оценить энергию связи триона, которая определялась как разность энергий между положениями линий экситона и триона в спектрах, и определить зависимость расстояния между максимумами линий экситона и триона от величины и направления вертикального электрического поля. Оказалось, что при приложении электрического поля в одном направлении это расстояние растет, тогда как в противоположном направлении она уменьшается (рис. 5).

ОБСУЖДЕНИЕ

Измерения эффекта Штарка экситонов и трионов в неинкапсулированных слоях ДПМ представлены в большом количестве работ [1–4]. Было установлено, что энергетический сдвиг линии ФЛ экситона квадратично зависит от напряженности

поля. Это следствие отсутствия среднего дипольного момента у экситонов в монослое в нулевом поле. Действительно изменение энергии экситона

в поле $\Delta E = -\langle i | rF | i \rangle + \sum_f \frac{|\langle i | rF | f \rangle|^2}{E_i - E_f} + O(E^4)$, где

E_i и E_f — энергии начального и конечного состояний. Первый член в этом выражении равен нулю в силу симметрии. Второй член в выражении для ΔE пропорционален квадрату матричного элемента межзонных дипольных оптических переходов. Главный вклад во второй член дают переходы между валентной зоной и зоной проводимости. Такая же зависимость наблюдалась ранее для экситонов в квантовых ямах [6]. Квадратичный штарковский сдвиг принято записывать в виде $\Delta E = -1/2 \alpha F^2$, где α — поляризуемость.

Величина штарковского сдвига экситона ΔE в монослоях ДПМ оценивалась теоретически в работе [7]. Согласно этой работе, поляризуемость $\alpha = 2 \cdot 10^{-18}$ эВ(м/В)², что на 2 порядка меньше найденного нами в эксперименте. Заметно большее расчетное значение восприимчивости было также найдено в работах [1,2]. По мнению этих авторов, это связано с экранированием внешнего поля свободными носителями заряда. Однако экранирование должно было бы привести к уменьшению штарковского сдвига линии ФЛ, тогда как наблюдается обратная картина. Аномально большая величина штарковского сдвига, скорее всего, связана с фотодопированием монослоя ДПМ. Кроме того, нельзя исключать, что заряд распределен не только в слоях графита, служащих проводящими электрическими контактами, но и внутри слоев hBN, что приводит к тому, что эффективная толщина этих слоев меньше геометрической, а эффективное поле больше.

Номинальная емкость нашего конденсатора, образованного слоями графита (графена), hBN и MoSe₂ $C = (\epsilon \epsilon_0 S)/d$; $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м; $\epsilon_{hBN} = 3.76$; $\epsilon_{MoSe_2} = 7.4$ [8]; $d = 100 + 10$ нм, откуда

$$C = 3 \cdot 10^{-4} \frac{\text{пФ}}{(\text{мкм})^2} = 3 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Ф}}{(\text{см})^2}.$$

Плотность электронов в конденсаторе на 1 В: $\frac{dn}{dV} = 1.6 \cdot 10^9$ см⁻²/В,

откуда при $n(V_g = 4\text{В}) = 6.4 \cdot 10^9$ см⁻².

Наряду с штарковским сдвигом линий ФЛ, в спектрах наблюдается эффект, который связан со свободными носителями заряда в монослое: изменение расстояния между линиями ФЛ триона и экситона. Это изменение, представленное на рис. 5, составляет 5 мэВ при изменении напряженности поля на обкладках с -200 до 200 кВ/см. Данная величина находится в согласии с результатами работы [9], где наблюдается существенное уменьшение

расстояния между линиями триона и экситона вплоть до полного исчезновения линии триона из спектра.

Причиной этого эффекта является зависимость положения линии ФЛ триона от ферми-уровня электронного газа. Действительно, как показано в [9], расстояние между максимумами линиями ФЛ экситона и триона связаны соотношением: $\Delta E_{X-T} = \Delta E_{X-T}^0 + 2 / 3 E_{kin}^e$, где ΔE_{X-T}^0 – расстояние между линиями ФЛ экситона и триона

в нулевом поле. $E_{kin}^e = E_F^e - E_c = n \frac{\pi}{g_v m} \hbar^2$, где $g_v = 2$ – степень вырождение электронных состояний. Взяв $m = 0.5m_0$, получим значение ферми-энергии по отношению ко дну зоны проводимости:

$$E_F - E_c = 6.3 \left(\frac{n}{10^{12}} \right) \left(\frac{2}{g_v} \right) \left(\frac{0.19m_0}{m} \right).$$

Отсюда

$$\frac{dE_F}{dn} = 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ мЭВ} \cdot \text{см}^2.$$

Расстояние между уровнями экситона и триона в поле меняется как [9]:

$$\Delta E_{X-T}(V_g) - \Delta E_{X-T}(0) = \frac{2}{3} E_F(V_g).$$

Поэтому $\frac{d(\Delta E_{X-T})}{dn} = 1.6 \cdot 10^{-12} \text{ мЭВ} \cdot \text{см}^2$ и

$$\frac{dn}{d\Delta E_{X-T}} = 6.875 \cdot 10^{11} \text{ 1 / (мЭВ} \cdot \text{см}^2).$$

Представленное на рис. 5 изменение ΔE_{X-T} достигает 5 мЭВ, следовательно, соответствующее изменение плотности электронов $\Delta n = 3.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. При использованном диапазоне напряжения V_g от -4 В до $+4$ В, точка нейтральности, то есть такая, где линия ФЛ триона пропадает из спектра, не достигается.

Воспользовавшись результатами статьи [9], а именно зависимостью $\Delta E_{X-T}(V_g)$ от плотности электронов на рис. S1, получим, что при $V_g = 0$ $n \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, а плотность электронов при изменении V_g в диапазоне от -4 до 4 В меняется от $0.3 \cdot 10^{12}$ до $3.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Таким образом, встроенное поле присутствует в образце при нулевой разности потенциалов на обкладках конденсатора.

Столь высокая плотность электронов в монослое, видимо, является следствием его фотодопинга и причиной того, что шарковский сдвиг линий экситона и триона превосходит оценки, полученные из величины поля конденсатора [7]. Нельзя исключить и того, что заряд локализован не только в слое

графита (графена), образующего обкладки конденсатора, но и распределен внутри слоя hBN. В этом случае эффективная толщина слоя hBN может быть существенно меньше номинальной.

В работе [4] наблюдалась аномальная зависимость величины шарковского сдвига от поля, а именно отклонение его от квадратичной зависимости вблизи $V_g = 0$. Такая особенность в поведении шарковского сдвига объяснялась уменьшением энергии связи экситона под действием электрического поля. Полученные экспериментальные результаты не демонстрируют такой зависимости.

Линия триона пропадает из спектра с ростом температуры, как это показано на рис. 3, при $T > 100$ К. Эта температура существенно меньше энергии связи триона $E_T \approx 28$ мЭВ. Видимо, исчезновение линии триона из спектра вызвано не тепловой диссоциацией трионов, а уменьшением плотности двумерных электронов из-за туннелирования их в барьеры с ростом температуры.

Наблюдаемый в эксперименте гистерезис при переключении направления электрического поля (см. рис. 5) наблюдался ранее в работе [2]. Гистерезис также многократно наблюдался в транспортных измерениях в структурах, содержащих слои графена. Было предложено несколько механизмов, которые могут приводить к такого типа гистерезису: (1) туннелирование заряда из графена в монослой через hBN, (2) фотоиндуцированное допирование из-за того, что в слое hBN есть примеси, которые под воздействием лазерного излучения ионизируются и высвобождают заряд, скапливающийся в монослое, (3) влияние воды, попавшей на интерфейс графен-подложка, поскольку молекулы воды имеет ненулевой дипольный момент, выстраиваемый электрическим полем [10–14], наиболее вероятным представляется механизм (3).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены измерения эффекта Штарка на образце, содержащем инкапсулированный hBN монослой MoSe₂ при приложении вертикального электрического поля. Наблюдается квадратичный шарковский сдвиг линий ФЛ, как экситона, так и триона. Установлено, что величина поляризуемости α заметно превосходит теоретически предсказанное значение. Наиболее вероятным объяснением такой большой поляризуемости является фотодопирование структуры, что значительно увеличивает напряженность электрического поля в монослое. Найдено, что расстояние между линиями экситона и триона уменьшается с полем на 5 мЭВ при изменении внешнего поля от -200 до 200 кВ/см^2 , что связано с изменением плотности электронного газа на $\Delta n = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. В зависимости шарковского сдвига линий от вертикального поля наблюдается гистерезис от направления

электрического поля, который может быть вызван несколькими причинами, но наиболее вероятной является попадание молекул воды между подложкой и слоем графита.

Работы была выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ross J.S., Wu S., Wu H. et al. // Nature Commun.* 2013. V. 4. P. 1474.
2. *Roch J.G., Leisgang N., Froehlicher G. et al. // Nano Lett.* 2018. V. 18. P. 1070.
3. *Klein J., Wierzbowski J., Regler A. et al. // Nano Lett.* 2018. V. 18. P. 1070.
4. *Abraham N., Watanabe K., Taniguchi T., Majumdar K. // Phys. Rev. B.* 2021. V. 103. No. 7. Art. No. 075430.
5. *Бричкин А.С., Гольшков Г.М., Черненко А.В. // ЖЭТФ.* 2023. Т. 163. P. 852; *Brichkin A.S., Golyshkov G.M., Chernenko A.V. // JETP.* 2023. V. 136. P. 760.
6. *Miller D.A.B., Chemla D.S., Damen T.C. et al. // Phys. Rev. B.* 1985. V. 32. P. 1043.
7. *Pederson T.G. // Phys. Rev. B.* 2016. V. 94. Art. No. 125424.
8. *Laturia A.M., Van de Put M., Vandenberghe W. et al. // NPJ2D Mater. Appl.* 2018. V. 2. Art. No. 6.
9. *Chernikov A., van der Zande M.A., Hill H.M. et al. // Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 115. No. 2. Art. No. 126802.
10. *Sup Choi M., Lee G.H., Yu Y.J. et al. // Nature Commun.* 2013. V. 4. P. 1624.
11. *Wang H., Wu Y., Cong C. et al. // ASC Nano.* 2010. V. 4. P. 7221.
12. *Epping A., Banszerus L., Guettinger J. // J. Phys. Cond. Matter.* 2018. V. 30. Art. No. 205001.
13. *Ju L., Velasco J., Huang E. et al. // Nature Nanotechnol.* 2014. V. 9. P. 348.
14. *Lochmann T., von Klitzing K., Smet J.H. // Nano Lett.* 2009. V. 9. P. 1973.

Stark effect in MoSe₂ monolayer heterostructure

A. V. Chernenko^{1,*}, A. S. Brichkin¹, G. M. Golyshkov¹

¹*Osipyan Institute of Solid-State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*
*e-mail: chernen@issp.ac.ru

The effect of a vertical electric field on photoluminescence of a MoSe₂ monolayer encapsulated with hexagonal boron nitride is investigated. In the spectra, there is a quadratic shift of the photoluminescence lines of excitons and trions from the applied potential difference, as well as a change in their intensity. It is found that the magnitude of the Stark shift significantly exceeds the theoretically predicted one. It is found that the energy distance between the trion and exciton lines in the spectra varies with the magnitude of the external field, which is due to the dependence of the density of free charge carriers in the monolayer on the field. This effect made it possible to determine the density of free charge carriers in the monolayer, which varies with the field and lies in the range from 0.3–3.4·10¹² cm⁻².

Волновые явления: физика и применения

Редактор тематического выпуска
канд. физ.-мат. наук **А. Н. Калиш**

УДК 536.75

О КВАНТОВЫХ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЯХ МИКРОЧАСТИЦЫ В ВЯЗКОЙ СРЕДЕ

© 2024 г. С. В. Сазонов^{1, 2, *}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр
«Курчатовский институт», Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет)», Москва, Россия

*E-mail: sazonov.sergey@gmail.com

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

С помощью канонического квантования анализируется движение микрочастицы в среде с вязким сопротивлением. Детально рассматриваются локализованные волновые пакеты типа когерентных состояний. Установлено, что вязкое сопротивление подавляет квантовые свойства микрочастицы, что позволяет рассматривать вязкую среду как классический прибор.

DOI: 10.31857/S0367676524020144, EDN: RRIVGO

ВВЕДЕНИЕ

Квантовое описание движения микрочастиц в поле консервативных сил в настоящее время не вызывает принципиальных вопросов. Здесь выстроена непротиворечивая аксиоматика. Что же касается квантования в поле диссипативных сил, то здесь не все так однозначно.

Реальные физические системы в подавляющем большинстве являются открытыми. В таких системах приходится учитывать необратимые процессы релаксации, происходящие в соответствии со вторым началом термодинамики.

К настоящему времени предложены различные подходы к квантово-механическому описанию движения в открытых средах. Наиболее простым и продуктивным нам представляется подход, предложенный в [1–5], где используется канонический формализм с явно зависящим от времени гамильтонианом.

В настоящей работе мы на основе канонического формализма рассмотрим движение частицы в вязкой среде в присутствии однородной консервативной силы.

Следуя подходу, изложенному в [6], мы рассмотрим квантовые когерентные состояния частицы в вязкой среде, при которых минимизируются соотношения неопределенностей типа «координата – импульс», а волновые функции в различных случаях имеют вид локализованных гауссовых пакетов.

КЛАССИЧЕСКИЙ ФОРМАЛИЗМ

Здесь нас будет интересовать поведение точечного квантового объекта, классический аналог которого подчиняется уравнению движения вида

$$m\ddot{\vec{r}} + \gamma m\dot{\vec{r}} = \vec{F}(t) - \nabla U, \quad (1)$$

где \vec{r} – радиус-вектор объекта, m – его масса, γ – коэффициент сопротивления при вязкой силе, пропорциональной скорости $\dot{\vec{r}}$ движения объекта, $F(t)$ – внешняя консервативная сила, зависящая от времени t , U – потенциальная энергия внешнего консервативного поля, зависящая от \vec{r} , ∇ – оператор градиента.

Следуя подходу, представленному в [1–3], запишем лагранжиан, соответствующий уравнению (1) в виде

$$L = \frac{m\dot{\vec{r}}^2}{2} e^{\gamma t} + \vec{r} \cdot \vec{F}(t) e^{\gamma t} - U(\vec{r}) e^{\gamma t}. \quad (2)$$

Лагранжиан определен с точностью до аддитивного слагаемого, являющегося полной производной по времени от некоторой функции. Учтывая в этой связи, что

$$\vec{r} \cdot \vec{F}(t) e^{\gamma t} = \frac{d}{dt} \left[\vec{r} \cdot \int_0^t \vec{F}(t') e^{\gamma t'} dt' \right] - \dot{\vec{r}} \cdot \int_0^t \vec{F}(t') e^{\gamma t'} dt',$$

перепишем (2) в виде

$$L = \frac{m\dot{\vec{r}}^2}{2} e^{\gamma t} - \dot{\vec{r}} \cdot \int_0^t \vec{F}(t') e^{\gamma t'} dt' - U(\vec{r}) e^{\gamma t}. \quad (3)$$

Тогда канонический импульс

$$\vec{p}_c = \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{r}}} = m\dot{\vec{r}}e^{\gamma t} - \int_0^t \vec{F}(t')e^{\gamma t'} dt'. \quad (4)$$

Отсюда

$$\dot{\vec{r}} = \frac{\vec{p}_c}{m} e^{-\gamma t} + \frac{e^{-\gamma t}}{m} \int_0^t \vec{F}(t')e^{\gamma t'} dt'.$$

Используя данное выражение и выражение для функции Гамильтона $H = \vec{p}_c \cdot \dot{\vec{r}} - L$, будем иметь

$$H = \frac{e^{-\gamma t}}{2m} \left(\vec{p}_c + \int_0^t \vec{F}(t')e^{\gamma t'} dt' \right)^2 + U(\vec{r})e^{\gamma t}. \quad (5)$$

Используя (5) и уравнения Гамильтона $\dot{\vec{r}} = \partial H / \partial \vec{p}_c$, $\dot{\vec{p}}_c = -\nabla H$, приходим к уравнению (1).

КВАНТОВАНИЕ

Согласно процедуре канонического квантования, заменим в (5) декартовы компоненты векторов \vec{p}_c и \vec{r} соответствующими эрмитовыми операторами \hat{p}_{cj} и \hat{x}_l ($j, l = 1, 2, 3$), удовлетворяющими следующим коммутационным соотношениям

$$[\hat{x}_j, \hat{x}_l] = [\hat{p}_{cj}, \hat{p}_{cl}] = 0, \quad [\hat{x}_j, \hat{p}_{cl}] = i\hbar\delta_{jl}, \quad (6)$$

где \hbar – постоянная Планка, δ_{jl} – символ Кронекера.

Взяв, как обычно, в координатном представлении $\vec{r} \rightarrow \hat{\vec{r}} = \vec{r}$, $\vec{p}_c \rightarrow \hat{\vec{p}}_c = -i\hbar\nabla$ и учитывая (5), приходим к уравнению Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{e^{-\gamma t}}{2m} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla + \int_0^t \vec{F}(t')e^{\gamma t'} dt' \right)^2 \Psi + U(\vec{r})e^{\gamma t} \Psi. \quad (7)$$

Из (7) следует уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j} = 0, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \rho &= |\Psi|^2, \\ \vec{j} &= \frac{e^{-\gamma t}}{2m} \left\{ i\hbar (\Psi \nabla \Psi^* - \Psi^* \nabla \Psi) + \right. \\ &\quad \left. + 2|\Psi|^2 \int_0^t \vec{F}(t')e^{\gamma t'} dt' \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Отсюда вытекает закон сохранения $\int |\Psi|^2 d^3\vec{r} = const$. Таким образом, как и в консервативном случае, квадрат нормы волновой функции является постоянной величиной. Следовательно, в присутствие вязкого трения переменная $|\Psi|^2$ также имеет смысл плотности вероятности нахождения квантовой частицы в точке с определенной координатой. Тогда справедливо условие нормировки $\int |\Psi|^2 d^3\vec{r} = 1$.

Задав волновую функцию $\Psi(\vec{r}, 0)$ в начальный момент времени $t = 0$, с помощью (7) можно найти волновую функцию $\Psi(\vec{r}, t)$ в произвольный момент времени.

КОГЕРЕНТНОЕ СОСТОЯНИЕ В ПРИСУТСТВИИ ОДНОРОДНОЙ СИЛЫ

Для рассмотрения случая, обозначенного в подзаголовке настоящего раздела положим в (7) $U = 0$.

Как было сказано выше, когерентное состояние в координатном представлении описывается гауссовым волновым пакетом. Поэтому зададим начальное состояние микрообъекта в виде

$$\Psi(\vec{r}, 0) = \frac{1}{\pi^{3/4} l_0^{3/2}} \exp \left(-\frac{\vec{r}^2}{2l_0^2} + i\vec{k}_0 \cdot \vec{r} \right), \quad (10)$$

где l_0 – начальная ширина волнового пакета, \vec{k}_0 – начальный дебройлевский волновой вектор частицы.

Решение уравнения (7) при условии (10) в безграничном пространстве имеет вид

$$\begin{aligned} \Psi(\vec{r}, t) &= \frac{1}{\pi^{3/4} l_0^{3/2} (1+i\eta)^{3/2}} e^{-if(t)} e^{i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}} \times \\ &\quad \times \exp \left[-\frac{|\vec{r} - \vec{r}_c(t)|^2}{2l_0^2 (1+i\eta)} \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь

$$\eta = \frac{\hbar\tau}{ml_0^2}, \quad \tau = \frac{1 - e^{-\gamma t}}{\gamma}, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} f(t) &= \frac{\hbar\tau}{2m} k_0^2 + \frac{\vec{k}_0}{m} \cdot \int_0^t e^{-\gamma t'} dt' \int_0^{t'} \vec{F}(t'')e^{\gamma t''} dt'' + \\ &\quad + \frac{1}{2\hbar m} \int_0^t \left(\int_0^{t'} \vec{F}(t'')e^{\gamma t''} dt'' \right)^2 e^{-\gamma t'} dt', \end{aligned}$$

классическая траектория $\vec{r}_c(t)$ описывается выражением

$$\vec{r}_c(t) = \vec{v}_0 \tau + \frac{1}{m} \int_0^t e^{-\gamma t'} dt' \int_0^{t'} \vec{F}(t'') e^{\gamma t''} dt'', \quad (13)$$

$\vec{v}_0 = \hbar \vec{k}_0 / m$ – начальная скорость частицы.

Из (9) и (11) для плотности вероятности получим

$$\rho(\vec{r}, t) = \frac{1}{\pi^{3/2} l^3} \exp \left[-\frac{|\vec{r} - \vec{r}_c(t)|^2}{l^2} \right], \quad (14)$$

где

$$l = l_0 \sqrt{1 + \eta^2} = \sqrt{l_0^2 + \left(\frac{\hbar \tau}{m l_0} \right)^2}. \quad (15)$$

Полагая в (11) – (15) $\gamma = 0$, будем иметь движение микрообъекта в вакууме под действием консервативной силы. В частности, из (12) и (13) в этом случае находим $\tau = t$ и $\vec{r}_c(t) = \vec{v}_0 t + \frac{1}{m} \int_0^t dt' \int_0^{t'} \vec{F}(t'') dt''$.

Кроме того, из (15) приходим к известному результату о неограниченном расплывании волнового пакета с течением времени: $l = \sqrt{l_0^2 + (\hbar t / m l_0)^2}$.

Присутствие вязкой среды приводит к ограничению расплывания плотности вероятности. При $t \gg 1/\gamma$, как видно из (15), ширина волнового пакета стремится к предельному значению

$$l_\infty = \sqrt{l_0^2 + \left(\frac{\hbar}{m l_0 \gamma} \right)^2}. \quad (16)$$

Заметим, что предельная ширина равна минимально возможному значению $l_\infty^{\min} = \sqrt{2} l_0$ при $l_0 = \sqrt{\hbar / m \gamma}$.

Итак, сопротивление вязкой среды приводит к локализации области пространства, в которой может быть обнаружена микрочастица.

Пусть внешняя однородная консервативная сила \vec{F} не зависит от времени. Тогда из (13) для классической траектории получим

$$\vec{r}_c(t) = \vec{v}_0 \frac{1 - e^{-\gamma t}}{\gamma} + \frac{\vec{F}}{m \gamma} \left(t - \frac{1 - e^{-\gamma t}}{\gamma} \right). \quad (17)$$

Отсюда при $t \gg 1/\gamma$ имеем $\vec{r}_c(t) = \vec{v}_0 / \gamma + \vec{v}_\infty t$, где

$$\vec{v}_\infty = \frac{\vec{F}}{m \gamma}. \quad (18)$$

Таким образом, при постоянной консервативной силе в установившемся режиме распределение плотности вероятности представляет собой стационарный локализованный в пространстве домен, движущийся с постоянной скоростью, равной установившейся скорости движения классической частицы. Важно заметить, что скорость установившегося движения не содержит информации о начальных условиях. В то же время данная информация в виде параметра l_0 содержится в ширине и амплитуде домена плотности вероятности (см. (16) и (14) при замене $l \rightarrow l_\infty$).

В отсутствие консервативной силы из (17) находим $\vec{r}_c(t) = \vec{v}_0 (1 - e^{-\gamma t}) / \gamma$. На временах $t \gg 1/\gamma$ локализованный домен плотности вероятности, пройдя расстояние $r_\infty = v_0 / \gamma$, практически останавливается. При этом структура домена (14), включая его ширину и амплитуду, не отличается от таковой при наличии внешней однородной консервативной силы.

Вычислим неопределенности координаты $|\Delta \vec{r}|$ и физического импульса $|\Delta \vec{p}|$ частицы, используя стандартные выражения

$$|\Delta \vec{r}| = \sqrt{\langle \vec{r}^2 \rangle - \langle \vec{r} \rangle^2}, \quad |\Delta \vec{p}| = \sqrt{\langle \hat{p}^2 \rangle - \langle \hat{p} \rangle^2}, \quad (19)$$

где $\langle \hat{O} \rangle = \int \psi^* \hat{O} \psi d^3 \vec{r}$ – квантовое среднее от оператора \hat{O} .

Используя (14), найдем

$$\langle \vec{r} \rangle = \int \vec{r} \rho d^3 \vec{r} = \vec{r}_c, \quad \langle \vec{r}^2 \rangle = \int \vec{r}^2 \rho d^3 \vec{r} = \vec{r}_c^2 + \frac{3}{2} l^2.$$

Отсюда и из (19) будем иметь $|\Delta \vec{r}| = \sqrt{3/2} l$. Так как данная неопределенность не зависит от внешней консервативной силы, то в силу изотропии для квадратов неопределенностей декартовых компонент координаты имеем $(\Delta x_j)^2 = (\Delta \vec{r})^2 / 3$. Тогда для всех трех декартовых компонент $j = 1, 2, 3$ находим

$$\Delta x_j = \frac{l}{\sqrt{2}}. \quad (20)$$

Из (4) с учетом замены физических переменных их операторами для оператора физического импульса $\hat{p} = m \hat{v}$ имеем

$$\hat{p} = e^{-\gamma t} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla + \int_0^t \vec{F}(t') e^{\gamma t'} dt' \right).$$

Отсюда, а также из (11) получим

$$\hat{p}\psi = e^{-\gamma} \left[\hbar \vec{k}_0 + i\hbar \frac{\vec{r} - \vec{r}_c(t)}{l_0(1+i\eta)} + \int_0^t \vec{F}(t') e^{\gamma t'} dt' \right] \psi.$$

Используя данное выражение и (19), после несложных вычислений будем иметь $|\Delta \vec{p}| = e^{-\gamma} \sqrt{3/2} (\hbar/l)$. Так как $(\Delta p_j)^2 = (\Delta \vec{p})^2/3$, то для неопределенностей декартовых компонент физического импульса найдем

$$\Delta p_j = \frac{\hbar}{\sqrt{2}l} e^{-\gamma}. \quad (21)$$

В результате из (20) и (21) приходим к соотношениям неопределенностей вида

$$\Delta x_j \Delta p_j = \frac{\hbar}{2} e^{-\gamma}. \quad (22)$$

Отсюда при $t = 0$ имеем минимальные соотношения неопределенностей для консервативных сред $\Delta x_j \Delta p_j = \hbar/2$. Следовательно, начальное волновое состояние микрочастицы, описываемое волновой функцией (10), является когерентным. С течением времени правые части соотношений неопределенностей «координата – физический импульс» уменьшаются и при $t \gg 1/\gamma$ практически обращаются в ноль. Здесь нет противоречий с фундаментальными основами квантовой механики, так как правые части соотношений неопределенностей «координата – канонический импульс» в любой момент времени равны $\hbar/2$. Это утверждение подкрепляется коммутационными соотношениями (6). Следовательно, волновая функция (11) описывает квантовое когерентное состояние микрочастицы в среде с вязким сопротивлением.

Как видно из (20), (15) и (12), неопределенность координаты возрастает с течением времени за счет расширения домена плотности вероятности. В свою очередь, из (21), (15) и (12) видно, что неопределенность физического импульса уменьшается. Происходит это из-за того, что при $t \gg 1/\gamma$ скорость микрочастицы стремится к определенному установившемуся значению \vec{v}_∞ (см. (18) или к нулю в отсутствие консервативной силы).

Вязкое сопротивление обусловлено взаимодействием рассматриваемой микрочастицы с большим коллективом частиц среды. Это способствует локализации волновой функции микрочастицы, а, следовательно, возможности ее регистрации. Данное обстоятельство используется, например, в камере Вильсона и пузырьковой камере [7], выполняющих роль классических приборов по регистрации микрочастиц и измерению их параметров. Рассмотренная здесь теоретическая модель может быть использована при

описании работы аналогичных приборов по регистрации нерелятивистских микрочастиц. Роль внешней силы здесь может играть электрическое поле. В его отсутствие длина трека микрочастицы в средах данных камер равна $r_\infty = v_0/\gamma$. Из этой формулы можно определить эмпирический параметр γ , запуская на вход в камеру микрочастицы с заданными скоростями. Взяв для альфа-частиц, регистрируемых в пузырьковой камере $r_\infty \sim 1$ мм, $v_0 \sim 10^8$ см/с [7], будем иметь $\gamma \sim 10^9$ с⁻¹. Тогда, приняв в качестве начальной ширины l_0 волнового пакета длину волны де Бройля $l_0 \sim \hbar/mv_0$, для ширины трека у его окончания из выражения (16) найдем $l_\infty \sim v_0/\gamma = r_\infty \gg l_0$. Таким образом, ширина трека в рассмотренном примере порядка его длины.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено исследование показывает, что сила вязкого трения, пропорциональная скорости микрочастицы, приводит к эффективной пространственной локализации плотности вероятности ее обнаружения. Как результат, неопределенность координаты стремится к постоянному значению, а неопределенность физического импульса уменьшается со временем по экспоненциальному закону. Это соответствует все большему приближению с течением времени к классическому движению. Поэтому можно сказать, что вязкая среда играет роль классического измерительного прибора.

Здесь рассмотрено движение микрочастицы в вязкой среде и в присутствии однородной консервативной силы. Ситуации, связанные с резонансом в квантовом затухающем осцилляторе и присутствием магнитного поля в вязкой среде будут рассмотрены отдельно. Данное рассмотрение может найти свои приложения к регистрационным приборами типа пузырьковых камер.

Представляет интерес рассмотрение случаев квантования движения микрочастиц, когда сила сопротивления вязкой среды пропорциональна квадрату их скорости. Данный вопрос мы также планируем исследовать в ближайшем будущем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Caldirola P.* // Nuovo Cimento. 1941. V. 18. No. 9. P. 393.
2. *Kanai E.* // Progr. Theor. Phys. 1948. V. 3. No. 4. P. 440.
3. *Dodonov V.V., Man'ko V.I.* // Phys. Rev. A. 1979. V. 20. No. 2. P. 550.
4. *Um C.I., Yeon K.H.* // Phys. Rev. A. 1987. V. 36. No. 11. P. 5287.

5. *Тарасов В.Е.* // Теор. и матем. физ. 1994. Т. 100. № 3. С. 402. *Gitman D.M., Pereira A.S.* // Phys. Usp. 2014. V. 57. No. 9. P. 891.
6. *Багров В.Г., Гитман Д.М., Перейра А.С.* // УФН. 2014. Т. 184. № 9. С. 961; *Bagrov V.G., Bugg D.* // Progr. Nucl. Phys. 1959. V. 7. P. 1.

On the quantum coherent states of microparticle in a viscous medium

S. V. Sazonov^{1,2,*}

¹*National Research Centre «Kurchatov Institute», Moscow, 123182 Russia*

²*Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, 125993 Russia*

**e-mail: sazonov.sergey@gmail.com*

Using a canonical quantization, the motion of a micro-particle in a medium with the viscous resistance is analyzed. Localized wave packets of the type of coherent states are considered in detail. It has been established that viscous resistance suppresses the quantum properties of a micro-particle, which makes it possible to consider a viscous medium as a classical device.

УДК 533.9

СКОРОСТИ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ В БАЗЕ ДАННЫХ ТЕФИС ПО ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИМ СВОЙСТВАМ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

© 2024 г. О. И. Топор^{1, *}, А. А. Белов^{1, 2}, Л. В. Бородачев¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», физический факультет, Москва, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Российский университет дружбы народов имени Патриса Лумумбы», Москва, Россия

*E-mail: topor.oi15@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

С 1960-х гг. в Институте прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН коллектив, основанный Н.Н. Калиткиным, создает базу данных ТЕФИС по теплофизическим свойствам веществ. В последние годы в эту базу включен раздел, посвященный скоростям химических реакций, описывающих ряд актуальных процессов. Для этого были разработаны новые математические методы регрессии экспериментальных данных, измеренных со значительными погрешностями. Представлено текущее состояние работ по этому направлению.

DOI: 10.31857/S0367676524020156, EDN: RRESNG

ВВЕДЕНИЕ

Моделирование задач химической промышленности проводят по программам газодинамики с химической кинетикой. Примерами таких задач являются расчеты горения водорода в топливных элементах и двигателях, проектирование и оптимизация газофазных реакторов, расчеты вредных выбросов и многие другие. Результаты моделирования существенно зависят от используемых данных по скоростям $K(T)$ химических реакций, зависящих от температуры T . Поэтому важной задачей является получение достоверных аппроксимаций для $K(T)$.

Одним из источников таких данных является регрессия результатов экспериментальных измерений. В таких экспериментах непосредственно измеряют концентрации реагирующих веществ в зависимости от времени, и по этим профилям определяют скорости реакций при фиксированной температуре T и давлении p . Затем экспериментальную зависимость аппроксимируют формулой Аррениуса

$$K(T) = A \exp(-E/T) \quad (1)$$

либо ее обобщением

$$K(T) = AT^m \exp(-E/T) . \quad (2)$$

Формула (1) основана на следующем рассуждении. Пусть среда является однородной, изотропной

и термодинамически равновесной. Тогда частота актов реакции пропорциональна средней частоте соударений частиц и вероятности преодолеть энергетический порог реакции, описываемой в рамках распределения Больцмана. В формуле (2) множитель T^m является эвристическим. Он вводится для учета зависимости частоты столкновений от температуры.

Как правило, по каждой реакции опубликовано много экспериментальных работ, причем диапазон условий в них частично перекрывается, частично различается. Аппроксимации вида (1), (2) собраны в компендиумы [1,2].

Из-за погрешностей эксперимента результаты разных авторов отличаются, причем зачастую весьма существенно. Чтобы нивелировать индивидуальные отклонения отдельных экспериментов, проводят совместную обработку большого количества данных различных источников. Такие обработки публикуются в компендиумах [1,2] и в тематических сборниках (см., например, [3–5]).

Однако при этом остается неясным, с какой точностью получены коэффициенты формулы Аррениуса. Во многих случаях для аппроксимирующей кривой (1) приводят экспертную оценку доверительного коридора. Как правило, он составляет $\pm(0.3 - 0.5)$ для $\lg K$, т.е. истинное значение K до 2–3 раз больше либо меньше приведенного в сборнике.

С 1960-х гг. в Институте прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН коллектив, основанный Н.Н. Калиткиным, создает базу данных ТЕФИС по теплофизическим свойствам веществ [6]. Термодинамическая часть этой базы представлена в работе [7]. В последние годы в эту базу включен раздел, посвященный скоростям химических реакций.

Для создания этого раздела были разработаны новые математические методы регрессии экспериментальных данных, измеренных со значительными погрешностями. Отобраны системы реакций, которые описывают ряд актуальных процессов: водородо-воздушное и водород-кислородное горение, термическое разложение этана, образование оксидов серы и сероводорода в воздухе. Для этих реакций собран компендиум первичных экспериментальных измерений зависимости $K(T)$. Проведена уточненная обработка этих данных с помощью предложенных нами методов. Точность этих аппроксимаций в десятки раз превосходит известные базы данных. В данной публикации представлено текущее состояние работ по этому направлению.

МЕТОД РЕГРЕССИИ

Сделаем замену переменных $x = 1/T$, $u = \lg K$. Тогда закон Аррениуса превращается в прямую. Пусть имеется набор экспериментальных точек: аргументов x_i и значений функции $u_i \pm \delta_i$, где δ_i – абсолютные погрешности измерений. Для обработки таких данных был разработан новый математический метод регрессии экспериментальных данных, измеренных со значительными погрешностями [8]. Он основан на использовании полиномов, ортогонализированных на множестве экспериментальных точек. Обозначим их через $\varphi_n(x)$, где n – степень полинома. Введем скалярное произведение

$$\langle \varphi_j, \varphi_k \rangle = \sum_{i=1}^I \frac{\varphi_j(x_i) \varphi_k(x_i)}{\delta_i^2}. \quad (3)$$

Здесь I – число экспериментальных точек. Положим $\varphi_0(x) = 1$. Выберем такую линейную функцию $\varphi_1(x) = x - c$, которая ортогональна $\varphi_0(x)$ в смысле скалярного произведения (2): $\langle \varphi_0, \varphi_1 \rangle = 0$. Отсюда нетрудно найти $c = \bar{x}$, где

$$\bar{x} = \frac{1}{\Delta} \sum_{i=1}^I \delta_i^{-2} x_i, \quad \Delta = \sum_{i=1}^I \delta_i^2. \quad (4)$$

Аналогично, но более громоздко строятся полиномы второй и более высоких степеней [8].

Составим аппроксиманту $\varphi(x) = a_0 \varphi_0(x) + a_1 \varphi_1(x)$. Коэффициенты a_0, a_1 найдем методом наименьших квадратов

$$\sum_{i=1}^I \frac{(u_i - \varphi(x_i))^2}{\delta_i^2} \rightarrow \min_a. \quad (5)$$

Подставляя в (4) явный вид $\varphi(x)$ и проводя минимизацию, получим

$$a_j = \frac{\langle u, \varphi_j \rangle}{\langle \varphi_j, \varphi_j \rangle}, \quad j = 0, 1. \quad (6)$$

Для коэффициентов a_j и аппроксимирующей кривой были найдены и строго обоснованы статистически достоверные оценки доверительных интервалов. Доказано

Утверждение. Доверительные коридоры коэффициентов δa_j и аппроксиманты $\delta \varphi(x)$ равны

$$\delta a_j = \pm \langle \varphi_j, \varphi_j \rangle^{-1/2}, \quad \delta \varphi(x) = \pm \left(\sum_{j=1}^n \delta a_j^2 \varphi_j^2(x) \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Коэффициент a_j является достоверным, если $|\delta a_j| < a_j$. Слагаемые φ_j с недостоверными коэффициентами следует отбросить. В [9] проведено сравнение описанного метода и регрессии по неортогональной системе степеней $\varphi_j(x) = x^j$. Показано, что оценки (7) существенно (в 10 и более раз) точнее таковых для неортогональных полиномов.

ПРИМЕР ОБРАБОТКИ

В качестве примера рассмотрим реакцию $N_2O + M \rightarrow N_2 + O + M$. По ней в базе данных NIST [1] приведены ссылки на 18 оригинальных работ, содержащих в общей сложности ~640 точек. Эти данные в переменных $1/T - \lg K$ приведены на рис. 1. Массив точек похож на размытую прямую, хотя местами это размытие значительно.

Аппроксимация, найденная по описанному выше методу, имеет вид $y = a_0 + a_1(x - \bar{x})$, $\lg a_0 = 15.040 \pm 0.007$, $a_1 = -1.1081 \pm 0.006$, $\bar{x} = 5.4580$. Она показана на рис. 1. Полученная погрешность составила 1%. На рис. 1 показаны границы доверительного коридора (6). Видно, что этот коридор значительно уже массива экспериментальных точек. С визуальной точностью все три линии сливаются, поэтому в целях иллюстрации мы привели небольшой участок графика более крупно.

На рис. 2 приведен десятичный логарифм отношения нашей аппроксимации к нескольким широкодиапазонным аппроксимациям [10–15] из базы NIST. Видно, что уклонение последних достигает от 0.2 до 0.5 для $\lg K$, т.е. формулы для $K(T)$ из NIST от 1.6 до 3 раз больше либо меньше нашей аппроксимации. Такое расхождение согласуется с оценками точности, приведенными в базе NIST. Таким

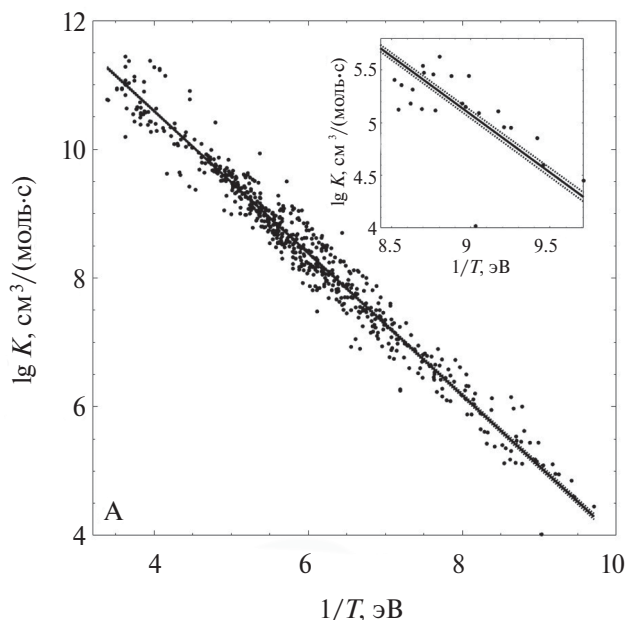


Рис. 1. Реакция $N_2O + M \rightarrow N_2 + O + M$. Точки – эксперименты. Сплошная линия – аппроксимация ТЕФИС, пунктир – границы ее доверительного интервала.

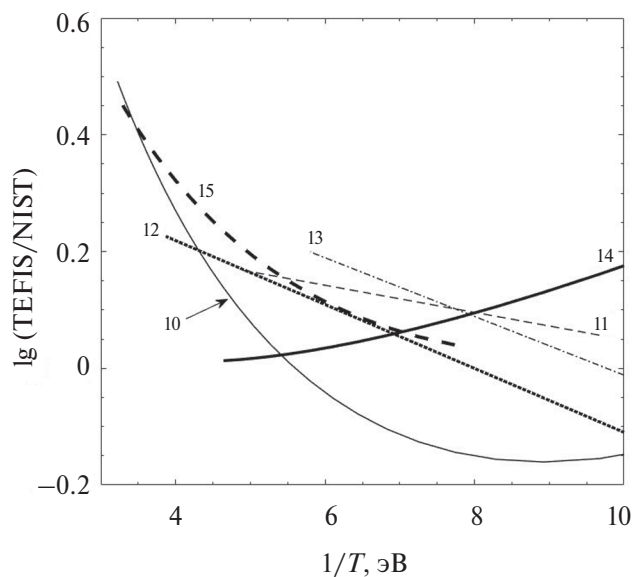


Рис. 2. Реакция $N_2O + M \rightarrow N_2 + O + M$. Отношение аппроксимации ТЕФИС к аппроксимациям из базы NIST. Цифры около линий – номер ссылки по списку литературы.

образом, наша кривая в 60200 раз точнее ранее известных аппроксимаций.

РЕДУКЦИЯ СИСТЕМЫ РЕАКЦИЙ

Отдельной проблемой является выбор системы реакций. Нужно написать достаточно полную систему химических реакций, учитывающую все

реакции, существенные в рассматриваемых условиях. Если некоторые важные реакции не учтены, то это может приводить к качественно неправильным результатам.

В литературе традиционно используют так называемый анализ чувствительности (sensitivity analysis) системы реакций по отношению к вариации скоростей [16]. Считается, что если изменение скорости отдельно взятой реакции не приводит к значимому изменению концентраций, то эту реакцию можно откинуть.

Однако для анализа больших систем химических реакций такая процедура недостаточно надежна. Причина этого заключается в следующем. Известно [17], что обратная задача кинетики (то есть нахождение $K(T)$ по временному профилю концентраций) некорректна. Это означает, что зависимость временных профилей концентраций от скорости отдельно взятой реакции достаточно слабая, и для определения чувствительности к скорости данной реакции требуется избыточно сильная вариация $K(T)$, превосходящая погрешность ее нахождения. Иллюстрацией этого является возможность введения эффективной брутто-реакции вместо детальной кинетической схемы.

Нами предложена следующая процедура отбора. Выберем максимально полную систему реакций. Проведем расчеты кинетики полной системы реакций в заданном диапазоне температур. Полученные временные профили концентраций примем за эталонные. Далее исключим одну из реакций и повторим расчет. Если отличие полученных профилей концентраций от эталонных заметно меньше, чем погрешность экспериментального измерения концентраций конечных продуктов, то данной реакцией можно пренебречь. В противном случае реакцию необходимо оставить. Реакции целесообразно исключать в порядке увеличения K . Система реакций считается окончательной, когда ни одну из оставшихся реакций нельзя отбросить. Насколько нам известно, ранее такая процедура не использовалась.

Такой подход обладает рядом преимуществ по сравнению с известными методами анализа чувствительности. Во-первых, редуцированная система реакций дает те же практические результаты, что и оригинальная система. Во-вторых, предложенная процедура более экономична по сравнению с традиционными подходами. Для каждой исследуемой реакции требуется однократное решение задачи кинетики с «выключением» этой реакции, в то время как в методах анализа чувствительности требуется выборка таких решений с многократным варьированием $K(T)$.

Проиллюстрируем описанную процедуру на примере системы реакций, описывающих водород-кислородное горение. Наиболее полная система реакций, которую удалось найти в литературе,

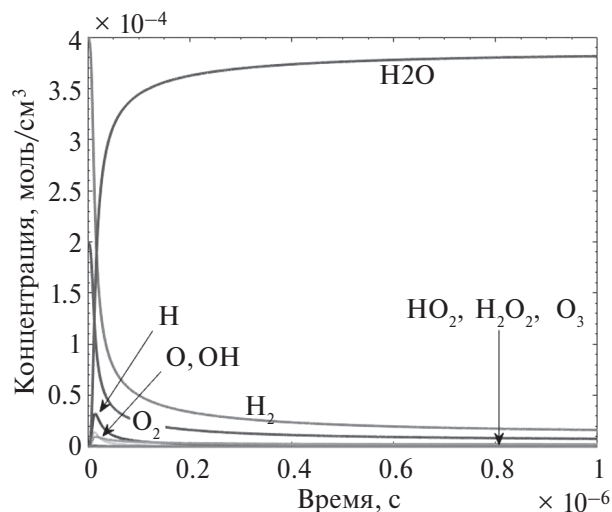


Рис. 3. Концентрации важнейших компонент при горении $H_2 + O_2$.

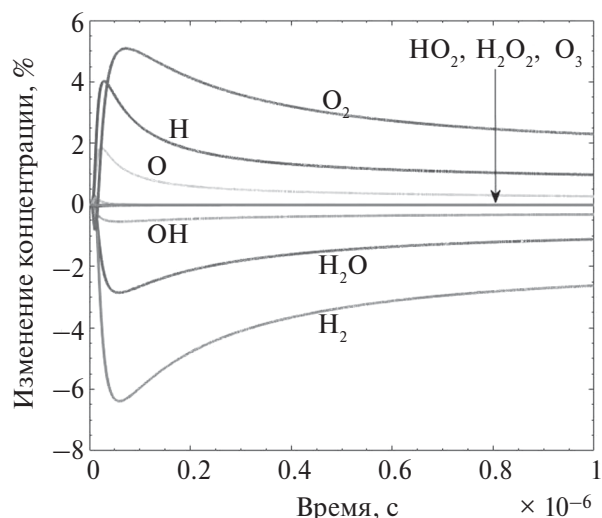


Рис. 4. Отклонения концентраций от эталонных при редукции системы реакций.

Таблица 1. Реакции с участием H, O.

Реакция	$\lg A$	E	$\delta K, \%$
$H + O_2 + M \rightarrow HO_2 + M$	16.54 ± 0.04	0	11
$H + O_2 + M \leftarrow HO_2 + M$	16.5 ± 0.2	2.03 ± 0.04	70
$H + OH + M \rightarrow H_2O + M$	17.04 ± 0.11	0	30
$H + OH + M \leftarrow H_2O + M$	14.12 ± 0.03	4.01 ± 0.04	9
$H + HO_2 \rightarrow H_2 + O_2$	0.1372 ± 0.0001	0	0.02
$H + HO_2 \leftarrow H_2 + O_2$	12.96 ± 0.04	1.97 ± 0.15	12
$O + OH \rightarrow O_2 + H$	13.08 ± 0.01	0	2
$O + OH \leftarrow O_2 + H$	13.989 ± 0.004	0.643 ± 0.003	1
$OH + H \leftarrow H_2 + O$	13.85 ± 0.04	0.479 ± 0.007	13
$OH + H_2 \rightarrow H + H_2O$	13.31 ± 0.03	0.229 ± 0.003	11

содержит 50 реакций (25 прямых и столько же обратных) с участием 9 компонент: O, H, H_2O_2 , OH, H_2 , H_2O , HO_2 , O_3 , O_2 [18]. Эта система весьма громоздка, поэтому мы ее не приводим. Были рассмотрены температура $T \sim 3000$ К и давление $p \sim 150$

атм. Эти условия соответствуют горению топлива в сопле реактивного двигателя.

На рис. 3 показана зависимость важнейших компонент от времени при указанных условиях. Начальные концентрации соответствуют «гремучей смеси»: 2 части H_2 на 1 часть O_2 . Расчеты проводились с использованием пакета GASK [19] с автоматическим формированием правых частей и контролем фактической точности в ходе расчета. Видно, что концентрации исходных компонент монотонно убывают. Конечным продуктом является вода, концентрация которой возрастает. Математическая точность расчета была не хуже 1%.

Применение предложенного метода позволило описать этот процесс системой 10 реакций с участием 7 компонент. Эти реакции перечислены в табл. 1. Отклонение профилей концентраций, внесенное редукцией системы реакций, показано на рис. 4. Оно не превышает 6%, что соответствует характерной точности экспериментального измерения концентраций.

БАЗА ДАННЫХ

В базе ТЕФИС рассмотрены следующие системы реакций.

1. 20 реакций с участием H, N, O, у которых характерное время протекания при $T < 1000$ К, $p \sim 1$ атм. не превышает 0.01 с. Эти реакции имеют значение для задач плазмохимии.

2. 15 реакций термического разложения этана [20] при давлениях более 1 атм.

3. 10 реакций водород-кислородного горения, существенных при $T < 3000$ К, $p \sim 150$ атм.

4. 16 реакций с участием S, H, O, N, у которых характерное время протекания при $T < 300$ К, $p \sim 1$ атм. не превышает 0.1 с. Эти реакции имеют значение при расчете распространения загрязнений от химических производств.

Для указанных реакций были собраны результаты первичных экспериментальных измерений скоростей в зависимости от температуры. Насколько нам известно, ранее такие компендиумы не создавались, а экспериментальные данные были рассеяны по отдельным публикациям. Эти данные были обработаны с помощью разложения по ортогонализированным полиномам. Во всех случаях оказалось достаточно постоянного и линейного членов разложения. Уже квадратичный член разложения оказывался недостоверным в пределах имеющихся экспериментальных погрешностей.

Результаты для первой и второй систем реакций опубликованы в [8] и [21], соответственно. Для систем 3 и 4 результаты приведены в табл. 1 и 2. Ранее они не публиковались. Здесь стрелка вправо \rightarrow соответствует экзотермической реакции, а стрелка влево \leftarrow показывает эндотермической. Величины $\lg A$ даны в единицах $\text{см}^3/(\text{моль с})$, энергии E – в эВ. Для ряда реакций из табл. 2 имелась всего по одной экспериментальной точке. Для них регрессия не проводилась. В остальных случаях полученная точность аппроксимаций составляет 1–10% для хорошо изученных реакций и 30–60% для малоизученных. Это в десятки раз точнее известных баз данных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выбор значений скоростей реакций оказывает существенное влияние на результаты расчетов кинетики химических процессов. Приведем пример. Ранее мы проводили расчеты изотермического горения водород-кислородной смеси, пользуясь более ранней версией базы ТЕФИС [22]. Исходные реагенты представляли собой «гремучую смесь» при атмосферном давлении. При температуре 2000 К сгорание смеси (т.е. выход концентраций на стационарные значения) происходило за ~ 5 мкс. Аналогичные расчеты проводила Е.Г. Синько [22], пользуясь аппроксимациями из базы NIST [1]. В том расчете сгорание происходило за ~ 0.1 мкс, т.е. в 50 раз быстрее! Это сравнение выразительно показывает важность использования достоверных данных по скоростям химических реакций.

Работа поддержана Программой стратегического академического лидерства РУДН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <http://kinetics.nist.gov/kinetics>.
2. http://www.me.berkeley.edu/gri_mech.

Таблица 2. Реакции с участием S, H, N, O.

Реакция	$\lg A$	E	$\delta K, \%$
$\text{HOSO}_2 + \text{O}_2 \rightarrow \text{HO}_2 + \text{SO}_3$	11.46 ± 0.02	0	4
$\text{HSO} + \text{NO}_2 \rightarrow \text{HSO}_2 + \text{NO}$	12.76	0	–
$\text{HSO} + \text{O}_3 \rightarrow$ продукты	10.69 ± 0.05	0	12
$\text{HSO}_2 + \text{O}_2 \rightarrow \text{HO}_2 + \text{SO}_2$	13.26	0	–
$\text{O} + \text{H}_2\text{S} \rightarrow \text{OH} + \text{SH}$	13.18 ± 0.15	0	35
$\text{O} + \text{SH} \rightarrow \text{SO} + \text{H}$	14.3 ± 0.2	0	60
$\text{O}_3 + \text{SO}_2 \rightarrow \text{SO}_3 + \text{O}_2$	3.78	0	–
$\text{OH} + \text{H}_2\text{S} \rightarrow \text{SH} + \text{H}_2\text{O}$	12.459 ± 0.005	0	1
$\text{OH} + \text{S} \rightarrow \text{H} + \text{SO}$	13.5957	0	–
$\text{OH} + \text{SO} \rightarrow \text{H} + \text{SO}_2$	13.43 ± 0.08	0	20
$\text{S} + \text{O}_2 \rightarrow \text{SO} + \text{O}$	12.55 ± 0.04	0	11
$\text{SH} + \text{NO}_2 \rightarrow \text{HSO} + \text{NO}$	13.56 ± 0.04	0	7
$\text{SH} + \text{O}_2 \rightarrow \text{HSO} + \text{O}_2$	12.48 ± 0.02	0	5
$\text{SO} + \text{NO}_2 \rightarrow \text{MSO}_2 + \text{NO}$	12.905 ± 0.005	0	1
$\text{SO} + \text{O}_2 \rightarrow \text{SO}_2 + \text{O}$	10.76 ± 0.07	0	17
$\text{SO} + \text{O}_3 \rightarrow \text{SO}_2 + \text{O}_2$	6.08 ± 0.08	0	20

3. *Burkholder J.B., Sander S.P., Abbatt J. et al.* Chemical kinetics and photochemical data for use in atmospheric studies. Evaluation No. 18. JPL Publication 15–10. Pasadena: Jet Propulsion Laboratory, 2015.
4. *Baulch D.L., Bowman C.T., Cobos C.J. et al.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2005. V. 34. No. 3. P. 757.
5. *Ибрагимова Л.Б., Смехов Г.Д., Шаталов О.П.* // Физ.-хим. кинетика в газовой динамике. 2009. Т. 8. С. 1.
6. <http://tefis.ru>.
7. *Белов А.А., Калиткин Н.Н., Козлитин И.А., Корякин П.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1606; *Belov A.A., Kalitkin N.N., Kozlitin I.A., Koryakin P.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 11. P. 1464.
8. *Белов А.А., Калиткин Н.Н.* // Журн. вычисл. мат. и мат. физики. 2020. Т. 60. № 7. С. 105; *Belov A.A., Kalitkin N.N.* // Comput. Math. Math. Phys. 2020. V. 60. No. 7. P. 1199.
9. *Топор О.И., Белов А.А., Бородачев Л.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 11. С. 1586; *Топор О.И.,*

- Belov A.A., Borodachev L.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 11. P. 1320.
10. *Kovacs M., Papp M., Zsely I.G., Turanyi T.* // Fuel. 2020. V. 264. Art. No. 116720.
11. *Ross S.K., Sutherland J.W., Kuo S-C., Klemm R.B.* // J. Phys. Chem. A. 1997. V. 101. P. 1104.
12. *Johnsson J.E., Glarborg P., Dam-Johansen K.* // Symp. Int. Combust. 1992. V. 24. No. 1. P. 917.
13. *Breshears W.D.* // J. Phys. Chem. 1995. V. 99. P. 12529.
14. *Tsang W., Herron J.T.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1991. V. 20. P. 609.
15. *Hanson R.K., Salimian S.* Survey of rate constants in the N/H/O system. Combustion Chemistry. New York: Springer-Verlag, 1984.
16. *Sobol I.M.* // Math Comput. Simulation. 2001. V. 55. P. 271.
17. *Spivak S.I., Ismagilova A.S.* // Dokl. Phys. Chem. 2013. V. 451. No. 1. P. 164.
18. *Белов А.А., Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В.* // Матем. моделир. 2016. Т. 28. № 8. С. 46; *Belov A.A., Kalitkin N.N., Kuzmina L.V.* // Math. Model. Comput. Simulation. 2016. V. 28. No. 8. P. 72.
19. *Белов А.А.* // Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша. 2015. № 71. С. 1.
20. *Nurislamova L.F., Stoyanovskaya O.P., Stadnichenko O.A. et al.* // Chem. Prod. Proc. Model. 2014. V. 9. No. 2. P. 143.
21. *Топор О.И., Белов А.А., Федоров И.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 261; *Топор О.И., Белов А.А., Федоров И.А.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 2. P. 196.
22. *Белов А.А., Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В.* // Матем. моделир. 2016. Т. 28. № 8. С. 46; *Belov A.A., Kalitkin N.N., Kuzmina L.V.* // Math. Model. Comput. Simulation. 2016. V. 28. No. 8. P. 46.

Chemical reactions rates in the TEFIS database on thermophysical properties of dense plasma

O. I. Topor^{1, *}, A. A. Belov^{1, 2}, L. V. Borodachev¹

¹*Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991 Russia*

²*Peoples' Friendship University of Russia, Moscow, 117198 Russia*

**e-mail: topor.oi15@physics.msu.ru*

Since the 1960s at the Keldysh Institute of Applied Mathematics team led by N.N. Kalitkin creates the TEFIS database on the thermophysical properties of substances. In recent years, this database has included a section on the rates of chemical reactions that describe several relevant processes. For this, new mathematical methods for regression of experimental data measured with significant errors were developed. This paper presents the current state of work in this area.

УДК 519.6

ПРЕЦИЗИОННЫЙ РАСЧЕТ ОДНОМЕРНЫХ КВАДРАТУР

© 2024 г. В. С. Хохлачев¹, М. А. Тинтул^{1, *}, А. А. Белов^{1, 2}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», физический факультет, Москва, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Российский университет дружбы народов имени Патриса Лумумбы», Москва, Россия

*E-mail: maksim.tintul@mail.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Вычисление квадратур возникает во многих физических и технических приложениях. Отобраны лучшие квадратурные формулы и проведено их количественное сравнение на ряде представительных примеров.

DOI: 10.31857/S0367676524020162, EDN: RRDWNS

ВВЕДЕНИЕ

Во многих прикладных задачах требуется экономичный расчет квадратур

$$I = \int_0^1 f(x) dx \quad (1)$$

с высокой точностью. Примерами являются вычисление многих специальных функций, разложение заданной функции в ряд или интеграл Фурье, вычисление различных интегральных преобразований, составление разностных схем для уравнений математической физики и многие другие.

В литературе описано большое количество методов вычисления таких квадратур. Наиболее употребительны формулы трапеций, средних и Симпсона на равномерных или неравномерных сетках, квадратуры Гаусса–Кристоффеля и гауссово-сеточный метод [1]. Для улучшения сходимости применяют различные замены переменных интегрирования [2], а также используют поправки Эйлера–Маклорена [1,3].

Из такого многообразия методов прикладнику необходимо выбрать тот, от которого можно ожидать наилучшую точность в конкретной задаче. Еще более желательной была бы возможность применять единообразную стратегию расчета для широкого круга задач. Составление таких практических рекомендаций представляет собой самостоятельную научную проблему. Она имеет большое значение для специалистов по приложениям численных методов в различных областях науки.

Данная работа посвящена решению указанной проблемы. Для этого отобраны квадратурные формулы с наиболее быстрой сходимостью и проведено их количественное сравнение на ряде представительных примеров. Эти примеры воспроизводят характерные особенности подынтегральной функции, возникающие в приложениях (бесконечная дифференцируемость, ограниченная гладкость, особые точки на отрезке интегрирования либо на комплексной плоскости). Поэтому выводы данной работы можно непосредственно использовать для выбора квадратуры в практических вычислениях.

ВЫЧИСЛЕНИЕ КВАДРАТУР

Квадратуры трапеций, средних и Симпсона имеют степенную скорость сходимости. Погрешность зависит от шага h сетки как $O(h^m)$. Экстраполяционное уточнение по Ричардсону и уточнение по формулам Эйлера–Маклорена повышают порядок точности m , однако закон сходимости остается степенным. Эти методы общеизвестны, поэтому в данной работе они не рассматриваются.

Кардинально точнее методы, имеющие сверхстепенную либо экспоненциальную сходимость. Их погрешность зависит от шага сетки по закону, близкому к $\sim \exp(-1/h)$. Это означает, что при уменьшении шага вдвое число верных знаков в ответе примерно удваивается. Такую скорость сходимости реализуют следующие методы.

1. Квадратура Гаусса–Кристоффеля.
2. Сеточные формулы средних и трапеций для периодической подынтегральной функции.

Точность этих квадратур можно кардинально повысить, используя процедуру экстраполяции точности. Соответствующие квадратуры называются экстраполяционными.

3. Сеточные формулы средних и трапеций для непериодической подынтегральной функции после специальной замены переменных.

КВАДРАТУРЫ ГАУССА–КРИСТОФФЕЛЯ

Эти квадратуры хорошо известны. Напомним, что они строятся для интегралов вида

$$I = \int_0^1 u(x)\rho(x)dx \quad (2)$$

с весовой функцией $\rho(x)$. Квадратура имеет вид

$$I_N = \sum_{j=1}^N c_j u(x_j). \quad (3)$$

Здесь x_j и c_j – узлы и веса, соответственно. Тем самым, квадратура (3) содержит $2N$ параметров. Они выбираются так, чтобы квадратура была точна для полинома степени $2N - 1$.

Квадратуры Гаусса–Кристоффеля сталкиваются с двумя трудностями. Во-первых, нахождение узлов и весов этих квадратур представляет отдельную проблему. Эти узлы и веса зависят от вида $\rho(x)$ и найдены только для отдельных частных случаев.

Во-вторых, в оценку погрешности квадратуры, содержащей N узлов, входит производная $u^{(2N)}(x)$. Поэтому для реализации экспоненциальной сходимости необходимо, чтобы все производные были ограничены на отрезке интегрирования. Если $u(x)$ имеет особенность (например, неограниченную производную), то эту особенность выделяют в весовую функцию $\rho(x)$. Это вынуждает строить узлы и веса для каждой задачи в отдельности (см., например, [4]).

Мы реализовали алгоритм [5] вычисления узлов и весов квадратуры Гаусса–Кристоффеля для единичной весовой функции $\rho(x) = 1$. Это пакет программ на языке среды Matlab/Octave, выложенный в открытый доступ [6]. Его отличительной особенностью является то, что узлы и веса вычисляются с произвольной наперед заданной разрядностью чисел. Это является преимуществом данного пакета по сравнению с аналогичными (см., например, [5]).

На практике также употребителен гауссово-сеточный метод. Он состоит в том, что отрезок интегрирования разбивается на шаги длины h , для каждого из которых записывается квадратура Гаусса с небольшим числом узлов $N = 2 - 5$. Этот метод предъявляет такие же требования к гладкости функции, как классическая квадратура Гаусса.

ЭКСТРАПОЛЯЦИОННАЯ КВАДРАТУРА

Пусть функция $f(x)$ периодична с периодом 1. Заменой переменных $z = \exp(2\pi i x)$ перейдем к интегралу по единичной окружности

$$I = \frac{1}{2\pi i} \int_{|z|=1} g(z)dz, \quad g(z) = \frac{1}{z} f(\ln z) \quad (4)$$

и запишем для него формулу трапеций

$$I_N = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N g(z_n)z_n. \quad (5)$$

Для этой квадратуры в [7,8] построены асимптотически точные оценки погрешности. Скорость сходимости определяется положением особых точек функции $g(z)$ на комплексной плоскости.

В качестве примера рассмотрим простейший случай, когда $g(z)$ имеет один полюс кратности q в точке $z = a$ внутри единичной окружности. Тогда $g(z)$ представима в виде

$$g(z) = \frac{h(z)}{(z-a)^q}, \quad (6)$$

где числитель $h(z)$ не имеет особых точек, кроме, может быть, бесконечно удаленной. В этом случае оценка погрешности квадратуры (5) имеет вид

$$\delta_N = \frac{1}{(q-1)!} \frac{\partial^{q-1}}{\partial a^{q-1}} \left[h(a) \left(1 - \frac{1}{1-a^N} \right) \right]. \quad (7)$$

В [8] предложен ряд обобщений оценки (7). Функция $g(z)$ может иметь произвольное конечное число полюсов произвольного порядка. Положения и кратности полюсов могут быть неизвестны заранее. В этом случае они вычисляются в ходе сгущения сеток. Оценки, аналогичные (7), построены для квадратуры средних.

Пусть ближайшие к контуру интегрирования особые точки являются полюсами. Поскольку оценка (7) асимптотически точна, то ее можно использовать для уточнения квадратуры. Эта процедура называется экстраполяцией точности. Она эквивалентна введению новой квадратурной формулы

$$\tilde{I}_N = I_N + \delta_N. \quad (8)$$

Такая квадратура была названа экстраполяционной. Из ее погрешности исключен вклад ближайших полюсов, и скорость сходимости определяется расстоянием до ближайшей особой точки другого типа.

ЗАМЕНА ПЕРЕМЕННЫХ

Пусть теперь $f(x)$ не является периодической. Запишем для интеграла (1) формулу средних

$$I_N = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N f(x_{n-1/2}). \tag{9}$$

Выполним замену переменной [9]

$$t(\xi) = \frac{(\xi - 0.5)}{\xi(1 - \xi)}, \quad x(t) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{th} t. \tag{10}$$

Тогда интеграл примет вид

$$I = \int_0^1 f(x(\xi)) x_\xi(\xi) d\xi \equiv \int_0^1 \tilde{f}(\xi) d\xi. \tag{11}$$

Легко видеть, что множитель x_ξ быстро стремится к нулю при $\xi \rightarrow 0 + 0$ и $\xi \rightarrow 1 - 0$. Также нетрудно убедиться, что $\tilde{f}(\xi)$ стремится к нулю вместе со всеми производными при стремлении к точкам $\xi = 0, 1$ изнутри отрезка. Поэтому $\tilde{f}(\xi)$ допускает бесконечно гладкое периодическое продолжение за пределы отрезка интегрирования.

Согласно формуле Эйлера–Маклорена, степенная часть погрешности квадратуры средних и трапеций содержит слагаемые вида $N^{-2m}(\tilde{f}^{(2m-1)}(1) - \tilde{f}^{(2m-1)}(0))$. Эти слагаемые обращаются в нуль, и сходимость становится сверхстепенной.

Отметим, что такой закон сходимости реализуется независимо от поведения $f(x)$ вблизи концов отрезка $(0, 1)$: она может иметь неограниченную производную и даже обращаться в бесконечность (несобственный интеграл).

Подынтегральная функция может иметь особые точки (нарушение гладкости, обращение подынтегральной функции или ее производных в бесконечность) внутри отрезка интегрирования. Тогда в каждую особую точку нужно поместить узел, на полученных промежуточных отрезках ввести равномерные сетки и применить к этим отрезкам замены (10).

СРАВНЕНИЕ КВАДРАТУР

Проведем расчеты тестовых примеров и сравним описанные выше квадратурные формулы. Рассмотрим сначала периодическую подынтегральную функцию. Пусть

$$I = \frac{1}{2\pi i} \int_{|z|=1} \frac{1}{(z - a_1)(z - a_2)} \operatorname{th} \frac{1}{z - b} dz. \tag{12}$$

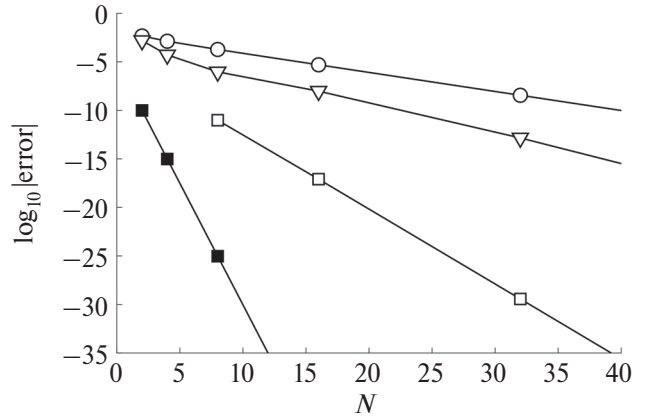


Рис. 1. Погрешности расчета тестового интеграла (12), обозначения см. текст.

Положим $a_1 = 2/\pi$, $a_2 = \pi/2$, $b = 1000/\pi$. Точное значение этого интеграла нетрудно найти с помощью вычетов.

На рис. 1 показаны графики погрешности для разных квадратурных формул. Масштаб полулогарифмический, так что экспоненциальной сходимости соответствует прямая. Кружками обозначена погрешность формулы трапеций. Треугольники соответствуют погрешности формулы Гаусса–Кристоффеля. Темные квадраты – погрешность экстраполяционной квадратуры, в которой уточнение проводится при известных положениях полюсов. Светлые квадраты – погрешность экстраполяционной квадратуры, в которой уточнение проводилось при заранее неизвестных положениях полюсов.

Видно, что экстраполяционная квадратура (8) в обоих случаях значительно превосходит по точности исходную формулу трапеций и формулу Гаусса–Кристоффеля. Выигрыш составляет десятки порядков.

Рассмотрим второй пример, в котором подынтегральная функция является непериодической. Пусть

$$I = \int_0^1 x^{\beta-1} e^{-x} dx, \quad \beta = 1.5. \tag{13}$$

Точный ответ есть нижняя неполная гамма-функция $\gamma(1, \beta)$. Подынтегральная функция имеет ограниченную гладкость: производная $f' \sim x^{-0.5}$ неограниченно возрастает вблизи $x = 0$.

На рис. 2 показаны графики сходимости разных квадратур в полулогарифмическом масштабе. Здесь светлыми кружками обозначена погрешность обыкновенной формулы средних. Темные кружки соответствуют погрешности формулы средних

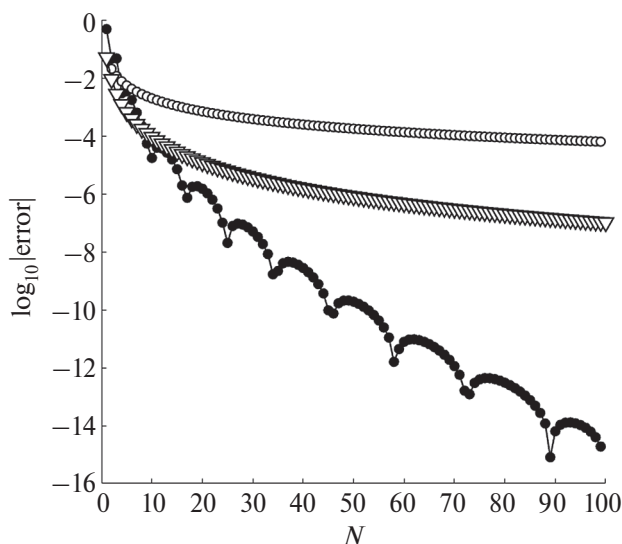


Рис. 2. Погрешности расчета тестового интеграла (13), обозначения см. текст.

с заменой переменных (10). Треугольники — погрешность квадратуры Гаусса–Кристоффеля.

Видно, что замена переменных (10) кардинально ускоряет сходимость. Формула средних с заменой переменных значительно превосходит по точности формулу Гаусса–Кристоффеля. Выигрыш достигает 8 порядков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем практические рекомендации, исходя из двух точек зрения. Первая заключается в том, чтобы получить наилучшую точность расчета.

Пусть подынтегральная функция является бесконечно гладкой на отрезке интегрирования и периодической. Если ближайшими к отрезку интегрирования особыми точками являются полюсы, то целесообразно использовать экстраполяционную квадратуру на основе формул трапеций или средних.

Если подынтегральная функция периодична, но ближайшая особая точка является существенно особой либо точкой ветвления, то наиболее точной оказывается квадратура Гаусса–Кристоффеля с единичным весом. Для ее построения целесообразно использовать пакет программ [6].

Если подынтегральная функция является непериодической и бесконечно гладкой, то наибольшую точность можно ожидать от квадратуры Гаусса–Кристоффеля с единичной весовой функцией.

Во всех остальных случаях целесообразно использовать формулу средних с заменой переменных (10).

Вторая точка зрения заключается в том, что предпочтительнее использовать единообразную стратегию расчета для как можно более широкого круга задач. В этом случае мы рекомендуем формулу средних с заменой переменных (10). Если подынтегральная функция имеет особенности, то исходный отрезок интегрирования необходимо разбить на промежуточные отрезки, на которых подынтегральная функция является бесконечно гладкой. Далее на каждом таком подотрезке нужно ввести замену переменных, аналогичную (10), и записать формулу средних с равномерным шагом.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-71-00028, <https://rscf.ru/project/22-71-00028>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Калиткин Н.Н., Альшина Е.А.* Численные методы. Т. 1. Численный анализ. М.: Академия, 2013.
2. *Гельфанд И.М., Фролов А.С., Ченцов Н.Н.* // Изв. вузов. Сер. матем. № 5 (6). Т. 1958. С. 32.
3. *Белов А.А.* // Матем. моделир. 2013. Т. 25. № 6. С. 72; *Belov A.A.* // Math. Model. Comput. Simulation. 2013. V. 25. No. 6. P. 46.
4. *Лебедев В.И., Бабурин О.В.* // Журн. вычисл. мат. и мат. физ. 1965. Т. 5. № 3. С. 454.
5. *Golub G.H., Welsch J.H.* // Math. Comput. 1969. V. 23. No. 106. P. 221.
6. <https://github.com/ABelov91/GaussKristoffel>.
7. *Хохлачев В.С., Белов А.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 7. С. 1032; *Khokhlachev V.S., Belov A.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 7. P. 861.
8. *Belov A.A., Khokhlachev V.S.* // Comput. Math. Math. Phys. 2024. V. 64. No. 1. P. 1.
9. *Тинтул М.А., Хохлачев В.С., Белов А.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 11. С. 1621; *Tintul M.A., Khokhlachev V.S., Belov A.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 11. P. 1350.

Precision computation of one-dimensional quadratures**V. S. Khokhlachev¹, M. A. Tintul^{1, *}, A. A. Belov^{1, 2}**¹*Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*²*Peoples' Friendship University of Russia, Moscow, 117198 Russia***e-mail: maksim.tintul@mail.ru*

The calculation of quadratures arises in many physical and technical applications. In this paper, the best quadrature formulas are selected and their quantitative comparison is carried out on a number of representative examples.

УДК 620.193.013

ЗАТУХАНИЕ ZITTERBEWEGUNG В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ДИРАКОВСКИХ КРИСТАЛЛОВ

© 2024 г. Е. И. Кухарь^{1, *}, С. В. Крючков^{1, 2}, Н. А. Иванов¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Волгоградский государственный технический университет», Волгоград, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Волгоградский государственный социально-педагогический университет», Волгоград, Россия

*E-mail: eikuhar@yandex.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Исследованы возможности управления временем затухания осцилляций Zitterbewegung в графене и графеновой сверхрешетке. Для графена вычислено время существования Zitterbewegung в присутствии высокочастотного излучения. Результат демонстрирует увеличение продолжительности данного эффекта при включении переменного поля. Для графеновой сверхрешетки показано, что время затухания Zitterbewegung регулируется путем изменения соотношения между периодом сверхрешетки и шириной электронного волнового пакета.

DOI: 10.31857/S0367676524020177, EDN: RRBTCO

ВВЕДЕНИЕ

Графеноподобные кристаллы (графен, германен, силицен и т.д.) являются весьма удобной платформой для изучения эффектов квантовой электродинамики [1,2]. Уникальность таких материалов, называемых дираковскими кристаллами [3], объясняется наличием в гамильтониане слагаемых, связывающих импульс носителя заряда с его псевдоспиновой степенью свободы. Известно, что одним из следствий такой связи является эффект Zitterbewegung (ZB) – быстрые осцилляции скорости свободного (псевдо)релятивистского электрона, обусловленные интерференцией состояний с положительной и отрицательной энергиями. Высокая частота соответствующих осцилляций (~1021 Гц) делает затруднительным наблюдение ZB для свободного электрона в вакууме. Существенно более низкая частота ZB в структурах, описываемых гамильтонианом релятивистского типа [4,5], значительно облегчает экспериментальное обнаружение указанного эффекта [6].

Возможность ZB для электронов в графене теоретически показана в [7,8]. На сегодняшний момент это явление учитывается в исследовании, например, проводящих свойств дираковских и полудираковских кристаллов [9]. Отметим, что для анализа основных особенностей спектра ZB, а также для сравнения численных результатов с результатами приближенных аналитических вычислений, в качестве начального вектора состояния

в импульсном пространстве вполне можно использовать узкий дельтаобразный волновой пакет [10]. Однако такие пакеты полностью делокализованы в пространстве, что вносит определенную трудность в реализацию соответствующих осцилляций. С целью получения результатов, близких к возможным экспериментальным наблюдениям, следует рассматривать пакеты конечной ширины, которые хорошо локализованы как в импульсном, так и в реальном пространстве. Конечный размер пакета позволяет говорить о среднем положении частицы, а также вычислить групповую скорость. При этом, как показано в [10], факт конечности пакета не меняет основных свойств ZB. Тем не менее, здесь придется столкнуться с другой проблемой. Дело в том, что колебания волнового пакета конечной ширины являются затухающими, причем время затухания находится в прямой зависимости от ширины пакета. Некоторые варианты решения проблемы затухания ZB предложены в [10,11]. В их основе лежат особенности взаимодействия дираковских кристаллов с внешним высокочастотным (ВЧ) полем [12,13]. Так, в [11] для восстановления электронных осцилляций использован механизм обращения во времени групповой скорости носителей заряда, изученный в [14]. В [10] увеличение времени жизни ZB в графене оказалось возможным благодаря наличию в спектре электронных осцилляций гибридных частот (частот Раби), зависящих как от внутризонной энергии частицы,

так и от параметров электромагнитного (ЭМ) излучения, которому подвергается образец. Отметим, что для полудираковских материалов частота Раби, кроме всего прочего, определяется еще и направлением поляризации ЭМ волны [15].

В данной работе решаются следующие задачи: (1) разработка аналитического метода, позволяющего устанавливать время затухания ZB как функцию амплитуды ВЧ излучения, которому подвержен 2D кристалл с дираковским спектром (например, графен); (2) поиск возможностей увеличения времени затухания ZB. В рамках первой задачи предложено использование гамильтонианов, перенормированных действием ВЧ поля. В рамках второй задачи изучен ZB в графеновых сверхрешетках (ГСР).

ГРАФЕН В ПОЛЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ВОЛНЫ

Влияние ВЧ поля на затухание ZB в графене исследовано численно в [10], где продемонстрирована возможность увеличения времени жизни ZB за счет изменения амплитуды ВЧ излучения, которому подвергается образец. Аналитические выводы относительно спектра ZB, также присутствующие в [10], выполнены в рамках двух известных аппроксимаций: Rotating Wave Approximation (RWA) и High Driving Frequency (HDF). В случае (a) частота излучения ω считалась сравнимой с Ω_{ZB} – частотой ZB в отсутствие поля. В случае (b) использовано приближение, когда $\omega \gg \Omega_{ZB}$, но амплитуда волны полагалась достаточно малой. Приведем сейчас для ZB в графене некоторые аналитические результаты, справедливые для более широкого круга значений амплитуды волны. Они явно подтвердят возможность управления затуханием ZB за счет изменения амплитуды ЭМ излучения, предсказанное в [10] численно.

Свяжем с графеновым листом плоскость xu и поместим его в поле ВЧ излучения, распространяющегося вдоль оси Oz и поляризованного вдоль Ox . Для векторного потенциала электрической составляющей запишем $\vec{A}_{ac} = \{ (E_0/\omega) \cos \omega t, 0 \}$, где E_0 – амплитуда электрического поля, причем для частоты излучения выполнено неравенство $\omega \gg \Omega_{ZB}$. Здесь, поступая стандартно, мы пренебрегаем координатной зависимостью потенциала поля, учитывая, что толщина графена значительно меньше длины волны падающего ЭМ излучения.

Спинор ψ подчиняется уравнению

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H} \psi + v_F p_0 \hat{\sigma}_x \psi \cos \omega t, \quad (1)$$

где $\hat{H} = v_F p_x \hat{\sigma}_x + v_F p_y \hat{\sigma}_y$ – исходный гамильтониан, $\hat{\sigma}_{x,y,z}$ – матрицы Паули, $p_0 = eE_0/\omega$. Как

уже сказано выше, задача об эволюции состояния дираковского электрона в ВЧ поле аналитически решалась в [10] методом итераций по малому параметру $a_0 \ll 1$. Однако в рамках флоке-формализма эту же проблему удается свести к задаче на собственные значения перенормированного в ВЧ поле гамильтониана \hat{H}_0 . При этом удобно воспользоваться следующим преобразованием $\psi = \hat{U}^+ \varphi$, где $\hat{U} = e^{i a_0 \hat{\sigma}_x \sin \omega t}$, $a_0 = v_F p_0 / \omega$ – безразмерная амплитуда переменного электрического поля. Применение унитарного оператора \hat{U} позволит получить для квантовомеханической скорости электрона в условиях ZB результат, справедливый для более широкого круга значений a_0 чем в [10]. После усреднения уравнения для φ по периоду ВЧ поля придем к новому уравнению: $i \dot{\chi} = \hat{H}_{\text{eff}} \chi$, в котором спинор χ описывает сглаженную по ВЧ возмущениям эволюцию состояния дираковского электрона, а ренормализованный гамильтониан имеет вид [16]:

$$\hat{H}_{\text{eff}} = v_F p_x \hat{\sigma}_x + u_F p_y \hat{\sigma}_y, \quad (2)$$

где $u_F = J_0(2a_0) v_F$ – перенормированная действием ВЧ поля скоростью Ферми, $J_n(\xi)$ – функция Бесселя n -го порядка. Условие применимости выражения для \hat{H}_{eff} (2) является выполнение следующего неравенства [16]:

$$\left| J_n(2a_0) \hat{p}_y c_n(\vec{r}) \right|_{n \neq 0} \ll \left| J_0(2a_0) \hat{p}_y c_0(\vec{r}) \right|, \quad (3)$$

позволяющего считать высокочастотные поправки к амплитудам вероятности достаточно малы. Здесь $\hat{p}_y = -i \partial_y$, $c_n(\vec{r})$ – амплитуда вероятности поглощения/излучения носителями заряда n квантов ЭМ поля. Заметим, что выражение для u_F , полученное в [16], совпало с результатом для постоянной составляющей компоненты скорости многомодового ZB, ортогональной к плоскости поляризации волны и вычисленной в [15] для произвольных амплитуд переменного электрического поля. Для спинора χ имеем

$$\chi(t) = e^{-i \hat{H}_{\text{eff}} t} \chi_0. \quad (4)$$

Таким образом, результаты, основанные на равенстве (3), останутся справедливыми и для интенсивных ВЧ полей, но таких, чтобы параметр $2a_0$ не был близок к нулям функции $J_0(2a_0)$. Последнее требование продиктовано условием нерезонансности излучения (3). Сказанное отличает применяемый здесь аналитический подход от примененного в [10] метода итераций. Для времени затухания ZB удается получить аналитическое выражение, если начальный волновой пакет χ_0 в p -пространстве считать δ -образным для компоненты p_x (т.е. полностью делокализованному вдоль Ox) и гауссовским

для p_y . В результате вычислений получим для квантовомеханической скорости $v_x \equiv v_F \langle \chi | \hat{\sigma}_x | \chi \rangle$ следующее выражение

$$v_x = v_F e^{-v_{\text{eff}}^2 t^2} \sin(2u_F p_y t), \quad (5)$$

где b – ширина гауссовского пакета вдоль Oy ,

$$v_{\text{eff}} = \frac{v_F}{b} |J_0(2a_0)|. \quad (6)$$

Параметр v_{eff}^{-1} имеет смысл времени затухания. В отсутствие переменного электрического поля ($a_0 = 0$) время затухания ЗВ равно $\tau = bv_F^{-1}$. Так как $|J_0(2a_0)| < 1$ при $a_0 \neq 0$, время затухания v_{eff}^{-1} , как это видно из (6), всегда превышает время затухания τ в отсутствие излучения.

Далее будем считать волновой пакет локализованным во всех направлениях плоскости xu , выбирая для состояния, описываемого спинором χ_0 , гауссовский профиль волнового пакета, с которым, как правило, имеют дело [4,10,17]:

$$\chi_0 = \frac{b}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{1}{2}b^2(\vec{p}'-\vec{p})^2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Последнее может быть сформировано путем воздействия ультракороткого лазерного импульса [18]. Для центра волнового пакета будем полагать $\vec{p} = \{0, p\}$. Тогда для квантовомеханической скорости имеем

$$v_x = v_F \langle \chi_0 | e^{i\hat{H}_{\text{eff}} t} \hat{\sigma}_x e^{-i\hat{H}_{\text{eff}} t} | \chi_0 \rangle. \quad (8)$$

После подстановки (2) и (7) в (8), запишем

$$v_x = \frac{v_F J_0(2a_0)}{2\pi} \int_0^\infty e^{-\xi} d\xi \times \int_0^{2\pi} \frac{\alpha \sin\left(2vt\sqrt{\xi \cos^2 \theta + J_0^2(2a_0)\alpha^2}\right) d\theta}{\sqrt{\xi \cos^2 \theta + J_0^2(2a_0)\alpha^2}}, \quad (9)$$

где $\alpha(\xi, \theta) = pd + \sqrt{\xi} \sin \theta$, $v = \tau^{-1}$. На рис. 1 представлены осцилляции групповой скорости при различных значениях амплитуды ВЧ поля, построенные по формуле (9). Видно, что с ростом амплитуды время затухания увеличивается. Здесь и далее для численного анализа используются значения параметров p и b из [10]: $p = 1.2 \text{ мкм}^{-1}$, $b = 4 \text{ мкм}$. На графиках отсутствуют дополнительные гармоники осцилляций, которые предсказывались в [10], т.к. результат получен с использованием

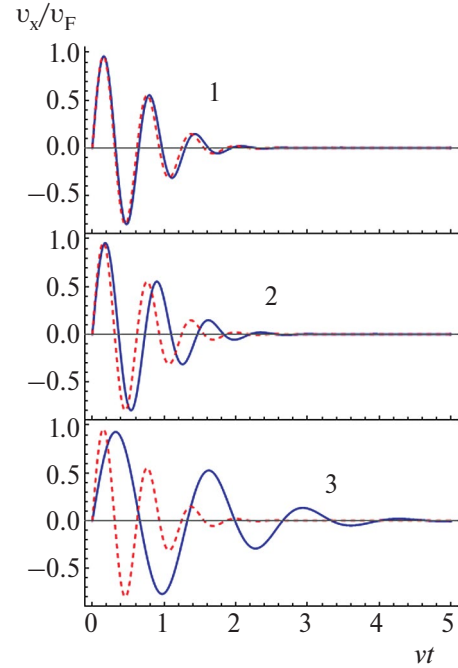


Рис. 1. Групповая скорость электрона в графене как функция времени в присутствии (сплошная линия) и в отсутствие (пунктирная линия) ВЧ излучения. 1) $E_0 = 0.5 \text{ кВ}\cdot\text{м}^{-1}$; 2) $E_0 = 1.0 \text{ кВ}\cdot\text{м}^{-1}$; 3) $E_0 = 2.0 \text{ кВ}\cdot\text{м}^{-1}$.

усредненного по ним гамильтониана \hat{H}_{eff} . Однако продолжительность осцилляций и ее увеличение с ростом амплитуды совпадают по порядку величины с результатами [10]. Последнее говорит о правомерности используемого аналитического подхода с целью анализа зависимости продолжительности ЗВ от интенсивности ВЧ поля.

ГРАФЕНОВАЯ СВЕРХРЕШЕТКА

В последнее время весьма актуальны исследования транспортных свойств различных структур на основе дираковских кристаллов, например – графеновых сверхрешеток (ГСР) [19–21]. Причина такого внимания заключается в возможности перестройки энергетической щели в СР [19], что с точки зрения приложений в наноэлектронике выгодно отличает ГСР от графена, обладающего полуметаллическими свойствами. Численный подход к исследованию ЗВ осцилляций в ГСР с прямоугольными барьерами предложен в [22]. Ниже рассмотрен аналитический подход, использующий следующий модельный гамильтониан для носителей заряда в СР на основе дираковского кристалла [23]:

$$\hat{H}_{\text{GSL}} = v_F p_x \hat{\sigma}_x + \frac{2v_F}{d} \sin\left(\frac{dp_y}{2}\right) \hat{\sigma}_y, \quad (10)$$

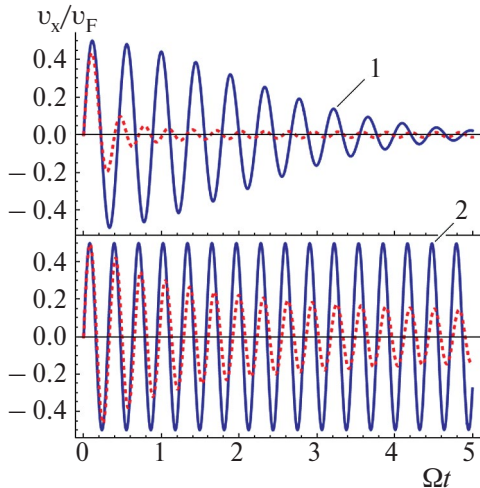


Рис. 2. Групповая скорость электрона в ГСР как функция времени для $d:b = 1:10$ (сплошная линия) и $d = b$ (пунктирная линия). 1) Середина минизоны; 2) потолок минизоны.

где d – период СР. Для вычисления скорости электрона произведем в (8) замену $\hat{H}_{\text{eff}} \rightarrow \hat{H}_{\text{GSL}}$ и вместо (7) используем следующий начальный спинор [22]:

$$\chi_0 = \sqrt{\frac{b_1 b}{\pi}} e^{-\frac{b_1^2 p_x^2}{2}} e^{-\frac{b^2 (p_y - p)^2}{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Здесь b_1 и b – ширина волнового пакета вдоль направлений x и y , соответственно, причем $b_1 \gg b$. После некоторых математических преобразований находим для групповой скорости:

$$v_x(t) = v_F \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{(2n+1)^2 d^2}{16b^2}} J_{2n+1}(2\Omega t) \sin\left(n + \frac{1}{2}\right) pd, \quad (12)$$

где $\Omega = v_F d^{-1}$. Для периода СР $d = 100$ нм [23] значение параметра Ω составит 10 ТГц. Графики зависимости групповой скорости (12) от времени показаны на рис. 2. Их анализ позволяет сказать, что, во-первых, время затухания ЗВ растет с уменьшением отношения периода СР к ширине волнового пакета $d:b$. Во-вторых, приближение центра электронного волнового пакета p к потолку минизоны СР также дает возможность существенно увеличить время осцилляций ЗВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше исследовано затухание ЗВ в графене и ГСР. В случае, когда начальный волновой пакет, делокализован вдоль одного направления

и локализован в поперечном направлении найдено аналитическое выражение для эффективного времени затухания ЗВ. Из этого выражения явно следует, что время затухания должно увеличиться при включении ВЧ электрического поля, что согласуется с численными расчетами [10]. Кроме того, показано, что зависимость времени жизни ЗВ является немонотонной функцией амплитуды ВЧ излучения.

В случае ГСР показано, что, количество колебаний ЗВ растет с уменьшением величины $d:b$, что согласуется с численными расчетами [22]. Таким образом, изготовление ГСР с необходимым периодом позволит добиться увеличения наблюдаемого числа колебаний ЗВ. Кроме того, существенного роста продолжительности ЗВ можно добиться путем смещения центра волнового пакета p к потолку минизоны ГСР.

Работа поддержана ФГБОУ ВО ВолгГТУ в рамках текущего финансирования и внутривузовского гранта ФГБОУ ВО ВГСПУ. Никаких дополнительных источников финансирования или грантов со стороны других организаций не привлекалось.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Katsnelson M.I., Novoselov K.S., Geim A.K.* // Nature Phys. 2006. V. 2. P. 620.
2. *Romanovsky I., Yannouleas C., Landman U.* // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. Art. No. 165431.
3. *Kim Y., Lee J.D.* // Mater. Today Phys. 2021. V. 21. Art. No. 100525.
4. *Schliemann J., Loss D., Westervelt R.M.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. Art. No. 206801.
5. *Фирсова Н.Е., Кнумаров С.А.* // ФТТ. 2021. Т. 63. № 2. С. 277; *Firsova N.E., Kumorov S.A.* // Phys. Solid State. 2021. V. 63. No. 2. P. 313.
6. *Iwasaki Y., Hashimoto Y., Nakamura T. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 864. Art. No. 012054.
7. *Katsnelson M.I.* // Europ. Phys. J. B. 2006. V. 51. P. 157.
8. *Cserti J., Dávid G.* // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. Art. No. 172305.
9. *Oriekhov D.O., Gusynin V.P.* // Phys. Rev. B. 2022. V. 106. Art. No. 115143.
10. *Rusin T.M., Zawadzki W.* // Phys. Rev. B. 2013. V. 88. Art. No. 235404.
11. *Reck P., Gorini C., Richter K.* // Phys. Rev. B. 2020. V. 101. Art. No. 094306.
12. *Oka T., Aoki H.* // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. Art. No. 081406.
13. *Junk V., Reck P., Gorini C., Richter K.* // Phys. Rev. B. 2020. V. 101. Art. No. 134302.
14. *Reck P., Gorini C., Richter K.* // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. Art. No. 125421.

15. *Крючков С.В., Кухарь Е.И.* // Опт. и спектроск. 2023. Т. 131. № 2. С. 297.
16. *Kibis O.V., Morina S., Dini K. et al.* // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. Art. No. 115420.
17. *Diago-Cisneros L., Serna E., Vargas I.R. et al.* // J. Appl. Phys. 2019. V. 125. Art. No. 203902.
18. *Garraway B.M., Suominen K.A.* // Rep. Prog. Phys. 1995. V. 58. P. 365.
19. *Huber R., Liu M.–H., Chen S.–C., et al.* // Nano Lett. 2020. V. 21. P. 8046.
20. *Fernandes D.E.* // Phys. Rev. B. 2023. V. 107. Art. No. 085119.
21. *Oubram O., Sadoqi M., Cisneros-Villalobos L. et al.* // J. Phys. Cond. Matter. 2023. V. 35. No 26. Art. No. 265301.
22. *Kamal A., Jellal A.* // Physica E. 2021. V. 125. Art. No. 114193.
23. *Krueckl V., Richter K.* // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. Art. No. 115433.

Zitterbewegung damping in structures based on Dirac crystals

E. I. Kukhar^{1,*}, S. V. Kryuchkov^{1,2}, N. A. Ivanov¹

¹ *Volgograd State Technical University, Volgograd, 400005 Russia*

² *Volgograd State Socio-Pedagogical University, Volgograd, 400066 Russia*

**e-mail: eikuhar@yandex.ru*

The possibilities of controlling the time of damping of Zitterbewegung oscillations in graphene and graphene superlattice have been investigated. The decay time of Zitterbewegung oscillations in graphene in the presence of high-frequency radiation has been calculated. An increase in the duration of the Zitterbewegung with the inclusion of an alternating field has been explicitly demonstrated. The decay time of the Zitterbewegung for a graphene superlattice has been shown to be controlled by changing the ratio between the period of the superlattice and the width of the electron wave packet.

УДК 535.2

ФОТОННОЕ ЭХО НА ЭКСИТОНАХ И ЕГО РОЛЬ ПРИ ПРОЕКТИРОВАНИИ НАНОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ НА КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ОКСИДА ЦИНКА

© 2024 г. И. И. Попов^{1, *}, Р. В. Юсупов², А. В. Петров², А. Р. Бессонов¹,
А. М. Гайя¹, А. В. Мороз¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования
«Поволжский государственный технологический университет», Йошкар-Ола, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Казанский (Приволжский) федеральный университет», Казань, Россия

*E-mail: biht.oral@gmail.com

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Изучены релаксационные спады сигналов фотонного эха в тонких пленках оксида цинка, изготовленных методом магнетронного распыления. Эхо-сигналы возбуждаются на длине волны 800 нм на переходах между квантовыми уровнями, возникающими при локализации экситонных состояний в квантово-размерных структурах, в режиме двухфотонного поглощения лазерных импульсов с длиной волны 800 нм.

DOI: 10.31857/S0367676524020185, EDN: RRBABM

ВВЕДЕНИЕ

При проектировании нанoeлектронных приборов высокую практическую значимость представляют процессы, протекающие в квантово-размерных объектах типа квантовых точек при комнатных температурах. Хорошей иллюстрацией этого является, например, цикл исследований спектральных и фотофизических свойств нанокомпозитов на основе коллоидных квантовых точек с излучающим ядром из селенида кадмия, выполненных с помощью спектроскопии люминесценции и фотонного эха [1–6].

Для синтеза активных сред для нанoeлектронных приборов применяются 3 метода: жидкофазная эпитаксия (ЖФЭ), химическое осаждение из газовой фазы (ХОГФ) и молекулярно-пучковая эпитаксия (МПЭ). Ранее в статьях [7–10] мы показали возможность изготовления квантово-размерных структур методом магнетронного распыления. При изготовлении тонких пленок этим способом формируется текстура пленок, состоящая из кристаллических волокон, ориентированных ортогонально к подложке и обладающих неравномерной кривизной поверхности, пространством между которыми заполнено рентгеноаморфной фазой. Вблизи поверхности волокон на границе раздела кристаллической и рентгеноаморфной фаз мигрируют

возбуждаемые в кристаллической решетке экситоны. Высокая кривизна поверхности волокон из-за сдвигов формирующихся слоев кристаллической решетки способствует появлению на ней участков с дислокациями, которые являются источником ловушек для возбужденных экситонных состояний.

Структура энергетических уровней экситонов в ловушках дает возможность возбуждать переходы на длине волны 400 нм в режиме двухфотонного поглощения при помощи импульсного лазера, излучающего на длине волны 800 нм и исследовать их динамику методами спектроскопии фотонного эха. Величина времени релаксации, измеренная по кривой временного спада интенсивности фотонного эха, составляющая при комнатной температуре значения от несколько сотен фемтосекунд до единиц пикосекунд, характеризует время жизни экситонных состояний. Эти величины можно использовать в качестве оценочных при проектировании, например, оптических эхо-процессоров, которые могли бы функционировать при комнатной температуре за счет использования полупроводниковых наноструктур. Демонстрация возможности использования для этих целей тонких пленок оксида и оптимизация режимов работы приборов, основанных на эффекте фотонного эха, являются важными практически значимыми задачами. Изучение

влияния параметров синтеза тонких пленок оксида цинка (например, концентрации кислорода в рабочей камере) дает возможность варьировать ширину запрещенной зоны оксида цинка для определения характеристик, обеспечивающих эффективные режимы формирования сигналов фотонного эха и работы устройств обработки информации на его основе [7–10].

МЕТОДИКА ПРОБОПОДГОТОВКИ И СПЕКТРОСКОПИЯ ФОТОННОГО ЭХА НА ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭКСИТОННЫХ СОСТОЯНИЯХ

Для возбуждения фотонного эха в тонкой пленке необходимо оптимизировать ширину запрещенной зоны таким образом, чтобы реализовать возбуждение экситонов на длине волны 400 нм. При этом важную роль играет толщина пленки. Чем толще пленка, тем длиннее волокна, тем большее количество локализованных экситонов в ней, но при этом больше и линейные размеры ловушек и тем быстрее спад во времени интенсивности сигналов фотонного эха, что накладывает ограничение на предельную длительность операции обработки информации в устройствах на основе фотонного эха. За счет изменения концентрации кислорода в вакуумной камере и длительности процесса формирования пленки нами получены различные образцы тонких пленок. Рассчитанные значения ширины запрещенной зоны оксида цинка приведены в табл. 1.

В экспериментах по эхо-спектроскопии использовалась экспериментальная установка, представленная на рис. 6 в работе [12]. На исследуемые тонкие пленки после фокусировки линзой с фокусным расстоянием 15 см подавались под углом 8 градусов по отношению друг к другу три разнесенные во времени лазерных импульса, формируемых фемтосекундной лазерной системой Ti: Sa со следующими параметрами: длительность импульса – 35 фс, энергия в импульсе – 2 мДж, частота повторения импульсов – 1000 Гц. Возбуждающие лазерные импульсы формировались путем деления каждого генерируемого лазерного импульса на три

и разделялись во времени с помощью оптических линий временной задержки. Возбуждаемые сигналы первичного (ПФЭ) и стимулированного фотонного эха (СФЭ) регистрировались в направлениях, определяемых условиями пространственного синхронизма. Эхо-сигналы отделялись от возбуждающих импульсов с помощью диафрагм, устанавливаемых перед фотодетекторами. Мощность первого возбуждающего импульса составляла 280 мВт, второго – 184 мВт, третьего – 230 мВт.

Особенностью возбуждения фотонного эха в тонких пленках оксида цинка, как было указано выше, является применение в качестве резонансного излучения фемтосекундных импульсов на длине волны 800 нм при условии отсутствия у активной среды переходов на длинах волн, больших 400 нм, в том числе и на длине волны 800 нм. Наличие двухфотонного поглощения лазерного излучения на длине волны 800 нм проверялось регистрацией сигналов ПФЭ в направлении пространственного синхронизма, соответствующего режиму двухфотонного поглощения. Для обеспечения этого режима необходимо точное соблюдение согласованности параметров двух фотонов, объединяющихся в один возбуждающий фотон. Условиям двухфотонного поглощения на квантовом переходе с длиной волны 400 нм соответствовало порядка 0.1% энергии лазерного импульса, подаваемого на длине волны 800 нм. Для точной юстировки нулевой задержки между возбуждающими импульсами вместо резонансной среды устанавливался нелинейный кристалл, в котором при нулевой задержке происходила неколлинеарная генерация второй гармоники.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА ПО РЕЛАКСАЦИОННЫМ СПАДАМ ФОТОННОГО ЭХА

Мы исследовали зависимость параметров релаксационных спадов интенсивности сигналов фотонного ПФЭ при разных толщинах пленки. На рис. 1 показаны кривые спада сигналов ПФЭ для пленок оксида цинка толщиной 100, 600 и 800 нм.

Таблица 1. Технологические режимы формирования тонких пленок оксида цинка методом магнетронного распыления и ширина запрещенной зоны этих пленок

Номер образца	Соотношение кислорода / аргона, %	Температура подложки во время напыления, °С	Время напыления, мин	Давление газа в камере, Па	Ток магнетрона, А	Ширина запрещенной зоны, эВ
1	30/70	100	2	1	1	3.38
2	35/65	100	2	1	1	3.12
3	50/50	100	2	1	1	3.22

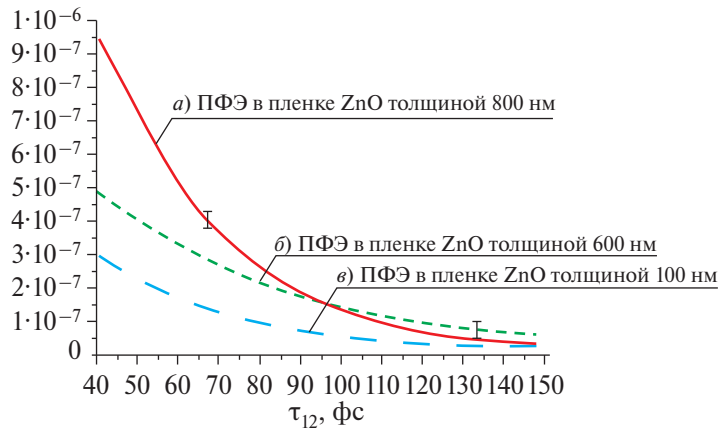


Рис. 1. Зависимость спада средней мощности сигналов первичного фотонного эха от временного интервала между первым и вторым возбуждающими импульсами для пленок оксида цинка: толщиной 800 (а), 600 (б) и 100 (в) нм.

Из графиков следует, что случаю пленок большей толщины (800 нм) соответствует наибольший динамический диапазон изменения интенсивности сигналов фотонного эха, что может быть использованы при практической реализации устройств оптической обработки информации. Время необратимой поперечной релаксации T_2 для пленок толщиной 800 нм составляет $\sim 130 \pm 30$ фс, а для пленки 600 нм — 320 ± 60 фс. В то же время, с уменьшением толщины пленки, увеличивается значение времени релаксации резонансных квантовых переходов, приводит к возможности увеличения предельного времени отдельных операций обработки информации. Результаты исследований показывают, что в пленке толщиной 100 нм обеспечивается устойчивая регистрация эхо-сигналов, при этом время релаксации составляет 820 ± 90 фс.

Кроме того, в изготовленных образцах тонких пленок оксида цинка нами исследованы релаксационные спады интенсивности сигналов СФЭ. На рис. 2 показаны измеренные кривые спада сигналов СФЭ, на основе анализа которых были определены значения времени необратимой продольной релаксации T_1 в пленках оксида цинка, кремния, легированного фосфором, и кремния, легированного бором. Для пленок толщиной 100 нм оно составило: 4300 ± 690 фс (для ZnO); 670 ± 120 фс (для Si(P)); 280 ± 50 фс (для Si(B)).

Обнаружено, что в пленке оксида цинка, с более широкой запрещенной зоной, интенсивность сигналов фотонного эха в среднем выше, чем в пленках германия. Тем не менее пленки на основе германия, легированного фосфором или бором, могут использоваться для обеспечения инжектирования электронов или дырок в пленку оксида цинка, в слоистых структурах для разработки различных нанoeлектронных устройств.

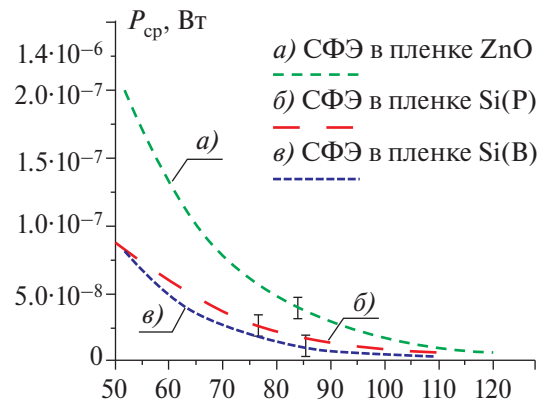


Рис. 2. Зависимость спада средней мощности сигналов стимулированного фотонного эха от временного интервала между вторым и третьим возбуждающими импульсами для пленок толщиной 100 нм, отличающихся шириной запрещенной зоны: оксида цинка (а); кремния, легированного фосфором (б); кремния, легированного бором (в).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, были продемонстрированы возможности детектирования при комнатной температуре сигналов фотонного эха в тонких пленках оксида цинка, а также германия, легированного фосфором и/или бором. Полученные значения характеристических времен фазовой и энергетической релаксации могут быть использованы в качестве рекомендаций в разработках быстродействующих нанoeлектронных приборов на основе фемтосекундного фотонного эха. При этом пленки германия, легированного фосфором или бором, могут быть использованы для формирования вспомогательных тонких слоев, обеспечивающих инжекцию электронов или дырок в пленку оксида цинка, при формировании фемтосекундного

фотонного эха на заряженных экситонных состояниях. Эффективная толщина слоев используемых тонких пленок может составлять величины от 100 до 800 нм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Магарян К.А., Каримуллин К.Р., Васильева И.А., Наумов А.В.* // Опт. и спектроск. 2019. Т. 126. № 1. С. 50; *Magaryan K.A., Karimullin K.R., Vasil'eva I.A., Naumov A.V.* // Opt. Spectrosc. 2019. V. 126. No. 1. P. 41.
2. *Karimullin K.R., Mikhailov M.A., Georgieva M.G., et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 951. Art. No. 012011.
3. *Karimullin K.R., Knyazev M.V., Arzhanov A.I. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 859. Art. No. 012010.
4. *Аржанов А.И., Каримуллин К.Р., Наумов А.В.* // Краткие сообщ. по физике ФИАН. 2018. Т. 45. № 3. С. 39; *Arzhanov A.I., Karimullin K.R., Naumov A.V.* // Bull. Lebedev Phys. Inst. 2018. V. 45. No. 3. P. 91.
5. *Каримуллин К.Р., Аржанов А.И., Наумов А.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1620; *Karimullin K.R., Arzhanov A.I., Naumov A.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 11. P. 1478.
6. *Каримуллин К.Р., Аржанов А.И., Наумов А.В.* // Изв. РАН. Сер. Физ. 2017. Т. 81. № 12. С. 1581; *Karimullin K.R., Arzhanov A.I., Naumov A.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 12. P. 1396.
7. *Попов И.И., Ващурич Н.С., Путилин С.Э., Бахадуров А.У.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 5. С. 594; *Popov I.I., Vashurin N.S., Putilin S.E., Bakhodurov A.U.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 5. P. 551.
8. *Бахадуров А.У., Ващурич Н.С., Виноградов Е.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 12. С. 1661; *Bakhodurov A.U., Vashurin N.S., Vinogradov E.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 12. P. 1510.
9. *Попов И.И., Архиреев И.А., Ващурич Н.С. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 3. С. 401; *Popov I.I., Arkhireev I.A., Vashurin N.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 3. P. 308.
10. *Попов И.И., Мороз А.В., Минеев Д.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 294; *Popov I.I., Moroz A.V., Mineev D.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 2. P. 210.
11. *Попов И.И., Юсупов Р.В., Волков К.А. и др.* // Вестн. ПГТУ. Сер. радиотехн. и инфоком. сист. 2022. № 2(54). С. 61.

Photon echo on excitons for the development of nanoelectronic devices based on a quantum-size structures in a thin zinc oxide films

**I. I. Popov¹*, R. V. Yusupov², A. V. Petrov², A. R. Bessonov¹,
A. M. Gaia¹, A. V. Moroz¹**

¹ Volga State Technological University, Yoshkar Ola, 424000 Russia

² Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, 420008 Russia

*e-mail: biht.orol@gmail.com

The relaxation decays of photon echo signals in thin zinc oxide films produced by magnetron sputtering have been studied. Echo signals are excited at a wavelength of 800 nm at transitions between quantum levels that arise when excitonic states are localized in quantum-sized structures in the two-photon absorption mode of laser pulses with a wavelength of 800 nm.

УДК 537.86

ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ВБЛИЗИ КРАЯ ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ ПРИ ЕЕ ЗАРЯДКЕ

© 2024 г. В. Н. Корниенко^{1, *}, В. В. Кулагин^{1, 2}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», Москва, Россия

*E-mail: korn@cplire.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Методами вычислительного эксперимента исследовано пространственно-временное распределение электромагнитного поля вблизи края полосковой линии при ее зарядке до постоянного значения напряжения между полосками. Выявлены условия, при которых происходит излучение в свободное пространство монополярного электромагнитного импульса.

DOI: 10.31857/S0367676524020192, EDN: RQYFVL

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время появился целый ряд работ, в которых обсуждается возможность генерации и излучения в свободное пространство монополярных (униполярных) электромагнитных импульсов (МЭМИ) (см., например, обзор [1] и ссылки на статьи в нем). Следует отметить, что научная дискуссия о возможности излучения в свободное пространство МЭМИ идет уже на протяжении многих лет. Убедительно доказано [2,3], что, вообще говоря, такого вида импульсы не могут существовать без дополняющих их волновых образований противоположного знака. Поэтому определение условий, при которых в заданной области пространства в определенный промежуток времени можно сформировать МЭМИ, является интересной научной задачей.

Практическая значимость излучаемых МЭМИ определяется, в основном, спецификой их воздействия на искусственные и естественные среды. Так, например, во многих работах, направленных на исследование влияния коротких электрических импульсов на биологические объекты [4,5], отмечается, что наибольший положительный эффект достигается при использовании импульсов одной полярности. Перспективным представляется применение МЭМИ для задач спектроскопии, дистанционного зондирования Земли и других областях, где необходимо применение широкополосных электромагнитных сигналов.

Остановимся кратко на существующих (или теоретически предложенных) способах формирования МЭМИ. Так, генерация таких импульсов в инфракрасном диапазоне была экспериментально продемонстрирована в [6]. В этой работе МЭМИ был получен в результате возбуждения фотоиндуцированных носителей заряда лазерным излучением. Длительность лазерного импульса была равна 120 фс, он взаимодействовал с тонкой пластинкой GaAs, на которую дополнительно было подано постоянное электрическое смещение (4–11 кВ/см). Позднее, эти же авторы теоретически рассмотрели вопросы распространения МЭМИ указанного диапазона в свободном пространстве, а также особенности, возникающие при фокусировке униполярного импульса металлическим зеркалом [7].

Некоторые оригинальные способы получения МЭМИ были продемонстрированы в ряде вычислительных экспериментов [8, 9]. В этих случаях МЭМИ генерировались в результате прохождения плоского короткого зеркала релятивистских электронов через расположенную наклонно по отношению к направлению распространения зеркала тонкую металлическую фольгу. Само релятивистское зеркало формировалось при прохождении мощного короткого лазерного импульса через газовую мишень. Ввиду малого сечения взаимодействия электроны преодолевали препятствие, при этом лазерный импульс от фольги отражался. В результате на внешней поверхности металла образовывался локализованный в пространстве и перемещающийся с течением времени вдоль фольги ток, который

и был источником МЭМИ. Похожий метод был детально проанализирован в [10].

В качестве примера изучения МЭМИ микроволнового диапазона можно привести работу [11], в которой показаны результаты экспериментального исследования квази-монополярного электромагнитного импульса длительностью ~ 0.5 нс. Излучение пары униполярных импульсов пространственно коротким током, имеющим временную зависимость в виде трапеции, теоретически рассмотрено в [12]. Длительность каждого импульса в этом случае определяется скоростью нарастания (убывания) тока.

В данной работе предложен еще один возможный способ генерации монополярного импульса, основанный на особенностях динамики электромагнитного поля в процессе зарядки воздушной полосковой линии. Идея метода состоит в следующем. Фронт приложенного к левому краю линии напряжения будет распространяться к ее правому концу со скоростью света в вакууме. Естественно, что распределение напряжения вдоль линии в фиксированный момент времени будет описываться ступенчатой функцией, а форма ступеньки будет определяться скоростью нарастания напряжения, приложенному к левому краю. Достигнув правого конца линии, часть энергии такого импульса может быть излучена в свободное пространство. Как известно, пространственно-временной профиль излученного импульса будет определяться временной зависимостью производной по времени импульса зарядки, а значит, следует ожидать излучения МЭМИ.

Таким образом, целью данной работы является исследование структуры поля излучения, которое формируется вблизи края полосковой линии при ее зарядке до заданного напряжения между пластинами, в предположении, что ширина полосковой линии много больше ее длины.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим следующую задачу (рис. 1). Пусть двумерная область G свободного пространства содержит воздушную линию, состоящую из двух идеально проводящих полосок 1, 2, расположенных параллельно друг другу. Они имеют одинаковую длину L . Расстояние между ними равно d . Толщина каждой полоски l удовлетворяет условию $l \gg d$. Радиус скругления правого края полосок равен $l/2$. К левым краям полосок через ключ 4 подключается источник постоянного напряжения 3. Скорость срабатывания ключа будет определять изменение во времени электрического напряжения $U(t)$ между полосками в точках подключения источника x_0 . Без ограничения общности положим, что

$$U = \begin{cases} 0, & t - t_0 < 0 \\ U_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{(t - t_0)^2}{\tau_0^2}\right) \right), & t - t_0 \geq 0 \end{cases}, \quad (1)$$

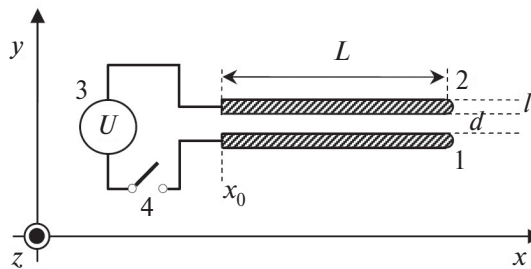


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой системы. 1, 2 – идеально проводящие полоски, 3 – источник напряжения, 4 – ключ.

где U_0 – максимальное напряжение зарядки линии, t_0 – момент включения источника напряжения, τ_0 – длительность фронта импульса напряжения.

Из (1) следует, что производная напряжения по времени $\frac{dU}{dt}$ вначале нарастает по закону, близкому к линейному, а затем, после достижения максимума, монотонно убывает до нуля.

Динамику электромагнитного поля в области G будем определять при помощи решения системы уравнений Максвелла в пространственно-временном представлении. Будем рассматривать ТМ-поляризацию поля, т.е. предположим, что в области G отличными от нуля могут быть две электрических компоненты E_x, E_y и одна магнитная H_z . Отметим, что для свободного пространства диэлектрическая и магнитная проницаемости равны единице, а значит, $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}, \vec{B} = \mu_0 \vec{H}$. Тогда уравнения Максвелла можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial H_z(x, y, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left\{ \frac{\partial E_y(x, y, t)}{\partial x} - \frac{\partial E_x(x, y, t)}{\partial y} \right\}, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial E_x(x, y, t)}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial H_z(x, y, t)}{\partial y}, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial E_y(x, y, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial H_z(x, y, t)}{\partial x}. \quad (2.3)$$

В виду того, что до момента t_0 источники поля в G отсутствуют, при решении системы (2) будем использовать нулевые начальные условия для E_x, E_y и H_z .

Из требования отсутствия отражения электромагнитных волн от внешних границ G следует необходимость наличия идеального согласования на них волновых импедансов со свободным пространством. Внутри G на поверхности идеально проводящих полосок должно выполняться условие

равенства нулю тангенциальной составляющей электрического поля.

Будем считать, что на левом краю линии (при $x = x_0$) между проводящими полосками функциональная зависимость поперечной компоненты электрического поля от времени задана и связана с напряжением $U(t)$ простым соотношением:

$$E_y(t, x = x_0) = \frac{U(t)}{d}. \quad (3)$$

Решение системы (2) с указанными начальными и граничными условиями было выполнено численным методом, в основе которого лежит конечно-разностная аппроксимация уравнений в частных производных второго порядка точности [13]. Ячейки пространственных сеток компонент электромагнитного поля имели прямоугольную форму, сами сетки были однородными. Описание границ идеально проводящих полосок было выполнено при помощи ступенчатой аппроксимации. Для удовлетворения условий согласования волновых импедансов на внешних границах G был выбран метод идеально согласованного слоя [14]. Значения компонент проводимости поперек слоя изменялись по квадратичному закону, от нуля до максимального значения, которое достигалось на границе области моделирования. Толщина этого дополнительного слоя составляла сорок ячеек.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численное моделирование было выполнено для следующих значений параметров рассматриваемой системы. Продольный размер области G равен 900 см, поперечный – 600 см. Поперечные координаты внутренних поверхностей нижней и верхней полосок равны $y_1 = 299.5$ см и $y_2 = 300.5$ см соответственно. Длина линии $L = 300$ см, расстояние между полосками $d = 1$ см, толщина каждой полоски $l = 5$ см, продольная координата левого края линии $x_0 = 0$. Длительность фронта напряжения $\tau_0 = 0.3$ нс, начальный момент времени $t_0 = 0$.

Отметим, что пространственный размер (длина) фронта напряжения для выбранной τ_0 составляет ~ 9 см и значительно превосходит расстояние между полосками.

На рис. 2 приведены зависимости H_z компоненты от продольной координаты на прямой $y = 300$ см в различные моменты времени. Указанный отрезок прямой параллелен оси x , начинается при $x = L$ и расположен посередине между идеально проводящими полосками. Кривые 1, 2, 3, 4 и 5 соответствуют моментам времени 13.3, 16.7, 20.0, 23.3 и 26.6 нс.

Огибающая 6 пиковых значений поля пропорциональна зависимости $1/\sqrt{x}$, что соответствует

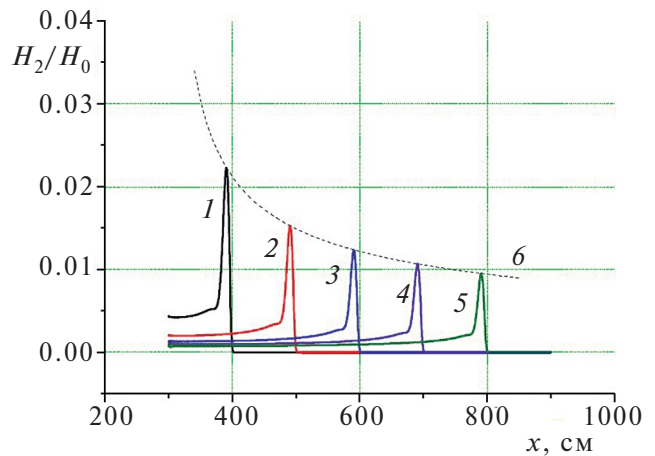


Рис. 2. Зависимость магнитной компоненты поля от продольной координаты в различные (последовательные) моменты времени.

закону убывания амплитуды цилиндрической волны.

Из представленных результатов следует, что при достижении фронта напряжения правого конца полосковой линии, на ее краю формируется МЭМИ, распространяющийся в свободном пространстве со скоростью света. Этот импульс имеет цилиндрический фронт, его временной профиль близок к профилю $\frac{dU}{dt}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, процесс зарядки полосковой линии источником напряжения, который имеет достаточно крутой фронт включения, можно использовать для генерации униполярных импульсов на пространственных масштабах, сравнимых с шириной этой линии.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н. // Квант. электрон. 2020. Т. 50. № 9. С. 801.
2. Popov N.L., Vinogradov A.V. // Foundations. 2021. V. 1. No. 2. P. 169.
3. Фещенко Р.М. // ЖЭТФ. 2023. Т. 163. № 4. С. 461; Feshchenko R.M. // ЖЭТФ. 2023. V. 136. No. 4. P. 406.
4. Гуляев Ю.В., Черепенин В.А., Вдовин В.А. и др. // Радиотехн. и электрон. 2015. Т. 60. № 10. С. 1051; Gulyaev Y.V., Cherepenin V.A., Vdovin V.A. et al. // J. Commun. Technol. Electron. 2015. V. 60. No. 10. P. 1097.

5. Гуляев Ю.В., Черепенин В.А., Таранов И.В. и др. // Радиотехн. и электрон. 2020. Т. 65. № 2. С. 189; Gulyaev Y.V., Cherepenin V.A., Taranov I.V. et al. // J. Commun. Technol. Electron. 2020. V. 65. No. 2. P. 193.
6. You D., Jones R.R., Bucksbaum P.H. // Opt. Lett. 1993. V. 18. No. 4. P. 290.
7. You D., Bucksbaum P.H. // J. Opt. Soc. Amer. B. 1997. V. 14. No. 7. P. 1651.
8. Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J. // Nature Photonics. 2012. V. 6. P. 304.
9. Xu J., Shen B., Zhang X. et al. // Sci. Reports. 2018. V. 8. Art. No. 2669.
10. Kuratov A.S., Brantov A.V., Kovalev V.F., Bychenkov V. Yu. // Phys. Rev. E. 2022. V. 106. Art. No. 035201.
11. Fedorov V.M., Ostashev V.E., Tarakanov V.P., Ul'yanov A.V. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 830. Art. No. 012020.
12. <http://jre.cplire.ru/jre/mar17/8/text.pdf>.
13. Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. М.: Энергоатомиздат, 1989. 452 с.
14. Taflove A. Computational electrodynamics. The finite-difference time-domain method. London: ArtechHouse, 1995. P. 188.

Dynamics of the electromagnetic field near the edge of a stripe line during its charging

V. N. Kornienko^{1, *}, V. V. Kulagin²

¹*Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences,
Moscow, 125009 Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119234 Russia*

**e-mail: korn@cplire.ru*

The spatiotemporal distribution of the electromagnetic field near the edge of the strip line when it is charged to a constant value of the voltage between the strips is studied by the methods of a computational experiment. The conditions under which a monopolar electromagnetic pulse is emitted into free space are revealed.

Keywords: monopolar electromagnetic pulse, generation, radiation, cylindrical wave.

УДК 534.26

ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ЗАКОНЫ РАССЕЙНИЯ ВОЛНЫ РЭЛЕЯ НА СТАТИСТИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ИЗОТРОПНОГО ТВЕРДОГО ТЕЛА В РЭЛЕЕВСКОМ ПРЕДЕЛЕ

© 2024 г. В. Н. Чуков¹, *

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт биохимической физики имени Н.М. Эмануэля Российской академии наук», Лаборатория акустической микроскопии, Москва, Россия

*E-mail: vchukov@mail.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Теоретически получены топологические законы рассеяния волны Рэлея на статистической неоднородности изотропного твердого тела в рэлеевском пределе. Они полностью определяются структурой неоднородности и содержат рэлеевский закон как частный случай. Нарушение ими рэлеевского закона для более общей, чем рэлеевская, топологии неоднородности впервые позволяет моделировать спектр рассеяния вплоть до его осцилляций и сильной угловой анизотропии.

DOI: 10.31857/S0367676524020206, EDN: RQWVIL

ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние волн разной природы на неоднородностях среды их распространения, как хорошо известно из физической литературы [1–23], описывается рядом фундаментальных законов природы. Для длинноволнового, т.е., рэлеевского, рассеяния, когда длина волны много больше характерного размера неоднородной области, это рэлеевский закон рассеяния о монотонной пропорциональности сечения рассеяния четвертой степени частоты и об угловой изотропии спектра рассеяния, независимости индикатрисы рассеяния от угла рассеяния [1–15]. Рэлеевский закон рассеяния соответствует фундаментальной физической концепции, установленной лордом Рэлеем [1]: в длинноволновом пределе фаза волны в пределах рассеивающей неоднородности имеет примерно одно и то же значение, разные участки неоднородности формируют рассеянную волну синфазно, поскольку волна физически “не чувствует” структуру неоднородности [2–15].

Задача рассеяния поверхностной акустической волны Рэлея [2] на статистической приповерхностной неоднородности решена в [16,17]. Теоретически обнаружены топологические законы в рэлеевском пределе рассеяния, т.е., длинноволнового, рассеяния, и диффузного, коротковолнового, рассеяния в противоположном пределе. Они определяются детерминированной структурой неоднородности перпендикулярно поверхности при гауссовой форме корреляционной функции

статистического фактора структуры неоднородности параллельно поверхности. Вызывает интерес вопрос, будут ли проявляться и каким образом указанные закономерности для статистического рассеяния, когда спектр рассеяния усредняется по статистическому ансамблю реализаций неоднородности [20–22]?

В настоящей работе [18,24] исследуются топологические законы рассеяния в рэлеевском пределе для произвольной формы корреляционной функции горизонтальной статистической структуры неоднородности параллельной поверхности. Коррелятор аппроксимируется суммой гауссовых экспонент. Для описания детерминированной структуры неоднородности перпендикулярно поверхности выбрана монотонно спадающая вглубь среды экспонента, монотонный нарушенный слой [13], в отличие от его произвольной формы, исследованной в [16,17].

ЗАДАЧА РАССЕЙНИЯ ВОЛНЫ РЭЛЕЯ

Пусть полубесконечная изотропная упругая среда со свободной поверхностью занимает полупространство $x_3 \geq 0$, где $\vec{x} = (x_1, x_2, x_3)$ есть радиус-вектор в декартовой системе координат. Среда имеет неоднородность плотности массы, расположенную в прямоугольной области конечных размеров L_1, L_2 вдоль осей x_1, x_2 , соответственно: $|x_1| \leq L_1/2$; $|x_2| \leq L_2/2$, описываемую функцией координаты x_3 перпендикулярно поверхности, где

$0 \leq x_3 < \infty$. Зависимость плотности массы среды $\rho(\vec{x})$ от координат имеет следующий вид

$$\rho(\vec{x}) = \rho^{(0)} + \rho^{(inh)}(\vec{x}), \quad (1)$$

где $\rho^{(0)}$ – постоянная плотность однородной среды, содержащей неоднородность $\rho^{(inh)}(\vec{x})$, отличную от нуля только в пределах неоднородной области среды. Неоднородность является статистически однородной, т.е., описывается корреляционной функцией – средней по ансамблю реализаций случайной неоднородности величиной произведения ее значений в любых двух точках среды [8,9,11,12,15], которая зависит только от разности радиус-векторов двух точек неоднородности $\vec{\tau} = (\vec{x}_{||} - \vec{x}'_{||})$, где $\vec{x}_{||} = (x_1, x_2, 0)$, в которых определяется корреляция значений неоднородности, и изотропной, т.е., указанный коррелятор зависит только от модуля данной разности $\tau = |\vec{x}_{||} - \vec{x}'_{||}|$, по координатам (x_1, x_2) и детерминированной по координате x_3 :

$$\rho^{(inh)}(\vec{x}) = \rho_{||}^{(inh)}(\vec{x}_{||})F(x_3), \quad (2)$$

где $\rho_{||}^{(inh)}(\vec{x}_{||})$ – случайная функция; $\langle \rho_{||}^{(inh)} \rangle = 0$, где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по ансамблю реализаций случайной функции $\rho_{||}^{(inh)}$; $F(x_3)$ – произвольная детерминированная функция. Корреляционная функция неоднородности имеет следующую произвольную форму, аппроксимируемую суммой гауссовых экспонент, не рассмотренной в литературе до настоящего времени [1–15]:

$$\begin{aligned} W(\tau) &= \langle \rho_{||}^{(inh)}(\vec{x}_{||})\rho_{||}^{(inh)}(\vec{x}'_{||}) \rangle = \rho_{inh}^2 \sum_{i=1}^m c_i e^{-\tau^2/a_i^2} = \\ &= \rho_{inh}^2 \sum_{i=1}^{N^{(r)}} \sum_{n=0}^{N_i} \sum_{j=1}^{n+1} D_{inj}^{(gt)} e^{-\tau^2/a_{ij}^{(n)2}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $a_i, a_{ij}^{(n)}$ – парциальные радиусы корреляции; ρ_{inh} – нормировочная среднеквадратичная амплитуда, т.е., среднеквадратичное значение, случайной стационарной [12] неоднородности $\rho^{(inh)}(\vec{x})$ в плоскости параллельной поверхности с координатой x_3 , в которой $F(x_3) = 1$. Такая нормировка корреляционной функции (3), т.е., $W(0) = \rho_{inh}^2$, дает следующее нормировочное условие для констант $c_i, D_{inj}^{(gt)}$

$$\sum_{i=1}^m c_i = \sum_{i=1}^{N^{(r)}} \sum_{n=0}^{N_i} \sum_{j=1}^{n+1} D_{inj}^{(gt)} = 1. \quad (4)$$

Тройная сумма в (3) введена для удобства аппроксимации корреляционной функции, многомасштабной по парциальным радиусам корреляции. В частности, в [16,17] впервые обнаружено,

что законы рассеяния в рэлеевском пределе, определяемые первым членом рэлеевского ряда, т.е., разложения индикатрисы рассеяния по степеням отношения характерного размера неоднородности к длине волны – параметра Рэля, существенным образом зависят от детерминированной формы неоднородности перпендикулярно поверхности. Это означает, что форма неоднородности позволяет определять главный член указанного ряда, и, тем самым, степенной закон рассеяния в рэлеевском пределе по указанному параметру Рэля. В настоящей работе исследуется аналогичное влияние статистической структуры неоднородности, описываемой коррелятором (3), в плоскости поверхности. В соответствии с этим сумма по j в (3) формирует базис рэлеевского ряда. Каждый член этого базиса сам является рэлеевским рядом с главным членом, пропорциональным параметру Рэля в степени $2n$, где $n = 0, 1, 2, \dots$, как будет показано ниже. Следовательно, следующая сумма в (3) по n есть моделирование спектра рассеяния с помощью указанного базиса. Третья сумма по i от единицы до $N^{(r)}$ в (3) является наложением разных смоделированных спектров друг на друга, необходимым при конструировании сложных свойств результирующего спектра рассеяния. В литературе [5–15], кроме [16–22], не рассматривались законы рассеяния в рэлеевском пределе, отличные от рэлеевского закона [1], поэтому не рассматривалось моделирование рэлеевского ряда, т.е., спектра рассеяния, с помощью базиса, физически привязанного к новым законам рассеяния в рэлеевском пределе, но отмечалась возможность использования базиса из гауссовых экспонент для аппроксимации коррелятора ансамблей образцов, изготовленных по разным технологиям [11], чему соответствует одинарная сумма по i от единицы до произвольного натурального числа m во втором равенстве (3). Заметим, что использование разномасштабного по радиусам корреляции $a_{ij}^{(n)}$ коррелятора (3) по сравнению, например, с [8,9,11,12,15], а также с [20–22] и со вторым равенством в (3), позволяет более широко управлять моделируемым спектром рассеяния путем комбинирования разномасштабных парциальных корреляторов в (3), которые, например, задают положение пиков резонансного рассеяния по параметру Рэля, с выбором базисных членов создаваемого рэлеевского ряда по параметру Рэля, определяющих локализацию, т.е., ширину, этих пиков [24], и с выбором соответствующих им форм коррелятора (3) при заданных парциальных радиусах корреляции, отвечающих разным законам рассеяния в рэлеевском пределе, как включающим рэлеевский закон [1], так и отличным от него [16–22,24]. Но, в то же время, этот новый результат вписывается в признанную в литературе концепцию описания разных ансамблей неоднородностей, например, гауссовыми экспонентами [8,9,11,12], что подчеркивает второе (из трех) равенство в (3).

Фурье-преобразование коррелятора (3) имеет следующий вид

$$\begin{aligned} \tilde{W}(k_{\parallel}) &= \pi \rho_{\text{inh}}^2 \sum_{i=1}^m c_i a_i^2 e^{-a_i^2 k_{\parallel}^2 / 4} = \sum_{i=1}^m \tilde{W}_i(k_{\parallel}) = \\ &= \pi \rho_{\text{inh}}^2 \sum_{i=1}^{N^{(r)}} \sum_{n=0}^{N_i} \sum_{j=1}^{n+1} D_{\text{inj}}^{(\text{gt})} a_{ij}^{(n)^2} e^{-a_{ij}^{(n)^2} k_{\parallel}^2 / 4}. \end{aligned} \quad (5)$$

Достаточное условие того, что $W(\tau)$ является корреляционной функцией однородного и изотропного случайного поля $\rho_{\parallel}^{(\text{inh})}(\vec{x}_{\parallel})$, есть [11,12]

$$\tilde{W}(k_{\parallel}) \geq 0. \quad (6)$$

Предполагается, что модули упругости [1, 4, 7, 9, 15] всей полубесконечной среды вместе с неоднородностью имеют следующий вид, описывающий однородное изотропное твердое тело,

$$C_{\alpha\beta\mu\nu}(\vec{x}) = C_{\alpha\beta\mu\nu}^{(0)}; \quad (7)$$

$$\begin{aligned} C_{\alpha\beta\mu\nu}^{(0)} &= \lambda_0 \delta_{\alpha\beta} \delta_{\mu\nu} + \\ &+ \mu_0 (\delta_{\alpha\mu} \delta_{\beta\nu} + \delta_{\alpha\nu} \delta_{\beta\mu}); \\ \lambda_0 &= \rho^{(0)} (c_1^2 - 2c_t^2); \mu_0 = \rho^{(0)} c_t^2, \end{aligned} \quad (8)$$

где λ_0, μ_0 – постоянные коэффициенты Ламе; $c_{1,t}$ – скорости продольных и поперечных объемных волн, соответственно [4]; $\delta_{\alpha\beta}$ – дельта-символ Кронекера.

Пусть плоская поверхностная акустическая волна Рэлея [2,4], распространяющаяся вдоль положительного направления оси x_1 , падает на неоднородную область среды. Предполагается, что неоднородность является малой $|\rho^{(\text{inh})}| \ll \rho^{(0)}$. Необходимо решить задачу рассеяния в приближении Рэлея–Борна теории возмущений [1] по амплитуде неоднородности: найти вектор смещения, поток энергии в цилиндрической рассеянной рэлеевской волне на больших расстояниях от неоднородности по сравнению с размером неоднородной области и коэффициент рассеяния по энергии, физически являющийся обратной длиной затухания волны Рэлея [15]. В настоящей работе новые законы рассеяния исследуются только для рассеянной поверхностной волны Рэлея. Рассеянные объемные волны не рассматриваются.

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И КОЭФФИЦИЕНТ РАССЕЯНИЯ

Поставленная задача решена из первых принципов динамической теории упругости [1,4,15] путем решения уравнений движения для однородного

изотропного твердого тела с неоднородностью (1), (2) и получения асимптотики вектора смещения в рассеянной волне Рэлея вдали от неоднородности. Граничные условия на свободной границе учтены с помощью метода функции Грина [9,16–19]. Используются асимптотические методы и функция Грина, полученные в работе [9] А.А. Марадудиным и Д.Л. Миллсом. Установлено [17,18], что угловое распределение рассеяния $G^{(R)}(\varphi_s)$ в цилиндрическую волну Рэлея имеет следующий вид

$$\begin{aligned} G^{(R)}(\varphi_s) &= \sum_{i=1}^m \frac{a_{\text{max}}}{a_i} G_i^{(R)}(\varphi_s) = \\ &= \frac{a_{\text{max}}}{\pi \rho_{\text{inh}}^2} \frac{\gamma^4 R_1}{4PR_2^2} \frac{c_1^2}{c_t^2} k_R^3 \times \\ &\times [V(k_R) \cos \varphi_s + H(k_R)]^2 \tilde{W} \left(\left| \vec{k}_R - \vec{k}_{\parallel}^{(0)} \right| \right), \end{aligned} \quad (9)$$

где a_{max} – характерный радиус корреляции статистической неоднородности, например, среднее из $a_i, i = 1, \dots, m$ или один из них; φ_s – угол рассеяния между волновыми векторами падающей $\vec{k}_{\parallel}^{(0)} = (k_R, 0, 0)$ и рассеянной $\vec{k}_R = (k_R \cos \varphi_s, k_R \sin \varphi_s, 0)$ волнами Рэлея. Другие константы и функции в (9) совпадают с аналогичными величинами работы [17]. Формулы (33) и (34) работы [17] содержат опечатки из-за разных определений функций V и H в [16] и [17]. Числа “128” и “256” в знаменателях (33) и (34) в [17] должны быть заменены числами “2” и “4” соответственно. Коэффициент рассеяния [15] в поверхностную волну Рэлея имеет следующий вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{l^{(R)}} &= \left[\frac{\rho_{\text{inh}}}{\rho^{(0)}} \right]^2 \frac{1}{a_{\text{max}}} \int_0^{2\pi} G^{(R)}(\varphi_s) d\varphi_s = \\ &= \left[\frac{\rho_{\text{inh}}}{\rho^{(0)}} \right]^2 \frac{1}{a_{\text{max}}} \frac{a_{\text{max}} \pi \gamma^4 R_1}{2PR_2^2} \frac{c_1^2}{c_t^2} k_R^3 \times \\ &\times \sum_{i=1}^{N^{(r)}} \sum_{n=0}^{N_i} \sum_{j=1}^{n+1} D_{\text{inj}}^{(\text{gt})} a_{ij}^{(n)^2} e^{-z_{\text{inj}}} \times \\ &\times \left\{ I_0(z_{\text{inj}}) [V^2(k_R) + H^2(k_R)] + \right. \\ &\left. + \frac{I_1(z_{\text{inj}})}{z_{\text{inj}}} [2z_{\text{inj}} V(k_R) H(k_R) - V^2(k_R)] \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $I_n(x)$ – модифицированная функция Бесселя порядка n [25,26];

$$\begin{aligned} p &= k_R a_{\text{max}}; \\ z_{\text{inj}} &= a_{ij}^{(n)^2} p^2 / (2a_{\text{max}}^2); k_R = \omega / c_R, \end{aligned} \quad (11)$$

k_R, ω, c_R — абсолютное значение волнового вектора, частота и скорость волны Рэлея, соответственно.

**ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ЗАКОНЫ
РАССЕЯНИЯ В РЭЛЕЕВСКОМ ПРЕДЕЛЕ**

*Задача полиномиального моделирования
спектра рассеяния*

Длинноволновое разложение фурье-преобразования (5) корреляционной функции (3) в ряд Тейлора [26] по степеням параметра p (11) в рэлеевском пределе $p \ll 1$ имеет следующий вид

$$\begin{aligned} & \tilde{W} \left(\left| \vec{k}_R - \vec{k}_{\parallel}^{(0)} \right| \right) = \\ & = 2\pi \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m (2m+1)!}{2^m (m!)^2} C^{(2m+2)} k_R^{2m} (1 - \cos \varphi_s)^m, \end{aligned}$$

где $C^{(n)}$ — топологическая характеристика первого рода коррелятора $W(\tau)$ как произвольной функции переменной τ (формулы (36), (37) в [17]), [16,18]

$$C^{(n)} = \frac{1}{(n-1)!} \int_0^{\infty} W(\tau) \tau^{n-1} d\tau, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (13)$$

Наложение следующих условий на константы $D_{inj}^{(gt)}$ (5)

$$D_{inj}^{(gt)} = D_i^{(r)} b_{in} c_{ij}^{(n)}, \quad (14)$$

$$\left\{ \begin{aligned} & \sum_{j=1}^{n+1} c_{ij}^{(n)} a_{ij}^{(n)2m+2} = 0; \quad m = 0, 1, \dots, n-1; \\ & \sum_{j=1}^{n+1} c_{ij}^{(n)} a_{ij}^{(n)2n+2} = d_0^{(in)}; \quad n = 0, 1, \dots, N_i; \quad d_0^{(in)} \neq 0; \quad (15) \\ & \sum_{j=1}^{n+1} c_{ij}^{(n)} = 1; \quad i = 1, 2, \dots, N^{(r)}; \end{aligned} \right.$$

где $d_0^{(in)}$ — некоторые константы, вместе с условием (6) дают следующее единственное решение системы $(n+1)$ линейных алгебраических неоднородных уравнений, состоящей из первых двух условий (15), относительно $(n+1)$ неизвестных $c_{ij}^{(n)}$, где $j = 1, 2, \dots, n+1$, при фиксированных индексах i и n (3), (15)

$$\begin{aligned} c_{ij}^{(n)} &= \frac{d_0^{(in)}}{a_{ij}^{(n)2} \prod_{m=1; m \neq j}^{n+1} (a_{ij}^{(n)2} - a_{im}^{(n)2})}; \\ 0 &< a_{i1}^{(n)} < a_{i2}^{(n)} < \dots < a_{i(n+1)}^{(n)}; \end{aligned}$$

$$d_0^{(in)} = (-1)^n \prod_{j=1}^{n+1} a_{ij}^{(n)2}; \quad j = 1, 2, \dots, n+1, \quad (16)$$

где неравенства для парциальных радиусов корреляции $a_{ij}^{(n)}$ (3) получены из условия (6), а значение константы $d_0^{(in)}$ из третьего условия (15).

Пусть далее некоторая пробная функция $F_i^{(0)}(p)$, которая может быть использована для моделирования углового и частотного спектра рассеяния волны Рэлея $G^{(R)}(\varphi_s)$ (9) в рэлеевском пределе $p \ll 1$, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} F_i^{(0)}(p) &= \prod_{k=1}^{N_i^{(p)}} (p^2 - p_{ik}^{(0)2})^{2m_{ik}} + C_i^{(0)} = \\ &= \sum_{k=0}^{N_i^{(F)}} C_{ik}^{(F)} p^{2k} = F_i^{(00)}(p) + C_i^{(0)}; \end{aligned}$$

$$N_i^{(F)} = 2 \sum_{k=1}^{N_i^{(p)}} m_{ik},$$

где $m_{ik} = 0, 1, 2, \dots$, но, если $p_{ik}^{(0)} = 0$, то $2m_{ik} = 0, 1, 2, \dots$ из-за неотрицательности $F_i^{(0)}(p)$ (6). Поставленная впервые в литературе задача аппроксимации фурье-образа коррелятора, это значит, что и углового распределения рассеяния (9), пропорционального ряду (17) в рэлеевском пределе, с помощью суммы (3) дает следующие соотношения, вытекающие из (3), (12) – (17)

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^{N_i} \tilde{b}_{in} \sum_{m=n}^{N_i} \tilde{W}_{nm}^{(i)} k_R^{2m} \equiv \\ & \equiv \sum_{m=0}^{N_i} p^{2m} \sum_{n=0}^m \frac{\tilde{b}_{in}}{a_{max}^{2m}} \tilde{W}_{nm}^{(i)} \equiv \quad (18) \\ & \equiv \sum_{m=0}^{N_i} B_m^{(i)}(\varphi_s) p^{2m} = F_i^{(0)}(p), \end{aligned}$$

где следующие выражения

$$\begin{aligned} \tilde{W}_{nm}^{(i)} &= 2\pi \frac{(-1)^m (2m+1)!}{2^m (m!)^2} \tilde{C}_{in}^{(2m+2)} (1 - \cos \varphi_s)^m, \\ \tilde{C}_{in}^{(2m+2)} &= \frac{m!}{2(2m+1)!} \sum_{j=1}^{n+1} c_{ij}^{(n)} a_{ij}^{(n)2m+2} \quad (19) \end{aligned}$$

есть с точностью до множителя ρ_{inh}^2 коэффициент разложения (12) и топологическая характеристика (13), удовлетворяющая условиям (15), для

парциального коррелятора (3), (5), (14) с фиксированными индексами i, n без множителя $D_i^{(r)} b_{in}$.

Соотношение аппроксимации (18) дает следующую систему $(N_i + 1)$ линейных алгебраических неоднородных уравнений относительно $(N_i + 1)$ неизвестных \tilde{b}_{in} , где $n = 0, 1, \dots, N_i$, путем приравнивания коэффициентов при одинаковых степенях p^{2m} в (18), где $m = 0, 1, \dots, N_i^{(F)}$

$$\begin{cases} B_m^{(i)} \equiv \sum_{n=0}^m \frac{\tilde{b}_{in}}{a_{\max}^{2m}} \tilde{W}_{nm}^{(i)} = C_{im}^{(F)}, m = 0, 1, \dots, N_i^{(F)}; \\ B_m^{(i)} = 0, m = N_i^{(F)} + 1, N_i^{(F)} + 2, \dots, N_i. \end{cases} \quad (20)$$

Аппроксимирующий коррелятор (3) в своем разложении (12) содержит бесконечное число степеней параметра p , поэтому второе условие (20) зануляет дополнительно $(N_i - N_i^{(F)})$ членов этого ряда, следующих сразу за степенями пробной функции (17). Число N_i определяется путем численного эксперимента из условий наилучшего соответствия результата моделируемому спектру рассеяния. Единственное аналитическое решение (20) имеет следующий вид

$$\begin{aligned} \tilde{b}_{i0} &= \frac{C_{i0}^{(F)}}{\tilde{W}_{00}^{(i)}}; \\ \tilde{b}_{im} &= \frac{a_{\max}^{2m}}{\tilde{W}_{mm}^{(i)}} \left[C_{im}^{(F)} - \sum_{k=0}^{m-1} \frac{\tilde{b}_{ik}}{a_{\max}^{2m}} \tilde{W}_{km}^{(i)} \right], \end{aligned} \quad (21)$$

где $m = 1, 2, \dots, N_i^{(F)}$;

$$\tilde{b}_{im} = - \frac{a_{\max}^{2m}}{\tilde{W}_{mm}^{(i)}} \sum_{k=0}^{m-1} \frac{\tilde{b}_{ik}}{a_{\max}^{2m}} \tilde{W}_{km}^{(i)},$$

где $m = N_i^{(F)} + 1, \dots, N_i$; $N_i^{(m)} = N_i - N_i^{(F)}$.

Если получить искомые коэффициенты b_{im} , где $m = 0, 1, 2, \dots, N_i$, [18] аппроксимации (3), (17) – (21) путем следующей нормировки решения (21) и (17)

$$b_{im} = \tilde{b}_{im} / \sum_{m=0}^{N_i} \tilde{b}_{im}, i = 1, 2, \dots, N^{(r)}, \quad (22)$$

где $\varphi_s = \varphi_s^{(00)}$, то при наложении $N^{(r)}$ независимо смоделированных спектров по индексу i (3), (14), (17) для констант $D_i^{(r)}$, где $i = 1, 2, \dots, N^{(r)}$, из (3), (4), (14), (15), (22) получается следующее условие нормировки

$$\sum_{i=1}^{N^{(r)}} D_i^{(r)} = 1. \quad (23)$$

Значение угла рассеяния, для которого вычисляется аппроксимация (3), (17) – (22) есть $\varphi_s^{(00)}$ (22).

Топология неоднородности и законы рассеяния в рэлеевском пределе

Пусть детерминированная функция $F(x_3)$ (2), описывающая форму неоднородности в направлении, перпендикулярном свободной поверхности, имеет следующую форму

$$F(x_3) = q_1 e^{-x_3/d}, \quad (24)$$

где q_1 – безразмерная константа, d – глубина нарушенного слоя. Топологические законы рэлеевского предела рассеяния следуют из (9) – (12). Они имеют следующий вид (для сравнения: [16,17,19–22]):

$$\begin{aligned} G^{(R)} &\sim \omega^{2N_R+5}; \\ 1/I^{(R)} &\sim \omega^{2N_R+5}, \\ N_R &= 0, 1, 2, \dots, \\ p &\ll 1, d \ll \lambda, \end{aligned} \quad (25)$$

где $\lambda = 2\pi\lambda$ – длина волны Рэля при следующих условиях, наложенных на топологические характеристики неоднородности $C^{(n)}$ (13),

$$\begin{aligned} C^{(2k+2)} &= 0, \\ k &= 0, 1, 2, \dots, N_R - 1; \\ C^{(2N_R+2)} &\neq 0. \end{aligned} \quad (26)$$

Если $N_R = 0$, то (25), (26) дают рэлеевский закон рассеяния [1–5,7,15] (рис. 1а и 1б). Если корреляционная функция (3) – (6), (13) – (16) имеет такую форму, что $N_R > 0$ (26), то происходит нарушение рэлеевского закона рассеяния в рэлеевском пределе (рис. 1в и 1з). Для корреляционной функции (3), имеющей следующие значения констант (14):

$$\begin{aligned} N^{(r)} &= 1, N_1 = N_R, D_1^{(r)} = 1; \\ b_{1k} &= 0, k = 0, 1, \dots, N_R - 1, b_{1N_R} = 1 \end{aligned} \quad (27)$$

и $c_{1j}^{(N_R)}, j = 1, 2, \dots, N_R + 1$, определенных в (16), топологические характеристики (13) имеют следующий вид (19):

$$C^{(2m+2)} = \rho_{\text{inh}}^2 \tilde{C}_{1N_R}^{(2m+2)}. \quad (28)$$

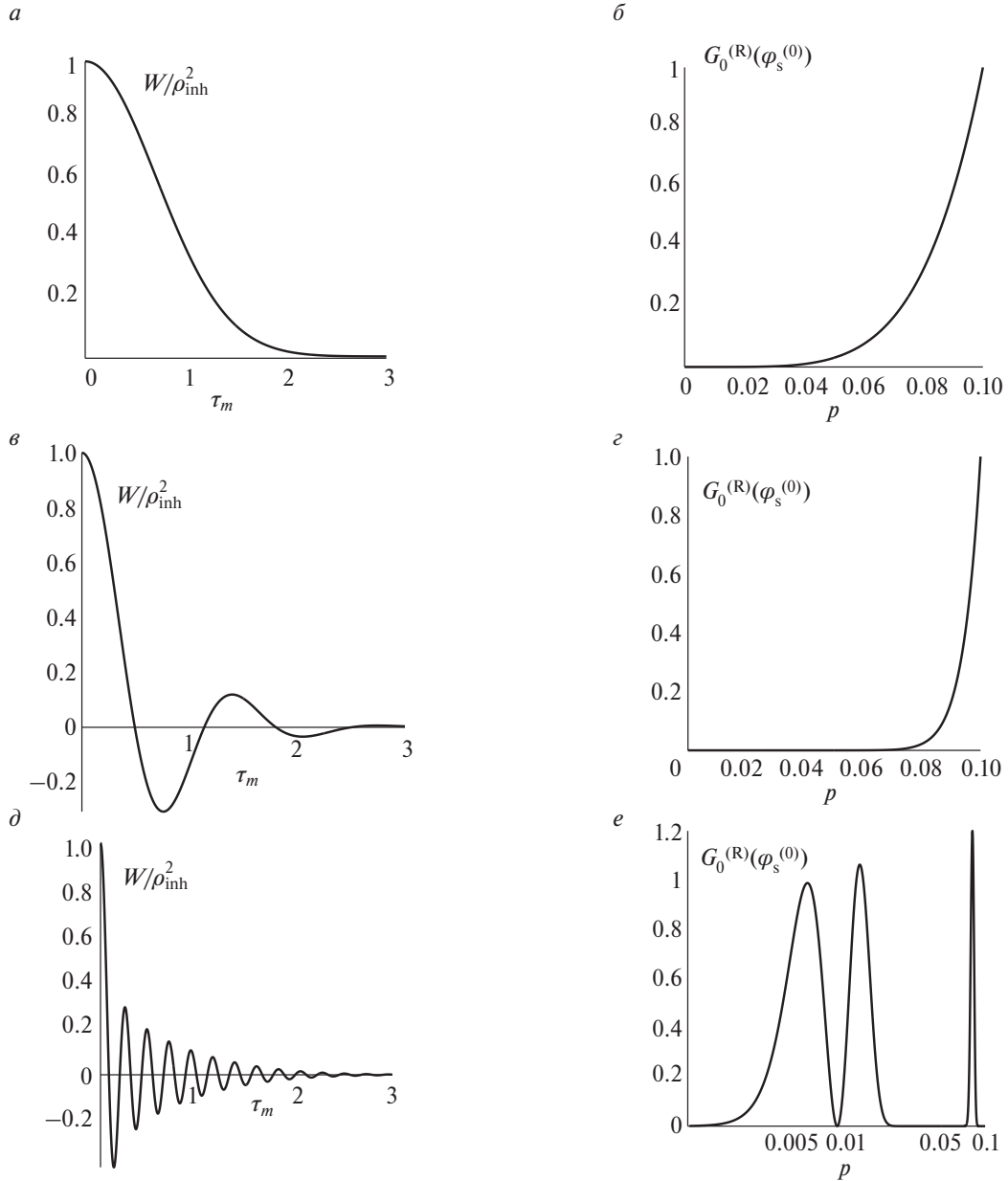


Рис. 1. Коррелятор (3), (14) – (23), (27), описывающий ансамбль реализаций статистической неоднородности (а), усреднение по которому дает угловое распределение (9) при детерминированной структуре нарушенного слоя $F(x_3)$ в виде (24) всюду, удовлетворяющее рэлеевскому закону рассеяния в соответствии с топологическими законами рассеяния в рэлеевском пределе (25), (26). $N_R = 0$ (25); $\tau_m = \tau/a_{\max}$; $N^{(r)} = 1$, $N_1^{(p)} = 1$ (17), $p_{11}^{(0)} = 0$, $m_{11} = 0$, $C_1^{(0)} = 0$ (17), $N_1^{(m)} = 0$. Коэффициент Пуассона $\sigma = 0.25$, $d/a_{\max} = 1$, $q_1 = 1$ (24) и $\varphi_s^{(00)} = \pi/2$ (22) всюду. Рэлеевский закон рассеяния для углового распределения рассеяния $G_0^{(R)} = G^{(R)}(p, \varphi_s) / G^{(R)}(p_0, \varphi_s^{(0)})$, где $\varphi_s^{(0)} = \pi/2$ всюду, если не оговорено иное, $p_0 = 0.1$, при корреляторе, представленном на рис. 1а (б). Коррелятор (3), (14) – (23), (27), который дает нарушение рэлеевского закона рассеяния в соответствии с топологическими законами (25), (26). $N_R = 6$; $N^{(r)} = 1$, $N_1^{(p)} = 1$, $p_{11}^{(0)} = 0$, $m_{11} = 3$, $C_1^{(0)} = 0$, $N_1^{(m)} = 0$ (в). Нарушение рэлеевского закона рассеяния. $G_0^{(R)}$ для коррелятора, представленного на рис. 1в; $p_0 = 0.1$ (г). Коррелятор (3), (14) – (23), (29), который дает осцилляции рассеяния в рэлеевском пределе. $N^{(r)} = 1$, $N_1^{(p)} = 3$, $p_{11}^{(0)} = 0.01$, $p_{12}^{(0)} = 0.05$, $p_{13}^{(0)} = 0.1$, $m_{11} = 1$, $m_{12} = 31$, $m_{13} = 25$, $C_1^{(0)} = 0$, $N_1^{(m)} = 100$ (д). Осцилляции рассеяния в рэлеевском пределе. Нарушение рэлеевского закона рассеяния, представленного на рис. 1б. $G_0^{(R)}$ для коррелятора, представленного на рис. 1д; $p_0 = 0.015$ (е).

Таким образом, при рассеянии волны Рэлея на статистической неоднородности (1) – (6), (14), (24), (27), (28) имеют место топологические законы рассеяния (25), (26) (рис. 1а – 1г).

Частотные осцилляции рассеяния в рэлеевском пределе

Пусть корреляционная функция статистической неоднородности (1), (2), (24) имеет форму (3) – (6), (12) – (23), (28) со следующими значениями парциальных радиусов корреляции $a_{ij}^{(n)}$ и констант $D_i^{(r)}$

$$\begin{aligned}
 a_{ij}^{(n)} &= a_{i1}^{(n)} + (j - 1)d_i^{(a)}; a_{i1}^{(n)} = a_{i1}^{(0)}; \\
 a_i^{(a)} &= a_{i1}^{(0)} / (10(N_i + 1)); \\
 a_{\max} &= a_{11}^{(0)}; \\
 D_i^{(r)} &= \tilde{D}_i^{(r)} / \sum_{i=1}^{N^{(r)}} \tilde{D}_i^{(r)}, \\
 i &= 1, 2, \dots, N^{(r)}, \\
 j &= 1, 2, \dots, n + 1; n = 0, 1, \dots, N_i.
 \end{aligned}
 \tag{29}$$

На рис. 1д, е представлены коррелятор и осцилляции рассеяния, т.е., его углового распределения $G^{(R)}(\varphi_s)$ как функции параметра p (11) в рэлеевском пределе $p \ll 1$, соответственно. Эти осцилляции являются нарушением монотонного роста рассеяния как рэлеевского закона (рис. 1б), так и новых законов (25), (26) при $N_R > 0$ (рис. 1г), т.е., они нарушают топологическую симметрию (25), (26) в рэлеевском пределе.

Угловая анизотропия рэлеевского рассеяния, сохраняющая рэлеевский закон

На рис. 2а и 2б представлено угловое распределение рассеяния $G_a^{(R)}(p_a, \varphi_s)$ и функция $G_{a0}^{(R)}(p_a, \varphi_s)$ для коррелятора, изображенного на рис. 1а, для которого выполняются законы Рэлея в длинноволновом пределе $p \ll 1$. Указанные функции имеют следующий вид

$$\begin{aligned}
 G_a^{(R)}(p, \varphi_s) &= G^{(R)}(p, \varphi_s) / G^{(R)}(p_a, \varphi_s^{(0)}); \\
 G_{a0}^{(R)}(p, \varphi_s) &= \\
 &= G_a^{(R)}(p, \varphi_s) / [V(k_R)\cos\varphi_s + H(k_R)]^2.
 \end{aligned}
 \tag{30}$$

Функция

$$[V(k_R)\cos\varphi_s + H(k_R)], \tag{31}$$

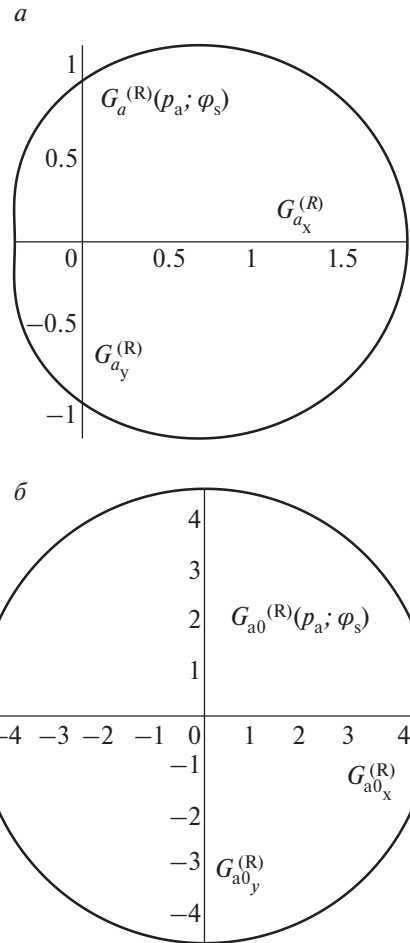


Рис. 2. Обнаруженная в настоящей работе характерная угловая анизотропия рэлеевского рассеяния (а), обусловленная граничными условиями на свободной неоднородной поверхности и структурой неоднородности (24) перпендикулярно поверхности, при сохранении частотного рэлеевского закона рассеяния для корреляционной функции, представленной на рис. 1а. Полностью изотропная по углу картина рэлеевского рассеяния (б), полученная путем исключения влияния граничных условий и вертикальной произвольной $F(x_3)$ (2) структуры неоднородности на угловое распределение рассеяния волны Рэлея (30), (31), при учете коррелятора, представленного на рис. 1а. $p_a = 1/(10\sqrt{2})$ всюду, если не оговорено иное.

входящая в (9), где функции $V(k_R)$ и $H(k_R)$ определены формулами (30) и (31) работы [17] (см. также (9) в [16]), определяется граничными условиями для рэлеевской волны на свободной поверхности, содержащей неоднородность, и структурой неоднородности (24) вдоль оси x_3 [15,17]. Сравнение рисунков 2а и 2б показывает некоторую угловую анизотропию рассеяния в рэлеевском пределе даже в случае выполнения частотного закона рассеяния Рэлея, соответствующего новым законам (25), (26) при $N_R = 0$. Эта анизотропия выражается в сдвиге

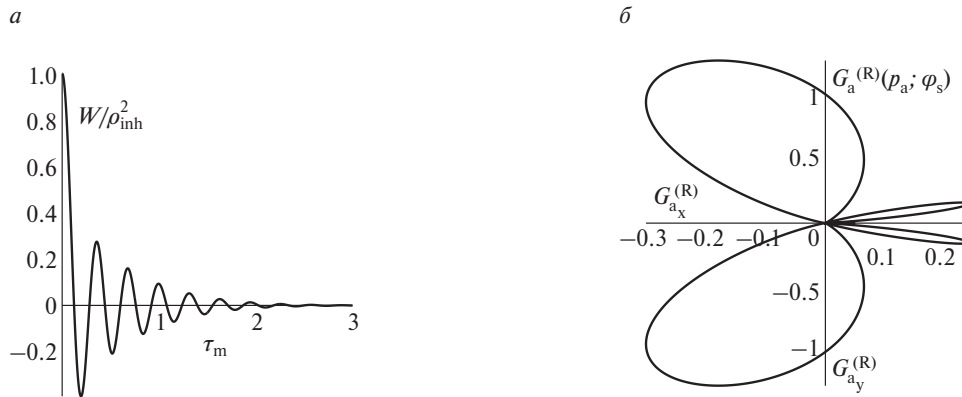


Рис. 3. Коррелятор (3), (14) – (23), (29), который дает сильную анизотропию и нули рассеяния в рэлеевском пределе $p \ll 1$, определяемые новыми топологическими законами (25), (26) с обязательным нарушением частотного рэлеевского закона для длинноволнового рассеяния (а). Значения параметров те же, что и для рис. 1д, но $m_{11} = 1, m_{12} = 2, m_{13} = 3$ (17). Сильная анизотропия и нули углового распределения рассеяния волны Рэлея в рэлеевском пределе (б). Нарушение как чисто рэлеевской [1, 5] изотропии углового распределения рассеяния, представленной на рис. 2б, и характерной анизотропии рэлеевского рассеяния в виде сдвинутой вперед изотропной окружности углового распределения в полярных координатах, представленной на рис. 2а, так и топологической симметрии законов (25), (26) в целом.

Необходимо заметить, что для лучшей прорисовки деталей углового распределения рассеяния на рис. 3б использованы разные масштабы вдоль декартовых осей $G_{a_x}^{(R)}$ и $G_{a_y}^{(R)}$ в отличие от общепринятых для полярных координат одинаковых масштабов обеих прямоугольных осей на рис. 2. Отношение масштабов вдоль горизонтальной и вертикальной осей на рис. 3б равно $m = 5$. Отношение цены деления равно $1/m$, соответственно. Пусть φ – линейный угол между полярной осью $G_a^{(R)}$ и горизонтальной осью $G_{a_x}^{(R)}$, тогда масштаб по реальному углу рассеяния φ_s (30) полярной системы координат $(G_a^{(R)}, \varphi_s)$ из-за указанной разницы масштабов является нелинейным и выполняется следующее соотношение: $\text{tg } \varphi_s = m \text{ tg } \varphi$. Для $m > 1$ справедливы следующие соотношения: $\varphi < \varphi_s < \pi/2$ при $0 < \varphi < \pi/2$; $\varphi_s = \varphi$ при $\varphi = \pi/2$ или $\varphi = \pi$; $\pi/2 < \varphi_s < \varphi < \pi$ при $\pi/2 < \varphi < \pi$. По этой же причине линейный масштаб вдоль полярной оси $G_a^{(R)}$ зависит от угла φ , и отношение цены деления его шкалы к цене деления шкалы вертикальной оси $G_{a_y}^{(R)}$ равно $G_a^{(R)} / \tilde{G}_a^{(R)} = \cos \varphi / (m \cos \varphi_s) = (1 + m^2 \text{tg}^2 \varphi)^{1/2} / (m(1 + \text{tg}^2 \varphi)^{1/2})$, где $\tilde{G}_a^{(R)}$ – значение индикатрисы рассеяния для угла φ , измеренное с помощью шкалы оси $G_{a_y}^{(R)}$, взятой как эталон измерения, а $G_a^{(R)}$ – реальное значение индикатрисы рассеяния (30), измеренное с помощью того же эталона, но изображенное на рис. 3б, по шкале с меняющейся в зависимости от угла φ ценой деления в единицах того же эталона. Другими словами, на линейной шкале оси $G_{a_y}^{(R)}$, расположенной из начала координат вдоль первой полярной оси $G_a^{(R)}$ на рис. 3б вместо ее значений $\tilde{G}_a^{(R)}$ ставятся реальные значения индикатрисы рассеяния (30) $G_a^{(R)}$ по шкале с зависящей от угла φ ценой деления в единицах эталонной оси $G_{a_y}^{(R)}$. Все указанные формулы следуют из следующих соотношений: $G_{a_y}^{(R)} = m G_{a_x}^{(R)} \text{tg } \varphi = G_{a_x}^{(R)} \text{tg } \varphi_s$; $m G_{a_x}^{(R)} = \tilde{G}_a^{(R)} \cos \varphi$; $G_{a_x}^{(R)} = G_a^{(R)} \cos \varphi_s$; $G_{a_x}^{(R)2} + G_{a_y}^{(R)2} = G_a^{(R)2}$, следующих из общепринятого порядка построения полярной системы координат с одинаковыми масштабами вдоль декартовых осей (рис. 2).

изотропной окружности, описывающей угловое распределение, вперед вдоль оси x_1 . Она обусловлена функцией (31), а следовательно, граничными условиями, не зависящими от формы коррелятора (3), и структурой неоднородности вдоль оси x_3 . Данная анизотропия является новым результатом, нарушающим рэлеевскую изотропию [5] при выполнении частотного закона Рэлея, и может служить характеристикой рэлеевского рассеяния волны Рэлея на свободной приповерхностной неоднородности плотности массы твердого тела. Указанная анизотропия аналогична анизотропии

рэлеевского рассеяния волны Рэлея на шероховатости поверхности изотропного твердого тела, обусловленной наличием трех углов, открытых теоретически Бирюковым С.В. [6,7] (см. также [3]), запрещенных для рассеяния граничными условиями на свободной шероховатой поверхности независимо от формы шероховатости [15]. В отличие от анизотропии рэлеевского рассеяния, полученной в данной работе (рис. 2а), сохраняющей рэлеевский закон по частоте, с запрещенным нулевым углом рассеяния волны Рэлея на статистической шероховатости связана новая частотная зависимость

коэффициента рассеяния $1/l^{(R)} \sim const$ в высокочастотном пределе $p \gg 1$, полученная впервые Чуковым В.Н. в [15,20].

Сильная угловая анизотропия рассеяния, нарушающая рэлеевский закон

Пусть $p_{1k}^{(0)}$, где $k = 1, 2, \dots, N_1^{(p)}$, есть нули углового распределения рассеяния $G^{(R)}(p, \varphi_s^{(0)})$ (9) по переменной p при фиксированном угле рассеяния $\varphi_s^{(0)}$ (рис. 1е). Тогда, если выполняется следующее соотношение

$$\cos \varphi_{s0} = 1 - \frac{p_{1k}^{(0)2}}{p^2} \left(1 - \cos \varphi_s^{(0)} \right), \quad (32)$$

то φ_{s0} есть нули этого же $G^{(R)}(p, \varphi_s)$ по углу рассеяния φ_s при фиксированном значении параметра p вследствие зависимости коррелятора $\tilde{W} \left(\left| \vec{k}_R - \vec{k}_{\parallel}^{(0)} \right| \right)$ (9) только от модуля переданного при рассеянии волнового вектора. Условие (32) является достаточным, но не необходимым, потому что есть еще структура неоднородности вдоль оси x_3 , обуславливающая фактор (31) в (9), рассмотренная в работе [17]. На рис. 3а и 3б представлен коррелятор (3) – (6), (12) – (24) и определяемая им сильная угловая анизотропия и нули углового распределения рассеяния (9). Это физическое явление есть нарушение как рэлеевской изотропии рассеяния [5], так и анизотропии рэлеевского рассеяния, обусловленной структурой (31). Она полностью определяется новыми законами (25), (26) рассеяния волны Рэлея в рэлеевском пределе, и, как их следствием, нарушением частотного закона рэлеевского рассеяния, когда $N_R = 0$ в (25), (26). Данная анизотропия (32) нарушает топологическую симметрию законов (25), (26) и при $N_R > 0$. Для этой симметрии, как следует из (12), (25), (26), характерно только одно запрещенное направление рассеяния вперед $\varphi_s = 0$ (12) и подавленное рассеяние в его окрестности, которая тем шире, чем больше N_R (25).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решена теоретическая задача рассеяния поверхностной акустической волны Рэлея на приповерхностной статистической неоднородности изотропного твердого тела. Получены новые топологические законы рассеяния волны Рэлея в рэлеевском пределе, полностью определяемые топологическими характеристиками статистической структуры множеств ансамблей неоднородностей разной формы. Математически эти характеристики являются моментами разного порядка корреляционной

функции статистического фактора неоднородности. Новые законы включают в себя как частный случай физическую концепцию рэлеевского закона рассеяния. В настоящей работе получено, что даже в случае рэлеевского рассеяния изотропное [1,5] рэлеевское угловое распределение сдвинуто вперед вдоль оси x_1 , создавая характерную анизотропию, обусловленную граничными условиями и структурой неоднородности в направлении оси x_3 . Данная анизотропия рэлеевского рассеяния, как и новые полученные законы (25), (26), выходящие за рамки рэлеевского рассеяния, соответствуют главным членам рэлеевского ряда в отличие от обсуждаемой в [5] тонкой структуры рэлеевского спектра, являющейся поправкой высшего порядка по рэлеевскому параметру p (11) к основному члену рэлеевского ряда и закона.

Новые топологические законы рассеяния рэлеевского предела соответствуют структурам статистической неоднородности, т.е., коррелятора, которые могут занулять его топологические характеристики: как рэлеевскую, так и более высоких порядков; они нарушают рэлеевский закон: в длинноволновом пределе может происходить сильная модуляция рассеянной волны формой неоднородности. Низкочастотная волна может сильно “чувствовать” структуру неоднородности.

Полученные топологические законы формируют базис линейно независимых усредненных по ансамблю индикатрис рассеяния, квадратичных по амплитудам рассеяния. Сами амплитуды рассеяния зануляются при усреднении по ансамблю в силу своей линейности по форм-фактору неоднородности. Этот базис впервые в литературе даже для статистической неоднородности позволяет моделировать произвольный усредненный по ансамблю неоднородностей спектр рассеяния, т.е., усредненный рэлеевский ряд, соответствующий, например, частотным осцилляциям статистического рассеяния в рэлеевском пределе или сильной анизотропии углового распределения статистического рассеяния с произвольным количеством нулей по углу рассеяния. Тем самым возможно нарушение не только рэлеевского закона и его угловой изотропии, но и топологической симметрии новых законов, характерной для любого, определяемого ими, частотного закона в рэлеевском пределе рассеяния на статистической неоднородности. При выходе в область еще более малых значений рэлеевского параметра p за пределы области моделирования, также лежащей в рэлеевской зоне $p \ll 1$, топологическая симметрия законов (25), (26) восстанавливается.

Условия применимости результатов настоящей работы, полученных в рамках теории возмущений стационарной теории рассеяния и использования инфинитных гауссовых экспонент в качестве коррелятора финитной неоднородности, т.е.,

занимающей в плоскости поверхности строго конечную область, рассмотрены подробно в [15]. Полученные результаты могут быть использованы для теоретического и экспериментального исследования распространения волн в неоднородных средах, а также в сейсмологии, акустоэлектронике, акустической микроскопии, для исследования свойств технологических материалов [13] и в физике метаматериалов; в частности, для исследования и применения полученных закономерностей статистического рассеяния на сложных случайных комбинациях неоднородностей, когда усреднение по ансамблю неоднородностей заменяется усреднением по разным направлениям одного образца неоднородности или по ее отдельным участкам.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания (НИОКТР № 122041400112-8, код темы FFZR-2022-0012).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лорд Рэлей*. Теория звука. Т. 2. М.: Гостехиздат, 1955. С. 153.
2. *Lord Rayleigh* // Proc. Lond. Math. Soc. 1885. V. 17. P. 4.
3. *Lord Rayleigh* // Proc. Royal. Soc. London. 1907. V. A 79. P. 399.
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 7. Теория упругости. М.: Наука: Физматгиз, 1987. *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Theory of elasticity. Elsevier, 1986.
5. *Ньютон Р.* Теория рассеяния волн и частиц. М.: Мир, 1969. С. 60; *Newton R.G.* Scattering theory of waves and particles. Springer, 1982. P. 54.
6. *Biryukov S.V., Weihnacht M.* // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2007. V. 54. P. 453.
7. *Бирюков С.В., Гуляев Ю.В., Крылов В.В., Плещский В.П.* Поверхностные акустические волны в неоднородных средах. М.: Наука, 1991; *Biryukov S.V., Gulyaev Yu.V., Krylov V.V., Plesskii V.P.* Surface acoustic waves in inhomogeneous media. Springer-Verlag, 1995.
8. *Басс Ф.Г., Фуке И.М.* Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972; *Bass F.G., Fuks I.M.* Wave scattering from statistically rough surfaces. New York, Pergamon Press, 1979.
9. *Maradudin A.A., Mills D.L.* // Ann. Physics. 1976. V. 100. P. 262.
10. *Maradudin A.A.* // In: Compendium on electromagnetic analysis. From electrostatics to photonics: fundamentals and applications for physicists and engineer V. 4. Optics and Photonics I. World Scientific, 2020.
11. *Хусу А.П., Вуменберг Ю.Р., Пальмов В.А.* Шероховатость поверхностей. Теоретико-вероятностный подход. М.: Наука, 1975.
12. *Яглом А.М.* Корреляционная теория стационарных случайных функций Л.: Гидрометеиздат, 1981. С. 105; *Yaglom A.M.* Correlation theory of stationary and related random functions. V. I, II. Springer, 1987.
13. *Алехин В.П.* Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов. М.: Наука, 1983.
14. *Sarris G., Haslinger S.G., Huthwaite P. et al.* // JASA. 2021. V. 149. P. 4298.
15. *Чуков В.Н.* К теории рассеяния поверхностных рэлеевских и объемных акустических волн различных поляризации на трехмерной и двумерной статистической шероховатости свободной поверхности изотропного твердого тела. Дисс. ... канд. физ. – мат. наук. М.: МИФИ, 1994.
16. *Чуков В.Н.* О законах рэлеевского, резонансного и коротковолнового рассеяния волны Рэля. М.: Препринт ИБХФ РАН, 2002.
17. *Chukov V.N.* // Proc. Int. Conf. “Days on Diffraction 2012” (St. Petersburg, 2012) P. 47.
18. *Chukov V.N.* Connection between violation of the Rayleigh law of scattering and the resonance scattering. Moscow: Preprint IBCP RAS, 2014.
19. *Chukov V.N.* // Proc. “Days on Diffraction” International Seminar (St. Petersburg, 2011). P. 55.
20. *Chukov V.N.* // Solid State Commun. 2009. V. 149. P. 2219.
21. *Chukov V.N.* // Ultrasonics. 2012. V. 52. P. 5.
22. *Chukov V.N.* The Rayleigh law violation and its influence on the wave scattering. A theoretical physics study. Saarbrücken: Lambert Academic Publishing, 2017.
23. *Чуков В.Н.* // Науч. – техн. вед. СПбГПУ. Физ. – мат. 2023. Т. 16. № 1.2. С. 557.
24. *Чуков В.Н.* // Сб. тр. XXXIV Всеросс. школы-семина. “Волны 2023” (Москва, 2023). С. 27.
25. *Арсенин В.Я.* Методы математической физики и специальные функции. М.: Наука, 1974; *Arsenin V. Ya.* Basic equations and special functions of mathematical physics. London: Kings College, 1968.
26. *Градштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962; *Gradshteyn I.S., Ryzhik I.M.* Tables of Integrals, Series, and Products. Elsevier, 2007.

Topological laws of the Rayleigh wave scattering on a statistical inhomogeneity of isotropic solid in the Rayleigh limit

V. N. Chukov^{1, *}

¹*Emanuel Institute of Biochemical Physics of the Russian Academy of Sciences, Laboratory of Acoustic Microscopy, Moscow, 119334 Russia*

**e-mail: vchukov@mail.ru*

Topological laws of the Rayleigh wave scattering on a statistical inhomogeneity of isotropic solid are obtained theoretically in the Rayleigh limit. They are completely defined by the inhomogeneity structure and include the Rayleigh law of scattering as a particular case. They violate the Rayleigh law in the case of a more general inhomogeneity topology, then the Rayleigh one. It enables first to construct theoretically arbitrary spectrum of scattering up to its oscillations and a strong angular anisotropy.

Keywords: the Rayleigh wave, statistical inhomogeneity, the Rayleigh law.

УДК 537.622.4:537.87

БРЭГГОВСКИЕ РЕЗОНАНСЫ В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВЫЙ ГРАНАТ – ПЛАТИНА – ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВЫЙ ГРАНАТ

© 2024 г. Н. Д. Лобанов¹, *, О. В. Матвеев¹, М. А. Морозова¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского”, Саратов, Россия

*E-mail: nl_17@mail.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Теоретически изучено взаимодействие спинового тока в проводнике с сильной спин-орбитальной связью из платины (Pt) и спиновой волны в ферромагнитных слоях железоиттриевого граната (YIG) с периодической модуляцией толщины в условиях брэгговских резонансов и межслойной связи. Показано, что в сэндвич структуре YIG/Pt/YIG выполняются условия для двух брэгговских резонансов в первой зоне Бриллюэна в спектре спиновых волн. Спиновый ток в Pt позволяет осуществлять частотную перестройку резонансов и управлять глубиной зон непропускания спиновых волн, соответствующих условиям резонансов.

DOI: 10.31857/S0367676524020214, EDN: RQWPYX

ВВЕДЕНИЕ

Слоистые структуры из магнитных диэлектриков и проводников с сильной спин-орбитальной связью рассматривают как одни из базовых элементов для разработки чисто спиновых информационных и коммуникационных технологий, в которых движущиеся заряды заменены спиновыми волнами (СВ) или магнонами [1–3]. Наиболее перспективным материалом, в котором возможно распространение СВ, являются ферромагнитные пленки железоиттриевого граната ($Y_3Fe_5O_{12}$, YIG), ввиду малого уровня потерь, слабой магнитной анизотропии, возможности масштабирования вплоть до нескольких нанометров и хорошую интегрируемость с полупроводниковыми технологиями [4,5]. В качестве проводника используют нормальные металлы, в частности пленки платины (Pt), характеризующиеся сильной спин-орбитальной связью и максимальным значением угла Холла, а также имеющие толщину порядка нескольких нм, которая близка к длине диффузии спинов [5].

Электрический ток в Pt за счет обратного спинового эффекта Холла генерирует спиновый ток (СТ). Спиновый ток, в свою очередь, за счет передачи спинового крутящего момента (spin transfer torque) на интерфейсе YIG/Pt приводит к усилению, либо ослаблению СВ в YIG [6, 7, 5]. Соответственно, в слоистых структурах, состоящих из

двух слоев YIG, разделенных слоем Pt, СТ приводит к усилению СВ в одном слое YIG и ослабление в другом. В такой структуре возможно нарушение симметрии во времени и пространстве [8–10].

Использование магнитных кристаллов (МК) – ферромагнитных пленок с периодической модуляцией параметров – создает условия для формирования брэгговских резонансов для волновых чисел

$k_B = \frac{\pi}{L}$ (L – период структуры), удовлетворяющих условию Брэгга [11]. На частотах брэгговских резонансов формируются запрещенные зоны – полосы непропускания в спектре СВ. В слоистых структурах на основе МК, разделенных диэлектрической прослойкой за счет взаимодействия прямых и отраженных симметричных и антисимметричных нормальных волн связанной структуры число брэгговских резонансов увеличивается [12, 13].

Влияние СТ на формирование брэгговских резонансов в МК до настоящего времени не рассматривалось. Однако, следует ожидать, что за счет различного влияния на прямые и отраженные симметричные и антисимметричные волны, СТ может приводить, к изменению условий и эффективности их взаимодействия. Целью работы является исследование взаимодействия СТ в проводнике с сильной спин-орбитальной связью и СВ в ферромагнитной среде с периодической модуляцией

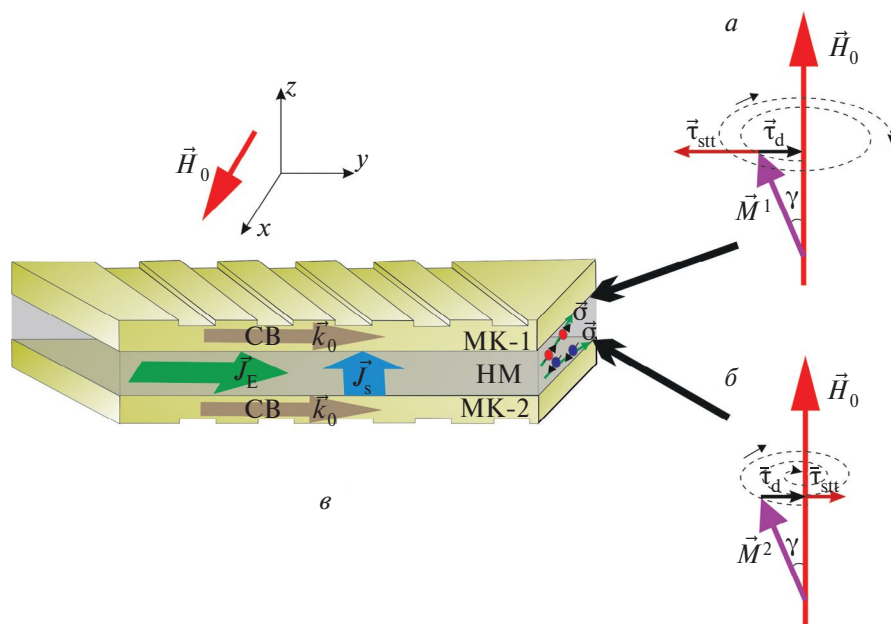


Рис. 1. Схема прецессии вектора намагниченности в МК-1 (а) и МК-2 (б). Схема исследуемой структуры (в).

толщины, в условиях брэгговских резонансов и межслойной связи. Построена волновая модель для описания спин-волновой эволюции в структуре YIG/Pt/YIG. Получено дисперсионное соотношение для спиновых волн под действием СТ. Выявлена возможность управления брэгговскими резонансами СВ с помощью СТ.

МОДЕЛЬ И ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

На первом этапе рассмотрим слоистую структуру, состоящую из двух ферромагнитных пленок без модуляции толщины (ФП-1 и ФП-2), имеющих толщину d и намагниченность насыщения M_0 . Ферромагнитные пленки разделены слоем НМ толщины D (меньше толщины скин-слоя). В этом случае ферромагнитные волноводы оказываются связаны, как через дипольное взаимодействие ВЧ магнитных полей [14, 12], так и через обменное взаимодействие Рудермана–Киттеля–Касуя–Иосиды (РККИ) [15]. Взаимодействие РККИ реализуется через электроны проводимости в НМ, поляризация которых зависит от спинов атомов в одном из ферромагнитных слоев, и влияет на спины атомов во втором ферромагнитном слое.

К слою НМ прикладывается напряжение, спиновый эффект Холла проявляется в том, что в направлении перпендикулярном электрическому току J_E (т.е., в направлении оси z) происходит разделение электронов с противоположными направлениями спинов $\vec{\sigma}$. Таким образом, электроны с одним направлением спинов $\vec{\sigma}$ перейдут к верхней поверхности слоя НМ, а электроны с другим

направлением спинов $\vec{\sigma}$ перейдут к нижней поверхности НМ. В результате вдоль оси z потечет спиновый ток плотностью J_S . Спины у поверхности НМ передают свой спиновый крутящий момент $\vec{\tau}_{stt}$ поверхностным спинам в ФП [5, 6]. Благодаря дипольным и обменным взаимодействиям крутящий момент передается другим спинам вглубь толщины ФП и, соответственно, спиновой волне, распространяющейся в ФП¹.

То, с каким направлением спинов окажутся электроны у границы, например ФП-1/НМ, зависит от направления тока в НМ. Если направление спинов на границе $\vec{\sigma}$ противоположно направлению оси вокруг которой прецессируют магнитные моменты в ФП (оси x) $\vec{\sigma} \uparrow \downarrow \vec{H}_0$, то спиновый крутящий момент $\vec{\tau}_{stt}$ направлен противоположно затуханию $\vec{\tau}_d$ (damping torque). Тогда $\vec{\tau}_{stt}$ увеличивает угол прецессии магнитных моментов в ФП-1 (γ), т.е. усиливает СВ (см. рис. 1а). Если направление спинов на границе $\vec{\sigma}$ сонаправлено с осью, вокруг которой прецессируют магнитные моменты в ФП-1 ($\vec{\sigma} \uparrow \uparrow \vec{H}_0$). В этом случае спиновый крутящий момент $\vec{\tau}_{stt}$ сонаправлен с затуханием $\vec{\tau}_d$. Тогда $\vec{\tau}_{stt}$ уменьшает угол γ , т.е. ослабляет СВ (рис. 1б).

При протекании электрического тока $J_E > 0$ в НМ электроны $\vec{\sigma} \uparrow \downarrow \vec{H}_0$ будут смещаться в сторону интерфейса НМ/ФП-1 (что приведет к усилению СВ в ФП-1), как показано на рис. 1а.

¹ Эффекты, связанные со спиновой накачкой (spin pumping) в данном случае, будем считать незначительными [5].

Электроны с $\vec{\sigma} \uparrow \uparrow \vec{H}_0$ будут смещаться в сторону интерфейса НМ/ФП-2 (что приведет к ослаблению СВ в ФП-2), как показано рис. 1б. Для тока отрицательной полярности $J_E < 0$ ситуация противоположная.

Магнитная динамика в исследуемой структуре может быть описана уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта с учетом члена Слончевского [5, 6, 8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{M}^{1,2}}{\partial t} = & -\gamma \vec{M}^{1,2} \times \vec{H}^{\text{eff},1,2} + \\ & + \frac{\vec{M}^{1,2}}{M_0} \times \left[\alpha \frac{\partial \vec{M}^{1,2}}{\partial t} \pm \tau \vec{\sigma} \times \vec{M}^{1,2} \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где $\vec{M}^{1,2}$ – намагниченность ФП-1 и ФП-2, M_0 – намагниченность насыщения ФП-1 и ФП-2, α – затухание Гильберта, $\tau = \frac{\gamma \theta_{\text{SH}} S \hbar}{2e D M_0} J_E$ – спиновый крутящий момент, J_E – плотность электрического тока, $J_S = \theta_{\text{SH}} J_E$ – плотность спинового тока, D – толщина НМ, γ – гиромагнитное соотношение, e – заряд электрона, θ_{SH} – угол Холла, S – прозрачность интерфейса между НМ и ФП-1 (ФП-2), \hbar – приведенная постоянная Планка. Также в соотношении (1) эффективное магнитное поле

$$\vec{H}^{\text{eff},1,2} = \vec{H}_0 + \vec{h}_{1,2} + \frac{2A_{\text{ex}}}{M_0} \nabla^2 \vec{M}_{1,2} + \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D} \vec{M}_{2,1} +$$

$+ K_{\text{dip}} \vec{h}_{2,1}$, включающее внешнее магнитное поле \vec{H}_0 , обменное взаимодействие (A_{ex} – постоянная обмена в ФП-1 и ФП-2), межслойное обменное взаимодействие РККИ (K_{ex} – постоянная РККИ), дипольную связь между ФП-1 и ФП-2 ($h_{1,2}$ – ВЧ компоненты магнитных полей, $K_{\text{dip}} = \exp(-kD)$ – коэффициент связи).

Исследуемая структура помещена во внешнее магнитное поле \vec{H}_0 , направленное вдоль оси x (как показано на рис. 1а), при этом в ФП-1 и ФП-2 вдоль оси y распространяется СВ, представляющая собой волну прецессии вектора намагниченности. Представим вектор намагниченности в виде суммы постоянной компоненты, направленной вдоль внешнего магнитного поля, и переменной ВЧ компоненты $\vec{M}^{1,2} = \vec{M}^0 + \vec{m}^{1,2}$.

Распишем соотношение (1) в проекциях на оси координат:

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_y^{1,2}}{\partial t} = & -\gamma \frac{2A_{\text{ex}}}{M_0} \frac{\partial^2 m_z^{1,2}}{\partial y^2} + \gamma \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D} m_z^{1,2} - \\ & - \gamma \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D} m_z^{2,1} + \gamma H_0 m_z^{1,2} - \gamma M_0 h_z^{1,2} - \\ & - \gamma K_{\text{dip}} M_0 h_z^{2,1} + \alpha \frac{\partial m_z^{1,2}}{\partial t} \pm \tau m_y^{1,2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_z^{1,2}}{\partial t} = & \gamma \frac{2A_{\text{ex}}}{M_0} \frac{\partial^2 m_y^{1,2}}{\partial y^2} - \gamma \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D} m_y^{1,2} + \\ & + \gamma \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D} m_y^{2,1} - \gamma H_0 m_y^{1,2} + \gamma M_0 h_y^{1,2} + \\ & + \gamma K_{\text{dip}} M_0 h_y^{2,1} - \alpha \frac{\partial m_y^{1,2}}{\partial t} \pm \tau m_z^{1,2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Введем обозначения $m_+^{1,2} = m_z^{1,2} + j m_y^{1,2}$, $m_-^{1,2} = m_z^{1,2} - j m_y^{1,2}$.

Переменные составляющие магнитного поля и намагниченности связаны соотношениями вида [13]:

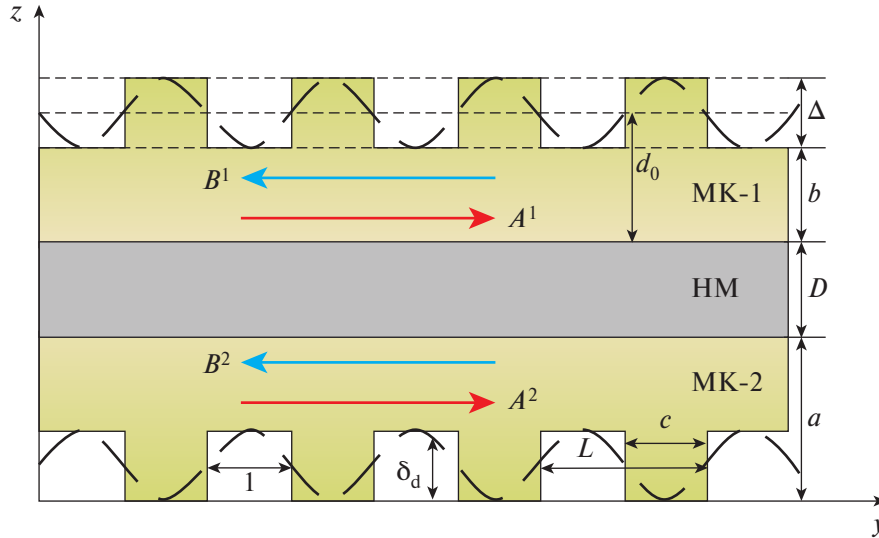
$$\begin{aligned} h_+^{1,2} = & -2\pi(m_+^{1,2} - m_-^{1,2}) - j4\pi d \frac{\partial m_-^{1,2}}{\partial y}, \\ h_-^{1,2} = & 2\pi(m_+^{1,2} - m_-^{1,2}). \end{aligned} \quad (3)$$

Подставляя (2) и (3) в (1), получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_+^{1,2}}{\partial t} = & j\omega_{\text{H}}^{\text{eff},1,2} m_+^{1,2} - \\ & - j\omega_{\text{M}} \left(-\frac{m_+^{1,2} - m_-^{1,2}}{2} - jd \frac{\partial m_-^{1,2}}{\partial y} \right) - \\ & - j\gamma K_{\text{dip}} \omega_{\text{M}} \left(-\frac{m_+^{2,1} - m_-^{2,1}}{2} - jd \frac{\partial m_-^{2,1}}{\partial y} \right) - \\ & - j\gamma \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D} m_+^{2,1}, \\ \frac{\partial m_-^{1,2}}{\partial t} = & -j\omega_{\text{H}}^{\text{eff},1,2} m_-^{1,2} + \\ & + j\omega_{\text{M}} \frac{m_+^{1,2} - m_-^{1,2}}{2} + jK_{\text{dip}} \omega_{\text{M}} \frac{m_+^{2,1} - m_-^{2,1}}{2} + \\ & + j\gamma \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D} m_-^{2,1}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\omega_{\text{M}} = 4\pi\gamma M_0$, $\omega_{\text{H}}^{\text{eff},1,2} = \gamma H_0 - \gamma \frac{2A_{\text{ex}}}{M_0} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \gamma \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D} + \alpha \frac{\partial}{\partial t} \pm j\tau$.

Для переменных намагниченностей $m^{1,2} = m_z^{1,2}/M_0$ система (4) примет вид:


 Рис. 2. Схема исследуемой структуры в проекции zOy .

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 m^{1,2}}{\partial t^2} + \omega_{\perp}^{(\text{eff}1,2)} m^{1,2} + \\ & + j \frac{\omega_M^2 d}{2} \frac{\partial m^{1,2}}{\partial y} + j K_{\text{dip}} \frac{\omega_M^2 d}{2} \frac{\partial m^{2,1}}{\partial y} + \\ & + \gamma \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D} \left(\omega_M + \gamma \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D} \right) m^{2,1} = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\text{где } \omega_{\perp}^{\text{eff}1,2} = \sqrt{\omega_H^{\text{eff}1,2} (\omega_H^{\text{eff}1,2} + \omega_M)}.$$

Перейдем к рассмотрению периодической структуры, состоящей двух магнитных кристаллов (МК-1 и МК-2), разделенных слоем НМ. МК-1 и МК-2 представляют собой ферромагнитные пленки, на поверхность которых нанесена периодическая структура с периодом L в виде канавок глубиной Δ ($b = a - \Delta$ – толщина пленки в области канавки, a – толщина пленки в области столбика), шириной l (ширина столбика $c = L - l$), как показано на рис. 2.

В этом случае толщина ферромагнитных пленок является периодической функцией $d = b + \delta(y)$, где

$$\delta(y) = \delta(y + L) = \begin{cases} \Delta, & nL \leq y \leq c + nL, \\ 0, & c + nL \leq y \leq (n+1)L, \quad n \geq 1 \end{cases}$$

Раскладывая $\delta(y)$ в ряд Фурье и ограничиваясь членами с $n = 0, \pm 1$ получим [12]:

$$d = d_0 \left(1 + \delta_d \cos\left(\frac{\pi}{L} y\right) \right), \quad (6)$$

$$\text{где } d_0 = b + \frac{\Delta c}{L}, \quad \delta_d = \frac{2\Delta}{\pi d_0} \sin \frac{\pi c}{L}.$$

Используя метод связанных волн [16], решение уравнений (5) представим в виде суммы прямых волн и волн, отраженных от периодических канавок:

$$\begin{aligned} m^{1,2} = & A^{1,2} \exp[j(\omega t - k_0 y)] + \\ & + B^{1,2} \exp[j(\omega t + k_{-1} y)], \end{aligned} \quad (7)$$

где $A^{1,2}$ и $B^{1,2}$ – медленно меняющиеся комплексные амплитуды огибающих прямых и отраженных волн, k_0 – постоянная распространения «0» гармоники, k_{-1} относится к «-1» гармонике, k_0 и k_{-1} связаны условием Брэгга: $k_{-1} = -k_0 + 2k_B$, где $k_B = \pi/L$ – брэгговское волновое число.

Подставляя соотношения (6) и (7) в уравнения (5), в стационарном случае можно получить систему волновых уравнений для амплитуд огибающих прямых и отраженных волн в виде:

$$\begin{cases} jv \frac{\partial}{\partial y} A^{1,2} + \eta_0^{\text{eff}1,2} A^{1,2} + \kappa_0 B^{1,2} + \chi_0 A^{2,1} = 0, \\ -jv \frac{\partial}{\partial y} B^{1,2} + \eta_{-1}^{\text{eff}1,2} B^{1,2} + \kappa_{-1} A^{1,2} + \chi_{-1} B^{2,1} = 0, \end{cases} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \chi_{0,-1} &= K_{\text{dip}} v k_{0,-1} + \gamma \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D} \left(\omega_M + \gamma \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D} \right), \\ \kappa_{0,-1} &= \frac{\delta_d}{2} v k_{-1,0}, \quad \vartheta_{0,-1} = \frac{\delta_d}{2} \chi_{-1,0}, \quad v = \frac{\omega_M^2 d_0}{2}, \\ \eta_{0,-1}^{\text{eff}1} &= -\omega^2 + (\omega_{\perp 0,-1}^{\text{eff}1})^2 + v k_{0,-1}, \quad \eta_{0,-1}^{\text{eff}2} = -\omega^2 + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left(\omega_{\perp 0,-1}^{\text{eff}2} \right)^2 + \nu k_{0,-1}, \quad \omega_{\perp 0,-1}^{\text{eff}1} = \sqrt{\omega_{H_{0,-1}}^{\text{eff}1} \left(\omega_{H_{0,-1}}^{\text{eff}1} + \omega_M \right)}, \\
& \omega_{\perp 0,-1}^{\text{eff}2} = \sqrt{\omega_{H_{0,-1}}^{\text{eff}2} \left(\omega_{H_{0,-1}}^{\text{eff}2} + \omega_M \right)}, \quad \omega_{H_{0,-1}}^{\text{eff}1} = \gamma H_0 + \\
& + \gamma \frac{2A_{\text{ex}}}{M_0} k_{0,-1}^2 + \gamma \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D} \pm j(\omega\alpha + \tau) \quad \text{и} \quad \omega_{H_{0,-1}}^{\text{eff}2} = \\
& = \gamma H_0 + \gamma \frac{2A_{\text{ex}}}{M_0} k_{0,-1}^2 + \gamma \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D} \pm j(\omega\alpha - \tau) \quad -
\end{aligned}$$

частоты, связанные с эффективным магнитным полем прямых и отраженных волн в МК-1 и МК-2, соответственно.

Полагая производные в (8) равными нулю и приравнявая детерминант получившейся системы к нулю, получим дисперсионное соотношение вида:

$$\begin{vmatrix}
\eta_0^{\text{eff}1} & \kappa_0 & \chi_0 & \vartheta_0 \\
\kappa_{-1} & \eta_{-1}^{\text{eff}1} & \vartheta_{-1} & \chi_{-1} \\
\chi_0 & \vartheta_0 & \eta_0^{\text{eff}2} & \kappa_0 \\
\vartheta_{-1} & \chi_{-1} & \kappa_{-1} & \eta_{-1}^{\text{eff}2}
\end{vmatrix} = 0. \quad (9)$$

Диагональные компоненты определителя (9) $\eta_0^{\text{eff}1}$ (при $K_{\text{ex}} = 0$), приравненные к нулю, представляют собой дисперсионные соотношения для прямой и отраженной СВ в однородных пленках без канавок [17, 18, 14]. Недиagonальные компоненты $\chi_{0,-1}$ описывают дипольное и РККИ взаимодействие между СВ в МК-1 и МК-2. При $\chi_{0,-1} = 0$ приходим к дисперсионным уравнениям для СВ в одном МК, нагруженном слоем НМ. Компоненты $\kappa_{0,-1}$ описывают связь между

прямыми и отраженными волнами в каждом МК. При $\kappa_{0,-1} = 0$ соотношение (9) описывает дисперсионное соотношение для СВ в структуре из двух ферромагнитных пленок без модуляции параметров, разделенных слоем НМ [8]. Компоненты $\vartheta_{0,-1}$ описывают связь между прямыми и отраженными волнами в разных МК.

При брэгговском волновом числе $k_{0,-1} = k_B$, в отсутствие связи между прямыми и отраженными волнами ($\kappa_{0,-1} = 0$) и потерь ($\alpha = 0$), решение (9) имеет вид:

$$\begin{aligned}
\omega_B^{(1,2)2} &= \omega_{\perp}^2 = \omega_{\perp}^2 + \nu k_B^2 - \\
&- \tau^2 \pm \sqrt{\chi^2 - \tau^2 (2\omega_H + \omega_M)^2}, \quad (10)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\omega_{\perp} &= \sqrt{\omega_H (\omega_H + \omega_M)}, \quad \omega_H = \gamma H_0 + \gamma \frac{2A_{\text{ex}}}{M_0} k_B^2 + \\
&+ \gamma \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D},
\end{aligned}$$

$$\chi = \chi_{0,-1} = K_{\text{dip}} \nu k_B + \gamma \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D} \left(\omega_M + \gamma \frac{K_{\text{ex}}}{M_0 D} \right).$$

Частоты $\omega_B^{1,2}$ являются частотами фазового синхронизма прямых и отраженных волн при $k_{0,-1} = k_B$.

Положим $\omega = \omega_B^{1,2}$ и используем в (8) подстановку $A^{1,2} \sim \exp[jqy]$, $B^{1,2} \sim \exp[jqy]$, где q – искомая добавка к волновому числу k_B . Приравняем определитель системы к нулю и найдем решение характеристического уравнения, в предположении $\vartheta_{0,-1} = 0$, в виде:

$$q = \pm \frac{j}{\nu} \sqrt{\kappa^2 + \tau'^2 - 0.5\chi^2 \pm 0.5\sqrt{(2\kappa^2 + 4\tau'^2 - \chi^2)^2 - 4\kappa^2(\kappa^2 - \chi^2)}}, \quad (11)$$

где $\tau'^2 = 2\tau^2 (4\omega_H (\omega_H + \omega_M) + \omega_M^2)$. Из решений видно, что в случае одиночного слоя YIG в отсутствие СТ ($\tau = \chi = 0$) добавка к волновому числу k_B является мнимой величиной $q = \pm j\kappa$, что соответствует затуханию СВ на частоте $\omega_B = \omega_B^1 = \omega_B^2$, являющейся частотой брэгговского резонанса. Данная частота является центральной частотой полосы непропускания СВ – запрещенной зоны, а мнимая часть волнового числа пропорциональна глубине запрещенной зоны.

В структуре YIG/Pt/YIG формируются два брэгговских резонанса на частотах $\omega_B^{1,2}$, отличных от частоты резонанса в одиночном слое YIG ω_B . На рис. 3а приведены зависимости резонансных частот $\omega_B^{1,2}$ от величины и полярности СТ, построенные с использованием соотношения (10), при разных

значениях связи между слоями YIG χ (дипольной связи и обменного РККИ взаимодействия). Видно, что при увеличении СТ высокочастотная запрещенная зона сдвигается вниз по частоте (сплошные кривые), а низкочастотная – вверх по частоте (пунктирные кривые), т.е. частотный интервал между зонами уменьшается и ЗЗ сливаются. При изменении полярности СТ тенденция сохраняется.

На рис. 3б приведены зависимости мнимых частей добавок $\text{Im}(q)$ при $\omega = \omega_B^{1,2}$ от величины и полярности СТ, построенные с использованием соотношения (11), при разных значениях связи между слоями YIG χ . Видно, что в отсутствие СТ $\tau = 0$ значение $\text{Im}(q) > 0$ для прямых волн (кривые 1) и $\text{Im}(q) < 0$ для отраженных волн (кривые 2), что соответствует затуханию прямых волн

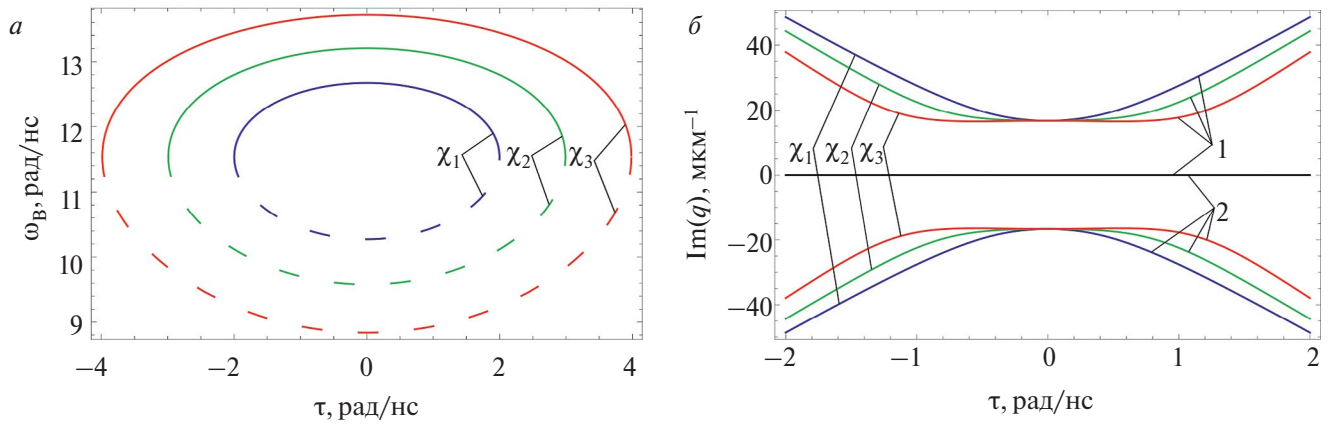


Рис. 3. Зависимость от величины и полярности СТ резонансных частот ω_B^1 (сплошные кривые) и ω_B^2 (пунктирные кривые) (а), мнимых частей добавок к брэгговскому волновому числу $\text{Im}(q)$ для прямых волн (кривые 1) и отраженных волн (кривые 2) при разных значениях χ (дипольной связи и обменного РККИ взаимодействия) (б) ($\chi_1 = 2.8 \cdot 10^{19} \text{ рад}^2/\text{нс}^2$, $\chi_2 = 4.1 \cdot 10^{19} \text{ рад}^2/\text{нс}^2$, $\chi_3 = 5.5 \cdot 10^{19} \text{ рад}^2/\text{нс}^2$). Расчетные параметры: $D = 10 \text{ нм}$, $M_0 = 140 \text{ Гс}$, $\alpha = 10^{-4}$, $L_{1,2} = 50$, $c = 25 \text{ нм}$, $a = 100 \text{ нм}$, $\Delta = 40 \text{ нм}$, $b = 60 \text{ нм}$, $H_0 = 800 \text{ Э}$, $A_{\text{ex}} = 4.7 \text{ Гс}^2 \text{ мкм}^2$, $\theta_{\text{SH}} = 0.08$, $S = 1$, $K_{\text{ex}} = 728 \text{ Гс}^2 \text{ мкм}$, $K_{\text{dip}} = 0.2$.

и формированию ЗЗ. При увеличении СТ модуль $\text{Im}(q)$ увеличивается, т.е. растет глубина ЗЗ. При изменении полярности СТ тенденция сохраняется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, изучены особенности брэгговских резонансов при распространении спиновых волн в слоистой структуре на основе ферромагнитных пленок (YIG) с периодической модуляцией толщины, разделенных слоев проводника с сильной спин-орбитальной связью (Pt). Показано, что за счет взаимодействия прямых и отраженных волн возможно формирование запрещенных зон: полос непропускания спиновых волн, соответствующих условиям брэгговских резонансов. Запрещенные зоны формируются при брэгговских волновых числах и частотах, отличных от брэгговских частот для каждого из слоев YIG в отдельности.

Спиновых ток в Pt приводит к различному изменению эффективного магнитного поля для прямых и отраженных волн в каждом МК, что позволяет управлять частотным положением и глубиной запрещенных зон. В частности, при увеличении СТ высокочастотная запрещенная зона смещается вниз по частоте, а низкочастотная запрещенная зона — вверх по частоте, т.е. частотный интервал между зонами уменьшается и зоны сливаются. При этом также увеличивается глубина запрещенных зон на частотах брэгговских резонансов.

Практическая важность результата состоит в том, что управление брэгговским резонансами спиновых волн с помощью спинового тока открывает

возможность для использования такой структуры в качестве базового функционального элемента частотно-селективных СВЧ устройств с двойным (электрическим и магнитным) управлением.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-29-00759).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chumak A.V., Vasyuchka V.I., Serga A.A. et al. // Nature Physics. 2015. V. 11. P. 453.
2. Баранов П.Г., Калашникова А.М., Козуб В.И. и др. // УФН. 2019. Т. 189. С. 849; Baranov P.G., Kalashnikova A.M., Kozub V.I. et al. // Phys. Usp. 2019. V. 62. P. 795.
3. Brataas A., van Wees B., Klein O. et al. // Phys. Reports. 2020. V. 885. P. 1.
4. Demidov V.E., Urazhdin S., Anane A. et al. // J. Appl. Phys. 2020. V. 127. Art. No. 170901.
5. Zhou Y., Jiao H., Chen Y.T. et al. // Phys. Rev. B. 2013. V. 88. Art. No. 184403.
6. Ando K., Takahashi S., Harii K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. Art. No. 036601.
7. Demidov V.E., Urazhdin S., Edwards E.R.J., Demokritov S.O. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. Art. No. 172501.
8. Wang X.G., Guo G.H., Berakdar J. // Nature Commun. 2020. V. 11. P. 5663.
9. Temnaya O.S., Safin A.R., Kalyabin D.V. et al. // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 18. Art. No. 014003.
10. Wang X.G., Schulz D., Guo G.H., Berakdar J. // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 18. Art. No. 024080.

11. *Chumak A.V., Serga A.A., Hillebrands B.* // J. Physics D. 2017. V. 50. Art. No. 244001. в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во СГУ, 1993.
12. *Morozova M.A., Sharaevskaya A. Yu., Sadovnikov A.V. et al.* // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. Art. No. 223901.
13. *Морозова М.А., Лобанов Н.Д., Матвеев О.В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. С. 793; *Morozova M.A., Lobanov N.D., Matveev O.V. et al.* // JETP Lett. 2022. V. 115. P. 742.
14. *Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шареевский Ю.П.* Магнитостатические волны
15. *Ruderman M.A., Kittel C.* // Phys. Rev. 1954. V. 96. P. 99.
16. *Marcuse D.* Light transmission optics. Bell Laboratory Series. 1972.
17. *Kalinikos B.A., Slavin A.N.* // J. Phys. Cond. Matter. 1986. V. 19. P. 7013.
18. *Qin H., Hämmäläinen S.J., Arjas K. et al.* // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. Art. No. 224422.

Bragg resonances in the yttrium iron garnet – platinum – yttrium iron garnet layered structure

N. D. Lobanov¹, *, O. V. Matveev¹, M. A. Morozova¹

¹National Research Saratov State University, Saratov, 410012 Russia

*e-mail: nl_17@mail.ru

We studied theoretically the interaction between the spin current in a conductor with a strong spin-orbit coupling (platinum, Pt) and the spin wave in yttrium iron garnet ferromagnetic layers (YIG) with periodic thickness modulation under conditions of Bragg resonances and interlayer coupling. It is shown that in the YIG/Pt/YIG sandwich structure the conditions for two Bragg resonances in the first Brillouin area in the spin wave spectrum are fulfilled. The spin current in Pt allows frequency tuning of the resonances and control the depth of the spin wave band gap corresponding to the resonance conditions.

Keywords: spintronics, magnonics, spin current, magnon crystal, layered structure.

УДК 538.945

ТРАНСПОРТ НЕРАВНОВЕСНЫХ КВАЗИЧАСТИЧНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ АЛЮМИНИИ

© 2024 г. А. С. Гурский¹, Д. Л. Шаповалов², К. Ю. Арутюнов^{1,2*}

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем
имени П.Л. Капицы Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: karutyunov@hse.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

В области сверхнизких температур экспериментально исследован электронный транспорт неравновесных квазичастичных возмущений, инжектированных в сверхпроводящий алюминий из нормального металла. Изучены гибридные наноструктуры в форме T-образного электрода из нормального металла (медь) – туннельного слоя диэлектрика (оксид алюминия) – сверхпроводящей вилки (алюминий), являющиеся твердотельными аналогами двухлучевого оптического интерферометра. При фиксированных напряжениях смещения, больших сверхпроводящей щели, обнаружена немонотонная зависимость туннельного тока от перпендикулярного магнитного поля. Эффект интерпретирован как присутствие когерентной составляющей квазичастичного тока.

Ключевые слова: неравновесная сверхпроводимость, когерентный электронный транспорт.

DOI: 10.31857/S0367676524020228, EDN: RQTTVY

За последние десятилетия область нанoeлектроники достигла существенного прогресса, приблизившись к суб-10 нм масштабам. Как следствие, проблема отвода и последующей диссипации тепла для таких устройств становится все более актуальной. Эффективным решением проблемы может быть использование сверхпроводящих элементов, отличающихся чрезвычайно низким (в пределе – нулевым) тепловыделением и простотой изготовления в рамках существующих технологий.

Однако очевидно, что в обозримом будущем реальные нанoeлектронные устройства будут представлять гибридные системы, состоящие не только из сверхпроводящих элементов [1,2]. Соответственно, явления конверсии электрического тока на границе сверхпроводник – несверхпроводник становятся исключительно актуальными. С учетом обозначенной тенденции на миниатюризацию, при определенных условиях вся гибридная структура субмикронных размеров может представлять собой «границу».

Энергетические спектры возбуждений нормального металла (рис. 1а) и классического сверхпроводника (рис. 1б), в котором возбужденные состояния отделены энергетической щелью Δ от основного состояния [3]. Равновесные носители заряда,

куперовские пары, находятся на уровне Ферми E_F , и каждая составлена из двух электронов с противоположно направленными спинами и моментами $p^\uparrow = -p_F - \delta p$ и $p^\downarrow = p_F + \delta p$, причем $\delta p \ll p_F$. Таким образом, с учетом нормировки энергии на рис. 1, все куперовские пары обладают нулевой энергией $E_k = 0$ и нулевым импульсом $p = 0$. При любой конечной температуре $T > 0$ за счет термической активации в сверхпроводнике всегда присутствует некое количество неспаренных электронов – равновесных квазичастиц. Вклад этих равновесных возбуждений в электронный транспорт никак себя не обнаруживает и, как следствие, сопротивление сверхпроводника (на постоянном токе) равно нулю. При той же самой произвольной температуре $0 < T < T_c$ можно увеличить заселенность возбужденных состояний: создать неравновесные квазичастицы. Если эти квазичастицы рождаются за счет процессов, связанных с распариванием куперовских пар (например, при облучении фотонами с энергией $E > \Delta$), они симметрично заселяют возбужденные состояния по отношению к фермиевскому импульсу $\pm p_F$ (рис. 1в) и возникает энергетический дисбаланс (energy imbalance). Однако возможен еще более нетривиальный тип отклонения от равновесия – зарядовый дисбаланс (charge imbalance) – несимметричное заселение спектра

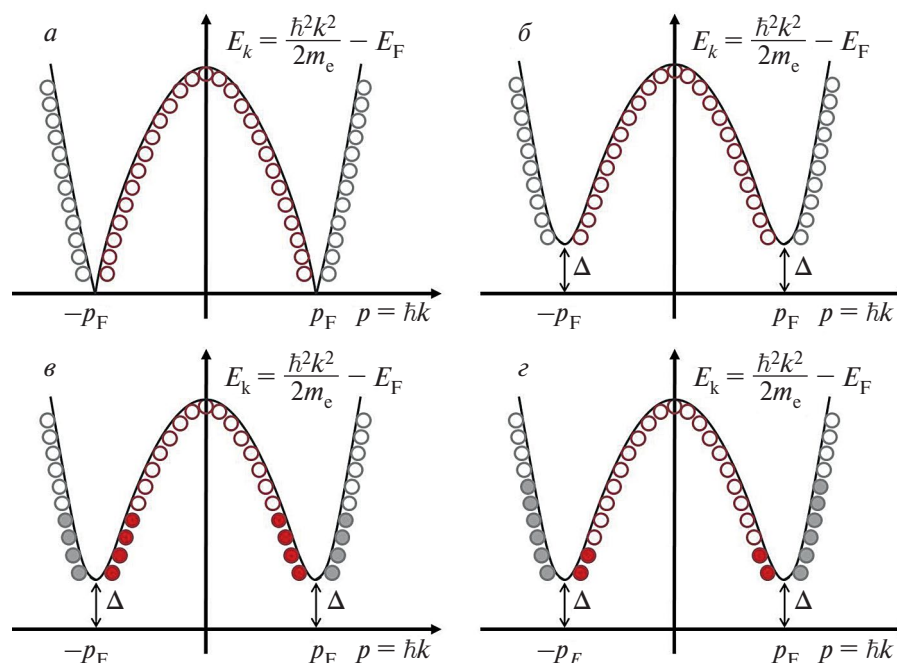


Рис. 1. Спектр возбуждений для нормального металла (*a*) и сверхпроводника (*б*) при $T = 0$. Электроноподобные возбуждения обозначены серым цветом, а дырочноподобные – красным. При отсутствии возмущения все возбужденные состояния не заполнены (как серые, так и красные кружки – полые). В равновесном состоянии в сверхпроводнике (*б*) куперовские пары находятся в начале координат: обладают энергией $E_k = 0$ и суммарным импульсом $p = 0$. При конечной температуре или внешнем воздействии, приводящем к распариванию куперовских пар, появляются электроноподобные и дырочноподобные возмущения, симметрично заполняющие обе ветви спектра (*в*). При инжекции тока неспаренных электронов в сверхпроводник, в зависимости от полярности приложенного смещения, может возникнуть несимметричное заселение ветвей спектра возмущений. Например, избыток электроноподобных возмущений по сравнению с дырочноподобными (*г*).

возбуждений (рис. 1г), которое, например, может быть создано при инжекции в сверхпроводник электронов из нормального металла. В зависимости от полярности приложенного напряжения, могут создаваться как «электроноподобные» квазичастицы с моментами $|p| > |p_F|$ (как показано на рис. 1г), так и «дырочноподобные» с $|p| < |p_F|$.

Систематические исследования неравновесного сверхпроводящего состояния датируются началом 1970-х гг. Весьма подробное состояние проблемы можно найти в обзорах [4,5]. Первые экспериментальные работы также стали появляться в то же время (см. например, [6,7]). Несмотря на ощутимый прогресс в понимании физики соответствующих процессов, достигнутый в последующие годы, ряд вопросов до сих пор является открытым.

За последние два десятилетия была опубликована серия экспериментальных работ [8–13], где инжекция и детектирование неравновесных квазичастиц были пространственно разнесены, позволяя тем самым определить характерные масштабы (времена) релаксации. Было обнаружено, что вольтамперная характеристика (ВАХ) удаленного туннельного НИС (или СИС)-«детектора» зависит

от расстояния до другого НИС контакта («инжектора»). Эта зависимость спадала на расстояниях, которые были отождествлены с характерными длинами релаксации зарядового и энергетического дисбаланса, порядка $\lambda_Q = 5$ мкм и $\lambda_E = 40$ мкм, для не спин-поляризованной инжекции в алюминий, соответственно [8, 12, 13]. Полученные величины поражают своими «астрономически» большими размерами по сравнению с другими характерными физическими масштабами. Например, типичная длина свободного пробега для тонкопленочных алюминиевых наноструктур $l \sim 40$ нм и длина когерентности $\xi(T \ll T_c) \sim 100$ нм, т.е. можно утверждать, что при достаточно низких температурах $T \ll T_c$, релаксация неравновесных квазичастичных возбуждений в сверхпроводящем алюминии происходит исключительно медленно. Иными словами, неспаренные электроны, инжектированные в сверхпроводник выше сверхпроводящей щели, проходят огромные расстояния, прежде чем сформировать равновесные носители заряда – куперовские пары. Разумно предположить, что на некотором масштабе λ_ϕ , соизмеримом с λ_Q и λ_E , может сохраняться фаза волновой функции ϕ неравновесных электронов и, соответственно, можно

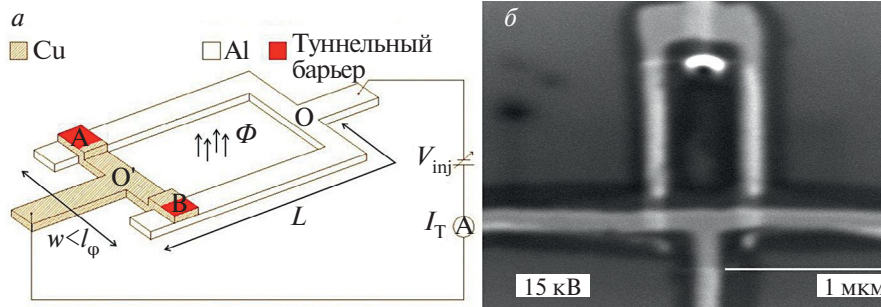


Рис. 2. Схематика НИС интерферометра (а). Микрофотография типичной наноструктуры, полученная методом растровой электронной микроскопии (б).

наблюдать когерентную составляющую электрического тока таких квазичастиц. Проверка этой гипотезы является главной задачей настоящей работы.

Методом электронно-лучевой литографии и направленного вакуумного напыления был изготовлен ряд наноструктур, представляющих из себя твердотельный НИС интерферометр, состоящий из Т-образного нормального «инжектора» (медь), тонкого туннельного барьера (оксид алюминия AlO_x) и сверхпроводящей «вилки» из алюминия (рис. 2). Толщина медного «инжектора» была порядка 50 нм, алюминия – 30 нм, ширина линии ~ 100 нм. Формирование туннельного барьера осуществлялось окислением нижнего слоя алюминия в шлюзовой камере при давлении ~ 1 мбар в течение ~ 2 мин. Типичное значение туннельного сопротивления контакта $Cu - AlO_x - Al$ с площадью порядка $100 \times 100 \text{ нм}^2$ составляло ~ 10 кОм.

Если расстояние $|AB|$ между плечами интерферометра меньше длины сбоя фазы электрона в нормальном электроде $|AB| < l_\phi \sim 1 \text{ мкм}$, то можно считать, что в сверхпроводник через два контакта в точках А и В туннелирует один и тот же электрон. Как обсуждалось выше, при достаточно низкой температуре $T \ll T_c(Al) \sim 1.3 \text{ К}$ и энергиях инжекции больше сверхпроводящей щели алюминия $eV_{inj} > \Delta \sim 210 \text{ мкВ}$, такой неспаренный электрон проходит в сверхпроводнике достаточно большое расстояние, пока не сформируется равновесная куперовская пара. Согласно нашей гипотезе, должен существовать некий пространственный масштаб – длина сбоя фазы λ_ϕ неравновесной квазичастицы, когда при выполнении условия $\lambda_\phi > L$, где L – длина плеча интерферометра (рис. 2а), в точке О может наблюдаться интерференция. На практике это означает, что при фиксированной энергии инжекции $eV_{inj} > \Delta$ туннельный ток I_T должен зависеть немонотонным образом (в идеале – периодически) от разности фазы $d\phi$, возникающей при обходе контура $O'AOBO'$. В классическом оптическом интерферометре разность фаз в точке наблюдения задается отношением разностей оптического хода световых

лучей к длине волны света. В нашем случае твердотельного интерферометра фаза волновой функции может быть изменена различными способами. Один из них – магнитный эффект Ааронова – Бома [14]. При приложении перпендикулярного магнитного поля B конструктивная интерференция будет выполняться при соблюдении условия квантования Бора – Зоммерфельда:

$$\oint_{O'AOBO'} Pdl = \oint_{O'AOBO'} eAdl = e \iint_{S_{O'AOBO'}} \text{rot} AdS = e \iint_{S_{O'AOBO'}} BdS = e\Phi = nh, \quad (1)$$

где P – канонический импульс, e – заряд электрона, A – векторный потенциал поля B , Φ – магнитный поток через охватываемый контур, h – постоянная Планка, $n = 0, 1, 2, \dots$ – целое число.

Изготовленные НИС интерферометры загружались в рефрижератор растворения $^3\text{He}^4\text{He}$, позволяющий проводить измерения при температурах вплоть до ~10 мК. Все входные и выходные линии содержали многоступенчатые RLC фильтры, обеспечивающие экранировку от нежелательного паразитного электромагнитного излучения [15]. Выходные каскады были развязаны с лабораторной цифровой электроникой через аналоговые преусилители, работающие в автономном режиме на аккумуляторах.

Пример ВАХ интерферометра приведен на рис. 3 и соответствует классической зависимости $I(V)$ НИС контакта с типичной для алюминия величиной сверхпроводящей щели $\Delta/e \approx 210 \text{ мкВ}$.

После измерения ВАХ (рис. 3), фиксировалось электрическое напряжение V при некотором значении $V = V_{bias}$, превосходящем щелевое смещение (рис. 3, вставка), и снималась зависимость туннельного тока I как функция перпендикулярно приложенного магнитного поля B : $I(V = V_{bias}, B)$.

На рис. 4 хорошо видно, что на всех зависимостях $I(V = V_{bias}, B)$ наблюдается «центральный максимум»

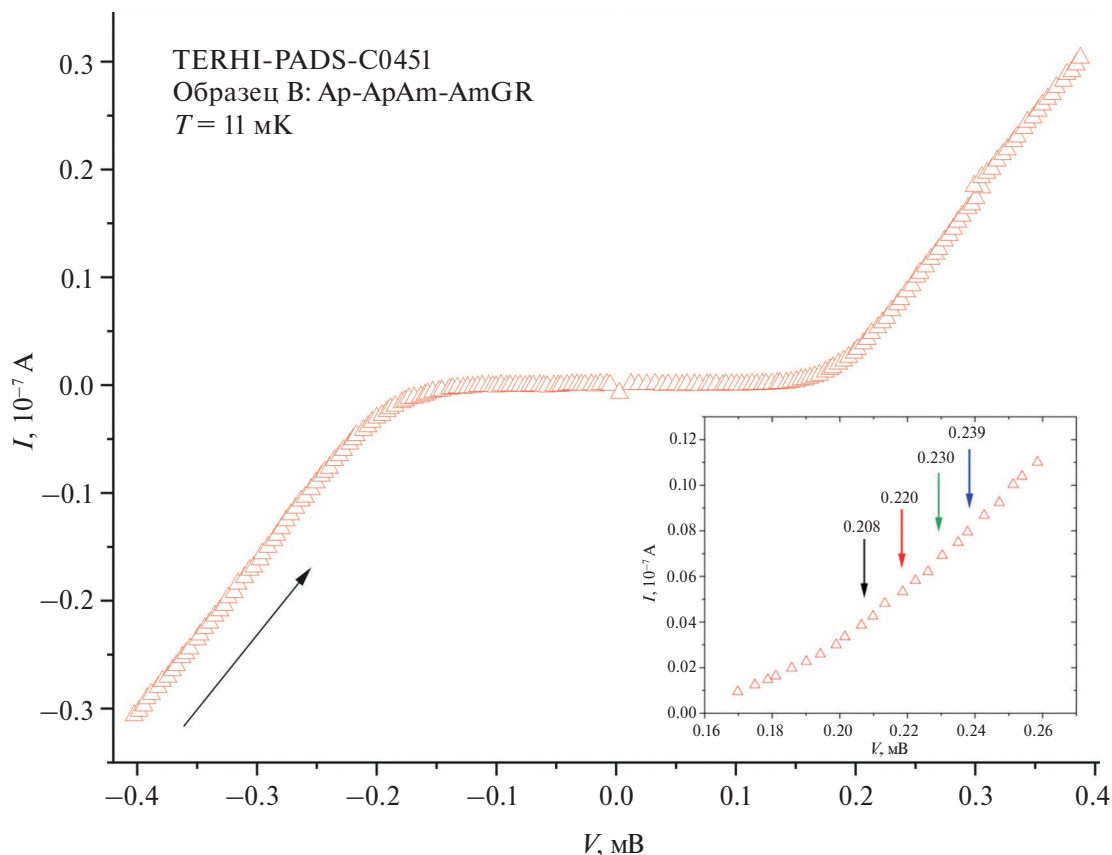


Рис. 3. Вольтамперная характеристика $I(V)$ НИС интерферометра при температуре $T = 11$ мК. Стрелкой указано направление записи данных. На вставке приведен фрагмент ВАХ в области щелевых смещений $V \sim 210$ мкВ. Стрелками обозначены значения смещений по напряжению $V = V_{\text{bias}} = \text{const}$, при которых далее измерялись зависимости туннельного тока от магнитного поля $I(V = V_{\text{bias}}, B)$.

в области магнитных полей $-1 \text{ мТл} < B < 1 \text{ мТл}$ и некоторые немонотонности (вторичные максимумы?) при больших полях. Следует заметить, что площадь контура исследованного НИС интерферометра номинально равна $0.4 \text{ мкм} \times 1.2 \text{ мкм} = 0.48 \text{ мкм}^2$, что соответствует осцилляциям $I(V = V_{\text{bias}}, B)$ зависимостей с периодом $\delta B \approx 4.1 \text{ мТл}$ или, альтернативно, с периодом $\delta \Phi = (1/2) \Phi_0$, где $\Phi_0 = h/e$ – квант магнитного потока. В мезоскопике нормальных металлов такой «половинчатый» период осцилляций [16] – следствие интерференции траекторий с обратимостью времени (time reversal trajectories) [17].

Качественно обозначенные зависимости можно сопоставить с интерференционной картиной, получаемой на оптическом двухлучевом интерферометре. Сильная монотонная составляющая $I(V = V_{\text{bias}}, B)$, по всей видимости, объясняется подавлением сверхпроводящей щели магнитным полем, приводящем к «схлопыванию» туннельной зависимости (рис. 3), что приводит к росту туннельного тока I при заданном смещении $V_{\text{bias}} = \text{const}$. Вероятно, именно эта монотонная составляющая

не позволяет четко разрешить слабые максимумы более высоких порядков.

Инструментальный дрейф нуля усилителя тока, работающего на аккумуляторах, за время одного измерения порядка 30 мин приводит к тому, что сравнение абсолютных значений амплитуд основных максимумов на рис. 4 не является репрезентативным. Однако относительная величина $(I_{\text{max}} - I_{\text{min}})/I_{\text{max}}$ медленно растет от 12.6 до 14.4% (рис. 4) с увеличением смещающего напряжения V_{bias} . При существенно больших значениях смещающего напряжения $eV_{\text{bias}} > 2\Delta$ центральный максимум вовсе исчезает. Интерпретация полученных результатов требует осмысления.

К сожалению, большинство исследованных образцов, изготовленных некоторое время назад, деградировали и вообще не проявляли туннельных зависимостей на ВАХ, присущих НИС контактам. Поэтому, на настоящий момент, главной задачей является продолжение исследований на новом поколении наноструктур для сбора более обширной статистики. В первую очередь хотелось бы получить осциллирующие зависимости $I(V = V_{\text{bias}}, B)$

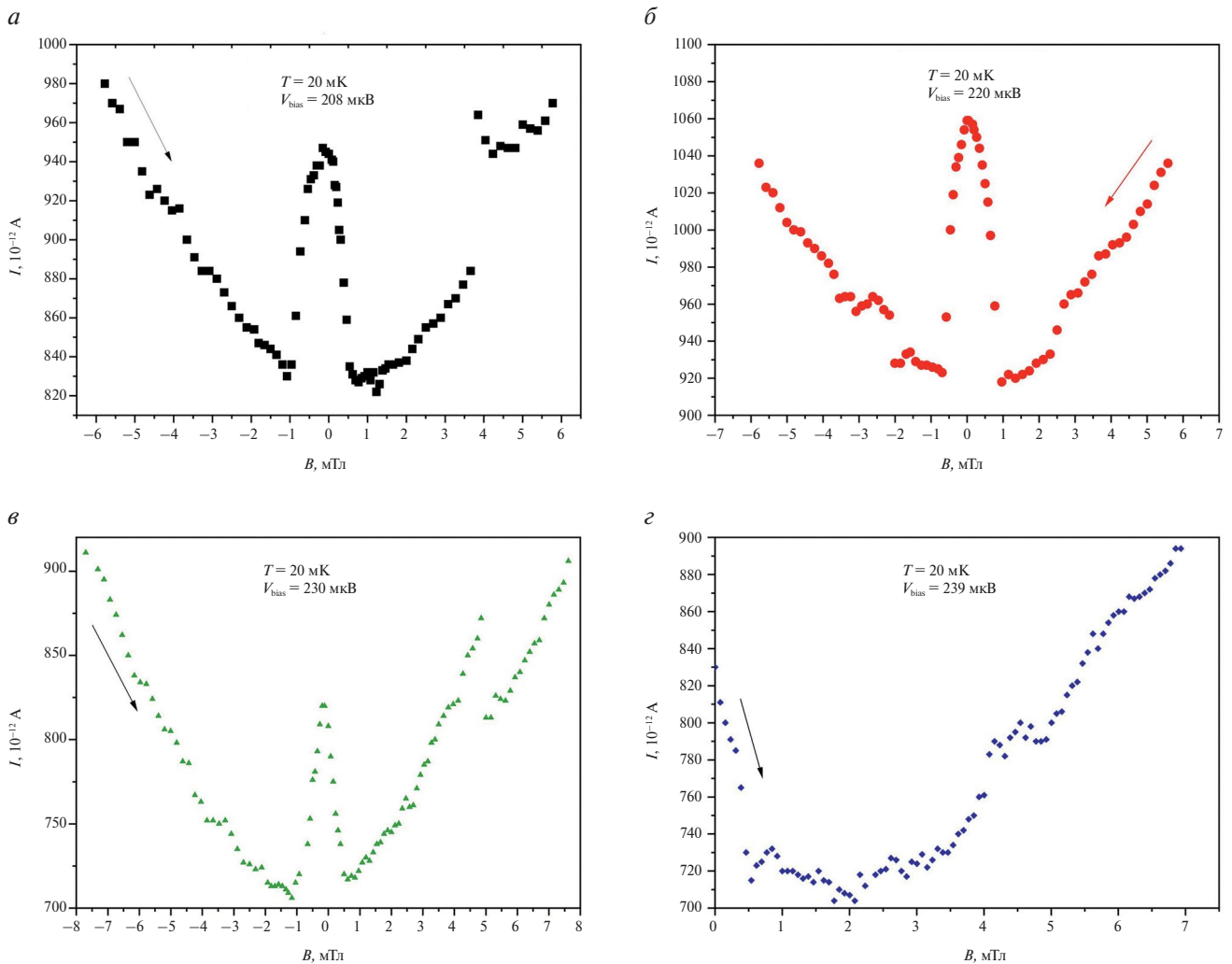


Рис. 4. Примеры зависимостей $I(V = V_{\text{bias}}, B)$ для НИС интерферометра, измеренные при температуре $T = 20$ мК для нескольких фиксированных значений напряжения инжекции квазичастиц $V_{\text{bias}} = 208, 220, 230$ и 239 мкВ. Стрелками обозначено направление развертки магнитного поля B .

как на рис. 4 на интерферометрах для структур с большими значениями периметра (и площади контура квантования). С одной стороны, большая площадь контура будет соответствовать меньшему периоду интерференционной картины по магнитному полю, что приведет к более слабой монотонной составляющей на зависимостях $I(V = V_{\text{bias}}, B)$ и даст возможность лучше разрешить максимумы более высоких порядков. С другой стороны, увеличение периметра (длины плеч интерферометра L , рис. 2а) рано или поздно должно привести к исчезновению интерференции при $L \gg \lambda_{\varphi}$, что позволит оценить длину сбоя фазы λ_{φ} . Однако уже на этом начальном этапе можно утверждать, что обнаруженные закономерности на рис. 4 интересны и, по всей видимости, отражают любопытные физические явления, происходящие в двусвязных НИС системах малых размеров.

Авторы выражают благодарность Терхи Хонгисто за помощь в изготовлении образцов. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-72-00018 «Исследование неравновесных и граничных явлений в сверхпроводящих гибридных наноструктурах»).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Камашев А.А., Большаков С.А., Мамин Р.Ф., Гарифуллин И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 9. С. 1268; Kamashev A.A., Bolshakov S.A., Mamin R.F., Garifullin I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 9. P. 1308.
2. Гайфуллин Р.Р., Деминов Р.Г., Кушнир В.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 4. С. 468;

- Gaifullin R.R., Deminov R.G., Kushnir V.N. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 4. P. 404.
3. *Tinkham M.* Introduction to superconductivity. McGraw-Hill Inc., 1996.
 4. *Clarke J.* Nonequilibrium superconductivity, phonons, and Kapitza boundaries. New York: Plenum Press, 1981.
 5. *Kopnin N.* Theory of nonequilibrium superconductivity. New York: Oxford University Press, 2001.
 6. *Tinkham M., Clarke J.* // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. No. 21. P. 1366.
 7. *Clarke J.* // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. No. 21. P. 1363.
 8. *Yagi R.* // Superlattices and microstructures. 2003. V. 34. No. 3–6. P. 263.
 9. *Beckmann D., Weber H.B., v. Löhneysen H.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. Art. No. 197003.
 10. *Russo S., Kroug M., Klapwijk T.M., Morpurgo A.F.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. Art. No. 027002.
 11. *Cadden Zimansky P., Chandrasekhar V.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. Art. No. 237003.
 12. *Arutyunov K.Yu., Auraneva H.–P., Vasenko A.S.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. Art. No. 104509.
 13. *Arutyunov K.Yu., Chernyaev S.A., Karabassov T. et al.* // J. Phys. Cond. Matter. 2018. V. 30. Art. No. 343001.
 14. *Aharonov Y., Bohm D.* // Phys. Rev. 1959. V. 115. P. 485.
 15. *Zavyalov V., Chernyaev S., Shein K. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 969. Art. No. 012086.
 16. *Шарвин Д.Ю., Шарвин Ю.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 5. С. 101.
 17. *Алтишудер Б.Л., Аронов А.Г., Спивак Б.З.* // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. № 2. С. 101.

Transport of non-equilibrium quasiparticle excitations in superconducting aluminum

A. S. Gurskiy¹, D. L. Shapovalov², K. Yu. Arutyunov^{1, 2*}

¹ National Research University Higher School of Economics, Moscow, 109028 Russia

² Kapitza Institute for Physical Problems of the Russian Academy of Sciences Moscow, 119334 Russia

*e-mail: karutyunov@hse.ru

The electron transport of non-equilibrium quasiparticles injected into superconducting aluminum from a normal metal has been experimentally studied at ultralow temperatures. We studied hybrid nanostructures in the form of a T-shaped normal metal electrode (copper) – a dielectric tunnel layer (aluminum oxide) – a superconducting fork (aluminum), which can be considered as a solid-state analogues of a two-beam optical interferometer. At fixed bias voltages larger than the superconducting gap, a non-monotonic dependence of the tunnel current on perpendicular magnetic field is observed. The effect is interpreted as the presence of a coherent component of the quasiparticle current.

Keywords: non-equilibrium superconductivity, coherent electron transport.

Физика космических лучей

Редактор тематического выпуска
доктор физ.-мат наук **А. Д. Панов**

УДК 524.1

МОНИТОРИНГ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ С ПОМОЩЬЮ СИСТЕМЫ НАЗЕМНЫХ ДЕТЕКТОРОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

© 2024 г. В. В. Борог¹, *, А. Н. Дмитриева¹, Ю. Н. Мишутина¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

*E-mail: vvborog@mephi.ru

Поступила в редакцию 24.05.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Для дистанционной идентификации процессов мощной солнечной активности в форме корональных выбросов массы, направленных в сторону Земли, разработана методика фликкер-шумовой спектроскопии. Представлены результаты анализа геоэффективных событий (класса выше $G1$) по данным международной сети нейтронных мониторов и многонаправленного мюонного годоскопа УРАГАН, которые указывают на появление предвестников (с опережением в пределах 1–2 сут) приближения корональных выбросов массы к орбите Земли.

DOI: 10.31857/S0367676524020236, EDN: RQSPNA

ВВЕДЕНИЕ

Наиболее мощные возмущения космической погоды обусловлены корональными выбросами солнечной массы (КВМ). Информация о приближении коронального выброса, распространяющегося в межпланетном поле (МКВМ), поступает от спутника АСЕ за 30–40 мин до его встречи с Землей. Это время является слишком малым для принятия практических защитных решений. В настоящее время развит ряд косвенных методов для получения более ранних указаний на основе различных физических эффектов, например: по топологии магнитных полей в активных областях Солнца [1, 2], радиоизлучению из МКВМ [3,4], кратковременной вариации потока космических лучей (КЛ), пересекающих область возмущенного электромагнитного поля (ЭМП) МКВМ [5], измерению вариаций КЛ методом глобальной съемки [6], анизотропии в матричных данных потока атмосферных мюонов [7]. Радиоизлучение и высокоэнергичные КЛ проходят все расстояние во внутренней гелиосфере достаточно быстро, в то время как МКВМ достигает орбиты Земли за 1–3 сут, в зависимости от скорости плазмы. Опережение по времени оказывается значительным. Однако возникающие эффекты составляют малую величину и зашумлены вследствие ограниченной статистической точности измерений и случайных локальных процессов.

В данной работе анализируются временные ряды $N(t)$ различных вторичных КЛ, достигающих поверхности Земли. Для этого вычисляются соответствующие ряды той же продолжительности фактора нестационарности $C(t)$ по методике

фликкер-шумовой спектроскопии (ФШС) [8, 9]. Такая методика оказывается информативной для изучения динамических процессов в различных открытых системах [8], к числу которых относится распространение КЛ в хаотических ЭМП. При этом для выявления предвестников не требуется каких-либо функций-анализаторов. Использование синхронных данных $N(t)$ мировой сети нейтронных мониторов [10] и многонаправленного мюонного годоскопа (МГ) УРАГАН позволяет увеличить чувствительность обнаружения предвестников.

МЕТОДИКА ИДЕНТИФИКАЦИИ КВМ

При анализе временных рядов числа частиц космических лучей $N(t)$ вычисляется фактор нестационарности $C(t_k)$ для любого момента времени t_k , усредненный на небольшом временном окне $[t_k, t_k+T]$ с помощью переходных структурных функций $Q_k(t_k)$ и $P_k(t_k)$ [9]:

$$Q_k = \frac{1}{\alpha T^2} \int_0^{\alpha T} d\tau \int_{t_k}^{t_k+T} [N(t) - N(t+\tau)]^2 dt, \quad (1)$$

$$P_k = \frac{1}{\alpha T^2} \int_0^{\alpha T} d\tau \int_{t_k}^{t_k+T-\Delta T} [N(t) - N(t+\tau)]^2 dt, \quad (2)$$

$$C(t_k) = 2 \cdot \frac{Q_k - P_k}{Q_k + P_k} \cdot \frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta Q}{Q} \cdot \frac{\Delta T}{T}. \quad (3)$$

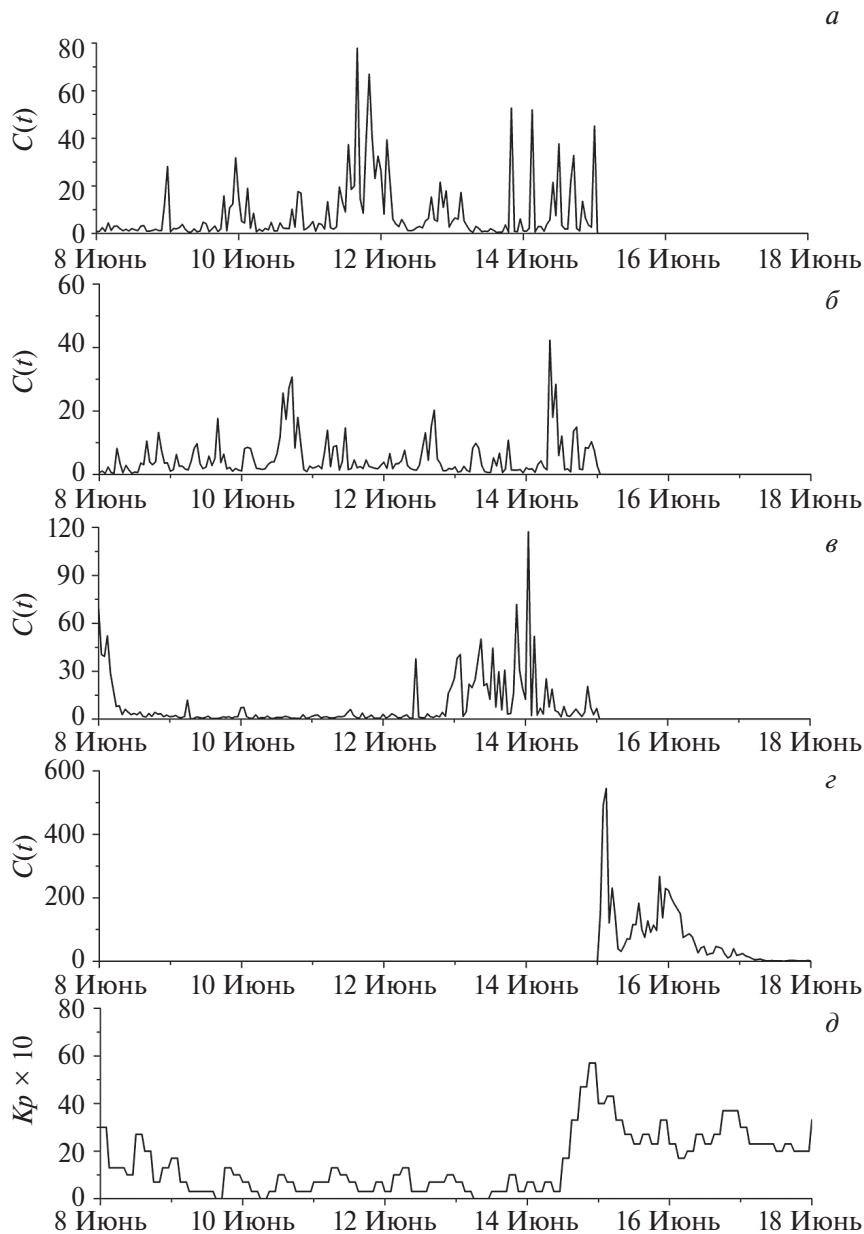


Рис. 1. Анализ события 14.06.2008 г. Суммарные ряды фактора нестационарности $C(t)$ для НМ разных континентов (усл. ед.): для европейских (LMKS, MOSC) (а), азиатских (AATB, NANM) (б), американских (MXCO, CALG) (в), сумма по всем НМ (д), значения индекса Kp (е). Данные (а, б, в) показаны на интервале 08–14 июня в качестве предикторов. Данные (д) соответствуют появлению «всплесков» после предиктора (15–17 июня) во время форбуш-эффекта. Ось абсцисс – отрезок времени 08–18 июня 2008 г.

t_k – текущее время, где $k = 1, 2, 3, \dots, \alpha \leq 0.5$ – максимальная величина сдвига по интервалу времени при вычислении корреляций; ΔT – шаг сдвига интервала усреднения T по всему исследуемому временному ряду; τ – параметр временной задержки.

Величины $C(t_k)$ должны меняться от малых значений, там, где вариации имеют регулярный или случайный характер в спокойном межпланетном

пространстве, до больших величин в моменты пересечения области турбулентной плазмы МКВМ, где происходит взаимодействие в случайных ЭМП с повышенной напряженностью. Наибольшие всплески $C(t_k)$ происходят в точках перестройки величин ряда $N(t)$. Для улучшения отношения «сигнал/шум» в ряду $C(t_k)$ величины $Q_k(t_k)$ и $P_k(t_k)$ рассчитываются два раза на различных интервалах T , отличающихся

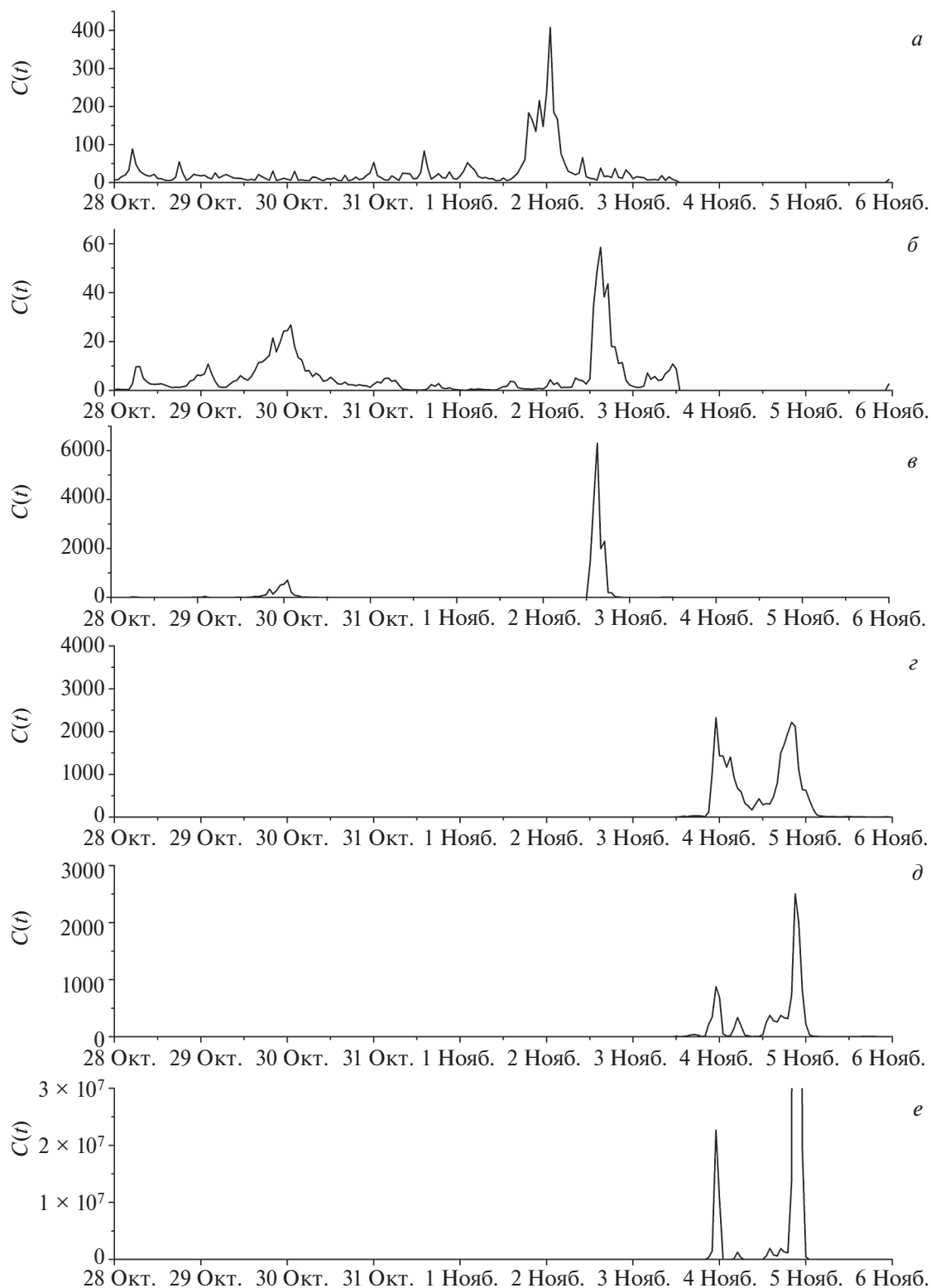


Рис. 2. Анализ события 04.11.2021 г.: почленная сумма $C(t)$ семи рядов НМ (CALM, JUNG1, LMKS, AATB, YKTK, MXCO, NEWK) (а), ряды $C(t)$ для суммы и произведения трех «кольцевых» рядов годоскопа УРАГАН (усл. ед.) (б, в). Данные (а, б, в) показаны на интервале 28 октября – 03 ноября в качестве предикторов. Данные (г, д, е) соответствуют появлению «всплесков» после предиктора 03–05 ноября во время форбуш-эффекта. Ось абсцисс – отрезок времени 28 октября – 05 ноября 2021 г.

на 10–20%. Затем полученные временные ряды $C_1(t_k)$ и $C_2(t_k)$ преобразуются к виду $C(t_k) = C_1(t_k) \cdot C_2(t_k)$. При этом учитывается тот факт, что положение возникающего сигнала при определенном значении времени t не должно зависеть от выбора величины T в некоторых пределах. Процедура является дополнительной фильтрацией случайных шумов. Практически достаточно провести одно повторное вычисление. Такая модификация методики фликкер-шумовой спектроскопии [8] позволяет существенно уменьшить случайные шумовые «всплески» значений $C(t_k)$ [9].

АНАЛИЗ СОБЫТИЙ БОЛЬШОЙ ГЕОЭФФЕКТИВНОСТИ

Для анализа используются временные ряды мировой сети нейтронных мониторов [10] и матричные данные мюонного годоскопа УРАГАН, просуммированные по азимутальному углу (в пределах 360°) и объединенные в пять временных рядов, дифференциально по зенитному углу. Границы углов выбраны в диапазонах: 0–17, 17–26, 26–34, 34–44, 44–90 градусов, чтобы обеспечить примерно одинаковую статистическую точность в каждом ряду. Это так называемые «кольцевые ряды» мюонного годоскопа. Точность отдельных часовых отсчетов составляет около 0.1%.

Апробация проведена путем анализа вариаций КЛ для четырех геоэффективных событий (выше класса $G1$). Для уменьшения влияния фоновых геофизических эффектов на вариации КЛ выбирались события с предшествующими периодами спокойного Солнца, при условии, что геофизический фон на протяжении 3–5 суток перед форбуш-эффектом оставался низким. К рассмотрению принимались интервалы времени порядка месяца, когда одновременно работало по несколько НМ на разных континентах, с порогом обрезания не меньше 1 ГВ и без пропусков во временных рядах.

Для проверки методики проведена обработка семи рядов $N(t)$ сети НМ в период времени с 01 по 30 июня 2008 г. На этом отрезке 14 июня зарегистрирована

геомагнитная буря класса $G1$. Наземные НМ размещены на разных континентах: в Европе (LMKS, MOSC), в Азии (AATB, NANM) и в Америке (MXCO, CALG). Для рядов $N(t)$ с поправкой на давление были вычислены значения $C(t)$. Видно (рис. 1а, 1б и 1в), что для всех НМ возникли «всплески» в рядах $C(t)$ в течение 11–14 июня, которые опережали (рис. 1в) в среднем на 2 дня появления МКВМ на орбите Земли. Положение предикторов от отдельных НМ немного сдвинуто во времени из-за вращения Земли. Большой «всплеск» значений $C(t)$ 15–16 июня совпадает с регистрацией форбуш-эффекта (рис. 1з). Следует отметить, что геофизический фон (индекс Kp) оставался на низком уровне на всем предшествующем интервале времени, вплоть до начала геомагнитной бури.

В другом событии, произошедшем 04.11.2021, зарегистрирована буря SSC класса $G3$. Проведен совместный анализ по данным сети НМ и «кольцевым» рядам годоскопа УРАГАН. Для обработки использовались данные семи НМ тех же трех континентов (CALM, JUNG1, LMKC, AATB, YKTK, MXCO, NEWK) и несколько «кольцевых» рядов. При вычислениях $C(t)$ для отдельных установок также получен суммарный ряд $C(t)$ для всех указанных НМ. На рис. 2 приведены результаты совместного анализа. Сигналы-предикторы $C(t)$ являются практически в одно время в рядах потока КЛ на установках разного типа (рис. 2а и 2б), как в сети НМ, так и в матричных данных мюонного годоскопа. «Кольцевые» ряды мюонного годоскопа наблюдались одновременно, поэтому к ним применена дополнительная процедура фильтрации путем перемножения отдельных рядов фактора нестационарности $C(t)$, что дополнительно улучшает соотношение «сигнал/шум» (рис. 2в). Небольшой сдвиг предикторов возможно обусловлен разным характером дрейфа КЛ в период распространения через область МКВМ, поскольку их эффективная энергия для НМ и МГ значительно различается. Большие «всплески» значений $C(t)$ 04–06 ноября (рис. 2г и 2д) совпадают с регистрацией форбуш-эффекта. Опережение «всплесков»-предикторов $C(t)$ составляет более суток. Из рисунков видно,

Таблица 1. Список обработанных событий, зарегистрированных мировой сетью НМ и многонаправленным МГ.

Дата	Номер из списка [11]	G	$\langle Ap \rangle$	Δt , сутки	Детекторы для анализа
15.07.2000	3	5	164	2	НМ (7)
08.09.2017	17	4	106	1	НМ (8)+МГ (4)
04.11.2021	44	3	72	1	МГ (3)+НМ (7)
14.06.2008	-	1	100	2	НМ (6)

Примечание: G – класс магнитной бури, $\langle Ap \rangle$ – средний индекс возмущения магнитного поля, Δt – опережение предиктора, НМ (7) – предиктор получен по данным 7 детекторов сети НМ, МГ (4) – результат получен по четырем «кольцевым» рядам МГ и т.д. Знак «+» соответствует совместному использованию рядов НМ и МГ.

что фон случайных «всплесков» (по критерию «сигнал/шум») оказывается низким.

Таким же образом обработаны еще несколько мощных МКВМ [11], представленных в табл. 1. Видно, что предикторы составляют 1–2 сут, что значительно опережает информацию о геомагнитных возмущениях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана методика фликкер-шумовой спектроскопии дистанционной идентификации динамических процессов во внутренней гелиосфере, связанных с мощной солнечной активностью в виде КВМ.

Применение отдельной многонаправленной установки типа мюонный годоскоп для идентификации геоэффективных возмущений эквивалентно системе нейтронных мониторов, расположенных в разных точках Земли.

Пробный анализ показал, что для событий класса $G1$ – $G5$ практически всегда наблюдаются предикторы, с опережением в несколько суток до проявления МКВМ у орбиты Земли.

Работа выполнена в НОЦ НЕВОД НИЯУ МИФИ при поддержке программы «Приоритет 2030».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shen F., Shen C., Xu M. et al. // Rev. Mod. Plasma Phys. 2022. V. 6. P. 8.
2. Platov A.G., Abramov-Maximo V.E., Borovik V.N. et al. // Geomagn. Aeronomy. 2018. V. 58. P. 1087.
3. Фридман В.М., Шейнер О.А., Тихомиров Ю.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 10. С. 1487; Fridman V.M., Sheiner O.A., Tikhomirov Yu.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2006. V. 70. No. 10. P. 1703.
4. Слемзин В.А., Горяев Ф.Ф., Родькин Д.Г. и др. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 10. С. 1; Slemzin V.A., Goryaev F.F., D.G. Rodkin D.G. et al. // Plasma Phys. Report. 2019. V. 83. P. 889.
5. Астапов И.И., Ампилогов Н.В., Барбашина Н.С. и др. // Тр. XVI Всеросс. конф. по солнечн. физике (Санкт-Петербург, 2012). С. 423.
6. Григорьев В.Г., Стародубцев С.А., Гололобов П.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 219; Grigoryev V.G., Starodubtsev S.A., Gololobov P.Y. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 2. P. 200.
7. Яшин И.И., Астапов И.И., Барбашина Н.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 5. С. 631; Yashin I.I., Astapov I.I., Barbashina N.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 5. P. 572.
8. Тимашев С.Ф. Фликкер-шумовая спектроскопия: информация в хаотических сигналах. М.: Физматлит, 2007. 248 с.
9. Борог В.В., Ампилогов Н.В., Дмитриева А.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 216; Borog V.V., Ampilogov N.V., Dmitrieva A.N. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 2. P. 197.
10. <https://www01.nmdb.eu>.
11. <https://www.spaceweatherlive.com/en/auroral-activity/top-50-geomagnetic-storms.html>.

Space weather monitoring with a system of ground-based cosmic ray detectors

V. V. Borog¹*, A. N. Dmitrieva¹, Y. N. Mishutina¹

¹National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia
*e-mail: vvbrog@mephi.ru

For remote identification of the processes of powerful solar activity in the form of CME directed towards the Earth, a technique of flicker noise spectroscopy has been developed. The results of the analysis of geo-effective events ($> G1$) are presented according to the data of the international network of neutron monitors and the multidirectional muon hodoscope URAGAN, which indicate the appearance of predictors (with an outstrip of 1–2 days) of the CME approach to the Earth's orbit.

УДК 524.1

КОСМОГЕННЫЕ ИЗОТОПЫ В ЛУННОМ ГРУНТЕ: СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И ВСПЫШКИ БЛИЗКИХ СВЕРХНОВЫХ

© 2024 г. Г. И. Васильев^{1, *}, А. Н. Константинов², В. М. Остряков²,
А. К. Павлов¹, Д. А. Фролов¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук», Санкт-Петербург, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого», Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: gennadyivas@gmail.com

Поступила в редакцию 24.05.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Лунный грунт является интегральным детектором космических лучей различного происхождения (солнечных и нашей Галактики). Анализ глубинных профилей космогенных изотопов (¹⁴C, ⁴¹Ca, ³⁶Cl, ¹⁰Be, ²⁶Al, ⁵³Mn), образованных этими космическими лучами, позволяет восстанавливать их интенсивность на шкалах времени порядка 3–4 периодов полураспада соответствующего изотопа. Для согласования данных по ¹⁰Be требуется (помимо среднего потока галактических космических лучей) наличие дополнительного источника ускоренных частиц с жестким спектром. Таким источником может служить, например, вспышка близкой сверхновой, произошедшая примерно 2–3 млн лет назад.

DOI: 10.31857/S0367676524020244, EDN: RQNQHM

ВВЕДЕНИЕ

Протоны и альфа-частицы из локального межзвездного пространства взаимодействуют с магнитным полем Солнечной системы. На орбите Земли это проявляется в изменении потока космических лучей (КЛ) с энергиями менее 10 ГэВ/нуклон и зависит от активности Солнца. Изучение отношения содержания изотопов ¹⁴C/¹²C в датированных кольцах деревьев и других архивах показало существование в прошлом периодов с пониженной активностью и продолжительностью в несколько солнечных циклов типа маундеровского минимума. Луна является интегральным детектором излучения. При постоянном среднем потоке КЛ содержание образующихся в ее грунте радиоактивных изотопов находится в динамическом равновесии, т.е. число образующихся радионуклидов равно числу распадающихся. Стандартный метод согласования теоретических и экспериментальных данных подразумевает использование в качестве свободного параметра среднего модуляционного потенциала $\Phi(t)$ за время нескольких периодов полураспада соответствующего радионуклида. Глубинный ход его концентрации (до сотен г/см²) определяется формой спектра галактических КЛ (ГКЛ), тогда как вклад солнечных КЛ (СКЛ) проявляется на глубинах менее ~10 г/см² [1–3]. Наличие близких локальных источников может дать дополнительный вклад помимо

“основного” потока ГКЛ. В работе [4] на основе анализа данных эксперимента PAMELA по содержанию изотопов углерода в ГКЛ делается вывод, что возможный источник ядер ¹⁴C не может находиться ближе 190 пк, и взрыв сверхновой не мог произойти ранее 73 тыс. лет назад. Анализ концентрации более долгоживущего изотопа в грунте Луны, ¹⁰Be (период полураспада ~1.4·10⁶ лет), позволяет определить интенсивность потока КЛ и возможность взрыва близкой сверхновой на временном масштабе нескольких миллионов лет. Нами был проведен расчет генерации различных радионуклидов при взаимодействии протонов и альфа-частиц КЛ с лунным грунтом с помощью пакета GEANT4.10. Ранее эта методика была применена для вычисления изменения изотопного состава грунта Марса и Луны [5–7] и солнечного ветра во время солнечных вспышек [8]. В настоящей работе расширен ряд анализируемых радионуклидов и, соответственно, расширен временной диапазон происходящих событий.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Используемые нами экспериментальные данные получены при анализе состава лунного керна, доставленного экспедицией Аполлон-15. Расчеты проводились для изотропного падения

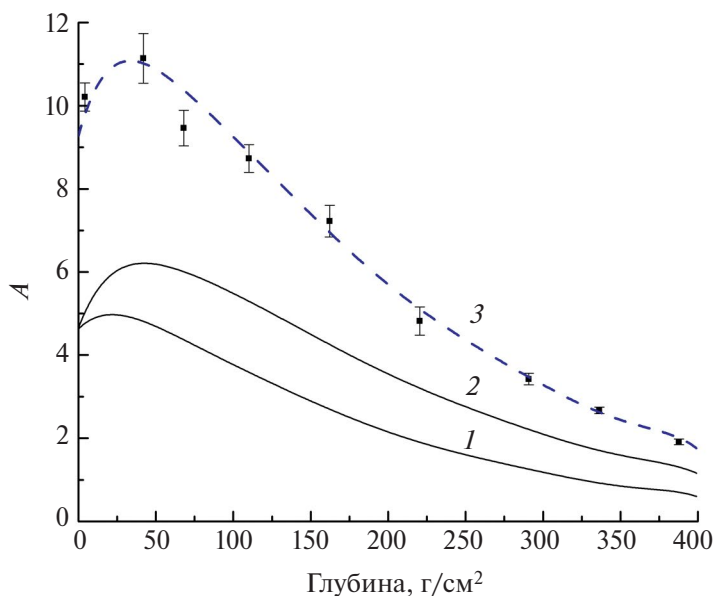


Рис. 1. Глубинные профили наведенной активности (A , число распадов в мин. на кг) ^{10}Be : точки — экспериментальные данные [1], 1 — от ГКЛ, 2 — от вспышки сверхновой, 3 — сумма.

первичных частиц с заданной энергией на поверхность. Фиксировалась глубина образования интересующих нас изотопов в каждом акте ядерного взаимодействия как первичных частиц, так вторичных. В дальнейшем проводилась свертка энергетической зависимости выхода изотопа со спектром падающих частиц. Наши расчеты дают более высокие концентрации всех изотопов по сравнению с измеренными, при этом хорошо совпадая по форме. Вероятное объяснение такого результата — повышенный выход вторичных частиц в GEANT4.10. На такую же проблему указывают и другие работы [9–11], т.к. вычисленный поток нейтронов в лунном грунте превышает измеренный примерно в 2 раза [11].

Измерения концентрации радиоуглерода в земных архивах с учетом палеомагнитных и палеоклиматических данных позволяют восстановить временной ход модуляционного потенциала $\Phi(t)$, за последние 19000 лет [12]. Среднее значение $\Phi(t)$ при этом равно 360 ± 20 МВ. Использование восстановленных значений модуляционного потенциала в расчетах образования ^{14}C в лунном грунте дает превышение расчетных значений по сравнению с экспериментальными данными в 1.6 раз. Поправка (Y_0), обусловленная учетом завышенного выхода вторичных частиц, приводит к согласованию эксперимента с расчетами. Этот подход может быть применен также для долгоживущих изотопов ^{26}Al ($T_{1/2}=0.74 \cdot 10^6$ лет), ^{10}Be ($T_{1/2}=1.4 \cdot 10^6$ лет) и ^{53}Mn ($T_{1/2}=3.7 \cdot 10^6$ лет). В работе [12] авторы для расчетов профиля концентрации ^{26}Al постулировали время облучения

образца 1 млн лет, в то время как равновесное значение достигается через 3–4 периода полураспада. Это приводит к уменьшению концентрации изотопа, поэтому в работе [12] не было необходимости введения дополнительного корректирующего множителя Y_0 . Наша оценка $\Phi(t)=480$ МВ согласуется с полученным этими авторами значением $\Phi(t)=496$ МВ, что соответствует среднему уровню солнечной активности в течение последних 2 млн лет. Использование поправки позволяет также лучше описать экспериментальную кривую. На рис. 1 приведены результаты анализа данных по ^{10}Be , на рис. 2 — по ^{53}Mn . Для ^{10}Be экспериментальные данные невозможно объяснить без привлечения дополнительного источника КЛ с более жестким по сравнению с современным спектром ГКЛ. Таким источником могла быть вспышка близкой сверхновой [13]. Следы подобного события обнаружены в донных океанических отложениях с возрастом около 2.5 млн лет и в лунном грунте в виде изотопа ^{60}Fe с периодом полураспада 2.6 млн лет. Этот изотоп возникает исключительно при взрывах сверхновых звезд и в дальнейшем осаждается в атмосфере Земли с межзвездной пылью. Кроме того, взрыв сверхновой приводит к ускорению протонов на ударных волнах до высоких энергий со спектром более жестким, чем спектр современных ГКЛ. В этом случае в Солнечной системе произойдет резкий рост потоков частиц без значительного искажения их спектра, имеющего место за счет рассеяния на магнитных неоднородностях и ядерных взаимодействий в межзвездном пространстве. Учет этого дополнительного импульсного вклада

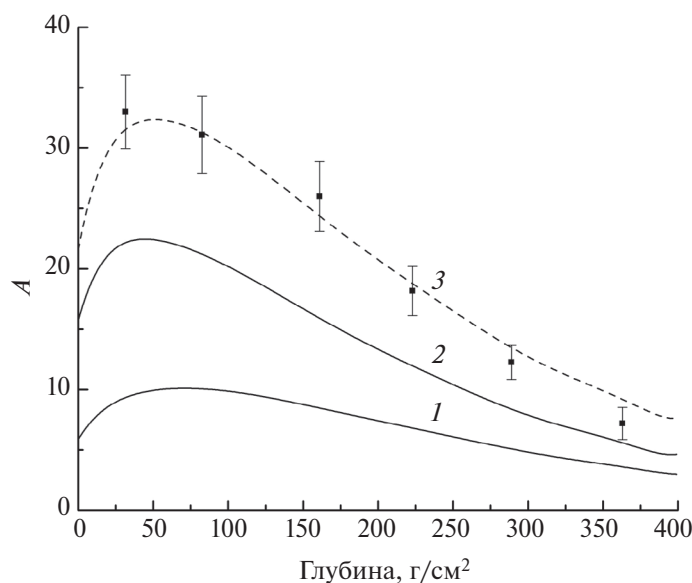


Рис. 2. Глубинные профили наведенной активности (A , число распадов в мин. на кг) ^{53}Mn : точки — экспериментальные данные [2], 1 — от ГКЛ, 2 — от вспышки сверхновой, 3 — сумма.

от сверхновой ~ 2.5 млн лет назад позволяет согласовать результаты расчетов с экспериментальными данными при том же среднем модуляционном потенциале, как и для ^{26}Al , но на шкале до 4 млн лет (рис. 1). КЛ от сверхновой должны также дать существенный вклад в образование более долгоживущего изотопа ^{53}Mn в лунных породах. Для него с учетом дополнительного источника на рис. 2 наш модельный расчет показывает хорошее согласие с экспериментальными данными при среднем модуляционном потенциале, сходном с полученным для ^{26}Al на шкале около 10 млн лет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенный анализ глубинного хода различных изотопов с периодом полураспада менее миллиона лет в лунном грунте приводит к среднему значению модуляционного потенциала ~ 500 МВ на временной шкале ~ 2 млн лет. В то же время объяснение глубинного профиля более долгоживущих изотопов ^{10}Be и ^{53}Mn при том же значении потенциала невозможно без привлечения дополнительного источника КЛ, имеющего жесткий энергетический спектр $\sim E^{-1.7}$. Такие спектры могут быть результатом взрыва близкой сверхновой, ускоренные энергичные частицы от которой достигли Луны. Абсолютные значения концентрации образованного в грунте ^{10}Be приводят к ограничениям на параметры этого взрыва: полную его энергетику в КЛ и расстояние до сверхновой, а также на показатель спектра ускоренных частиц. Наши оценки приводят к следующим результатам. При минимальной оценке трансформации энергии

взрыва в энергию КЛ (10%) полная энергия должна быть порядка $E \sim 10^{52} - 10^{54}$ эрг при расстоянии до сверхновой 10–40 пк и жестком спектре частиц. В этом случае момент достижения Луны ускоренными частицами оценивается примерно 2–3 млн лет назад, а продолжительность такого события составляет $\sim 10^3 - 10^4$ лет. Это соответствует данным по ^{60}Fe , обнаруживающим его увеличенное содержание как раз в этот период времени в донных отложениях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nishiizumi K., Elmore D., Ma X.Z., Arnold J.R. // Earth Planet. Sci. Lett. 1984. V. 70. P. 157.
2. Nishiizumi K., Elmore D., Ma X.Z., Arnold J.R. // Earth Planet. Sci. Lett. 1984. V. 70. P. 164.
3. Jull A.J.T., Cloudf S., Donahue D.J. et al. // Geochim. Cosmochim. Acta. 1998. V. 62. No. 17. P. 3025.
4. Богомолов Э.А., Васильев Г.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 466; Bogomolov E.A., Vasilyev G.I. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 8. P. 341.
5. Острыakov В.М., Блинов А.В., Васильев Г.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 189; Ostryakov V.M., Blinov A.V., Vasilyev G.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 2. P. 170.
6. Васильев Г.И., Павлов А.К., Острыakov В.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 3. С. 33; Vasilyev G.I., Pavlov A.K., Ostryakov V.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 3. P. 170.

7. Павлов А.К., Остряков В.М., Павлов А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 5. С. 557; Pavlov A.K., Ostryakov V.M., Pavlov A.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 5. P. 493.
8. Васильев Г.И., Остряков В.М., Павлов А.К., Чакчурина М.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 162; Vasilyev G.I., Ostryakov V.M., Pavlov A.K., Chakchurina M.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 2. P. 143.
9. Mesick K.E., Feldman W.C., Coupland K.E. et al. // Earth Space Sci. 2018. V. 5. No. 7. P. 324.
10. Li Y., Zhang X., Dong W., Ren Z. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2017. V. 122. No. 2. P. 1473.
11. Howard A., Holder F., Qesado J.M. et al. // Proc. 2008 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. (Dresden, 2008). P. 1.
12. Kudryavtsev I.V., Dergachev V.A. // Geomagn. Aeronomy. 2019. V. 59. P. 1099.
13. Poluianov S., Kovaltsov G.A., Usoskin I.G. // Astronomy Astrophys. 2018. V. 618. No. A96. P. 1.
14. Wallner A., Feige J., Kinoshita N. et al. // Nature. 2016. V. 532. P. 69.

Cosmogenic isotopes in the lunar soil: solar activity and nearby Supernova outbreak

G. I. Vasilyev^{1, *}, A. N. Konstantinov², V. M. Ostryakov²,
A. K. Pavlov¹, D. A. Frolov¹

¹Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Saint Petersburg, 194021 Russia

²Peter the Great St-Petersburg Polytechnic University, Saint-Petersburg, 195251 Russia

*e-mail: gennadyivas@gmail.com

The lunar soil is an integral detector of cosmic rays (CRs) of different origin (Solar and Galactic). Analysis of the deep profiles of cosmogenic isotopes (¹⁴C, ⁴¹Ca, ³⁶Cl, ¹⁰Be, ²⁶Al, ⁵³Mn) allows us to restore the intensity of CR on time scales of 3–4 half-lives of the corresponding isotope. To coordinate data on ¹⁰Be, it is required (in addition to the average flux of CRs) the presence of an additional source of accelerated particles with hard spectrum. Such a source can be, for example, an outbreak of a nearby SN 2–3 million years ago.

УДК 524.1

МОНИТОРИНГ ПОВЕДЕНИЯ ВЕКТОРА СУТОЧНОЙ АНИЗОТРОПИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПО ДАННЫМ НЕЙТРОННЫХ МОНИТОРОВ СТАНЦИЙ ЯКУТСК И ТИКСИ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ

© 2024 г. А. С. Зверев^{1,*}, С. А. Стародубцев¹, В. Г. Григорьев¹, П. Ю. Гололобов¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр «Якутский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук»

Институт космических исследований и аэронавтики имени Ю.Г. Шафера Сибирского отделения Российской академии наук, Якутск, Россия

*E-mail: ZverevAS@ikfia.ysn.ru

Поступила в редакцию 24.05.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

С 2022 г. в ИКФИА СО РАН проводится непрерывный мониторинг прогноза наземных проявлений космической погоды по данным нейтронных мониторов станций Якутск и Тикси в реальном времени. Предварительные исследования в периоды геомагнитных возмущений в 2022 г. показали, что результаты этого мониторинга могут дать дополнительную возможность их использования для целей прогноза больших геомагнитных бурь.

DOI: 10.31857/S0367676524020254, EDN: RQAGPN

ВВЕДЕНИЕ

Важным направлением в области современных прикладных исследований космических лучей (КЛ) является прогноз геоэффективных возмущений солнечного ветра [1–3]. Поэтому, с целью прогноза наземных проявлений космической погоды, с начала 2008 г. в ИКФИА СО РАН, на основе гармонического анализа в режиме реального времени 1-часовых данных регистрации нейтронного монитора и наземного вертикального мюонного телескопа, входящих в состав Якутского спектрографа им. А.И. Кузьмина, проводится непрерывный мониторинг и анализ параметров суточной анизотропии КЛ [4–7]. Однако, из-за существенных различий в энергетических и приемных характеристиках приборов, а также значительной зависимости интенсивности мюонов от температуры атмосферы на разных аэрологических уровнях и отсутствия информации о ней, результаты расчетов параметров анизотропии КЛ зачастую расходятся между собой. Результаты этого мониторинга использовались для прогноза начал крупномасштабных возмущений солнечного ветра независимо от уровня их геомагнитных проявлений. С учетом приведенного, начиная с 2022 г. мы начали использовать данные нейтронных мониторов станций Якутск (24-НМ-64) и Тикси (18-НМ-64) [8], входящих в состав уникальной научной установки «Российская национальная наземная сеть

станций космических лучей». Данные регистрации этих детекторов являются полностью независимыми друг от друга. Эти станции значительно (почти на 10 градусов) разнесены по широте, но находятся практически на одном меридиане. Регистрируемая этими детекторами интенсивность нейтронов практически не имеет зависимости от температуры атмосферы, а зависит только от приземного давления, которое легко учитывается. В данной работе проведен предварительный анализ результатов нового мониторинга. Показано, что использование данных нейтронного монитора станции Тикси дает возможность получения дополнительных сведений для создания эффективной методики прогноза больших геомагнитных возмущений в приполярных областях Земли, где их негативные земные проявления наиболее заметны.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

При относительно невозмущенном солнечном ветре проводимый с 2022 г. мониторинг по данным станций нейтронных мониторов Якутск и Тикси в реальном времени дает устойчивые и практически совпадающие между собой результаты определения параметров вектора суточной анизотропии КЛ A_1 [8]. В тоже время, предварительные исследования во время наблюдавшихся в 2022 г. геомагнитных возмущений с амплитудой $A < -50$ нТл показали, что наблюдаемое в эти

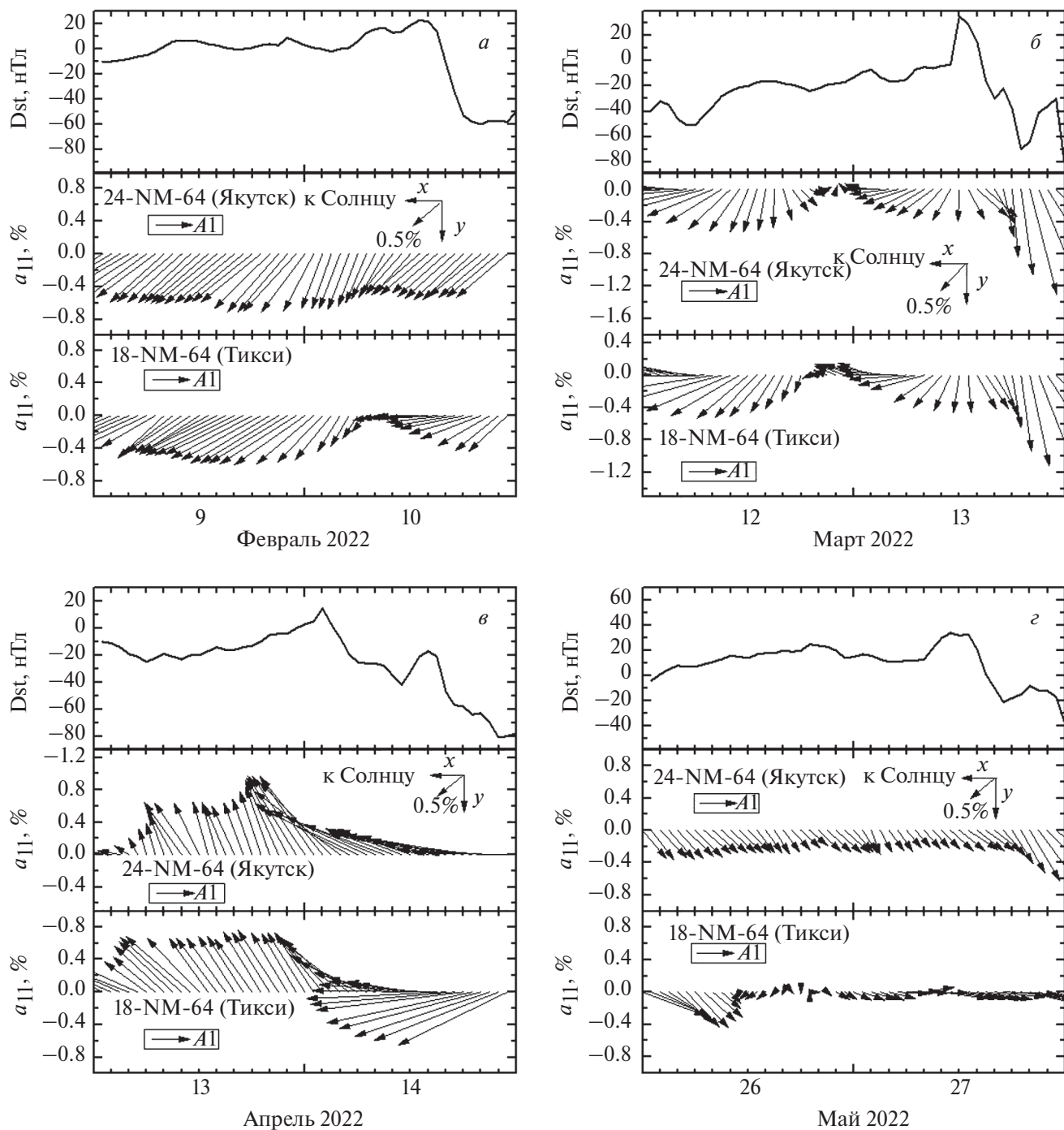


Рис. 1. Поведение Dst-индекса и векторов суточной анизотропии \vec{A}_1 до и после начала 4 геомагнитных бурь, по данным станций Якутск и Тикси в системе GSE. По вертикальной оси указана величина азимутальной компоненты a_{11} вектора суточной анизотропии \vec{A}_1 .

периоды поведение вектора суточной анизотропии КЛ по данным этих станций может сильно отличаться как до начала магнитной бури, так и после.

С учетом одновременного наличия непрерывных данных на обеих станциях, было проведено

сравнение результатов гармонического анализа для 4 из 6 наблюдавшихся в 2022 г. геомагнитных бурь с амплитудой Dst-индекса $A < -50$ нТл [9]: 9–10 февраля, 12–13 марта, 13–14 апреля и 26–27 мая. (Рис. 1). Приведены поведение Dst вариаций и вектора суточной анизотропии КЛ \vec{A}_1 ,

полученные по данным нейтронных мониторов в Якутске и Тикси в системе GSE. При геомагнитной буре в марте 2022 г. (рис. 1б) поведение векторов суточной анизотропии было практически одинаковым, но в остальных трех случаях до или после начала возмущений есть заметные отличия.

Как видно из рис. 1, поведение вектора \vec{A}_1 по данным нейтронного монитора станции Тикси (рис. 1а, 1в и 1г) более чувствительно к приближению геомагнитной бури, чем по Якутску, а для случая в апреле 2022 г. (рис. 1в), радиальная компонента после начала возмущения имеет даже другой знак. Таким образом, можно заключить, что эффекты модуляции в распределении КЛ в приведенных возмущениях по данным станций Якутск и Тикси имеют существенные расхождения, что, по-видимому, связано с геоширотной разницей их расположений. Необходимы дальнейшие исследования результатов проводимого мониторинга с целью определения новых характерных предикторов прихода крупномасштабных геоэффективных возмущений солнечного ветра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предварительные результаты вновь созданного варианта мониторинга космической погоды по данным нейтронных мониторов станций Якутск и Тикси в реальном времени, указывают на дополнительные возможности в развитии методики прогноза больших геомагнитных возмущений в приполярных областях Земли. Это, по-видимому, связано с особенностями модуляции распределения КЛ в высоких геоширотах. Необходимы дальнейшие исследования с целью повышения эффективности прогноза геомагнитных возмущений.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания (регистрационный номер ЕГИСУ НИОКТР 122011700180-7).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Дворников В.М., Сдобнов В.Е., Сергеев А.В.* Способ прогноза спорадических геоэффективных возмущений солнечного ветра. Патент РФ № 1769602. 1995.
2. *Munakata K., Bieber J.W., Yasue S. et al.* // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 27457.
3. *Dorman L.I., Belov A.V., Eroshenko E.A et al.* // Proc. 28th Intern. Cosmic Ray Conf. V. 6. (Tsukuba, 2003). P. 3553.
4. *Григорьев В.Г., Стародубцев С.А., Кривошапкин П.А. и др.* // Тр. Всерос. конф. ИЗМИРАН. (Троицк, 2006). С. 79.
5. *Григорьев В.Г., Стародубцев С.А.* // Сб. тр. 31 Всерос. конф. по косм. лучам. (Москва, 2010). С. MOD_09.
6. *Григорьев В.Г., Стародубцев С.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. С. 703; *Grigoryev V.G., Starodubtsev S.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 5. P. 649.
7. *Григорьев В.Г., Стародубцев С.А., Гололобов П.Ю.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 219; *Grigoryev V.G., Starodubtsev S.A., Gololobov P. Yu.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 2. P. 200.
8. https://ysn.ru/~starodub/SpaceWeather/current_NMs-real_time.html.
9. http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_realtime/presentmonth/index.html.

Real-time monitoring of the behavior of the daily anisotropy vector of cosmic rays according to the data of neutron monitors at Yakutsk and Tiksi stations

A. S. Zverev*, S. A. Starodubtsev, V. G. Grigoryev, P. Yu. Gololobov

Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Yakutsk, 677027 Russia

**e-mail: ZverevAS@ikfia.ysn.ru*

Since 2022, the Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy SB RAS for the first time has been continuously monitoring the forecast of terrestrial winds of space weather based on data from neutron monitors in Yakutsk and Tiksi. Preliminary studies during periods of geomagnetic disturbances in 2022. The peculiarity is that the results of this may provide an additional opportunity for their use for the purpose of forecasting large geomagnetic storms.

УДК 523.98:520.6.05

НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ПОМОЩЬЮ НАНОСПУТНИКОВ ФОРМАТА КУБСАТ

© 2024 г. А. В. Богомолов^{1,*}, В. В. Богомолов^{1,2}, А. Ф. Июдин¹, В. Е. Еремеев¹,
Ю. К. Зайко¹, В. В. Калегаев^{1,2}, И. Н. Мягкова¹, В. И. Оседло¹, О. Ю. Перетятко¹,
С. И. Свертилов^{1,2}, И. В. Яшин¹, А. П. Папков³, С. В. Краснопеев³

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», Научно-исследовательский институт
ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», физический факультет, Москва, Россия

³Общество с ограниченной ответственностью «Научно-исследовательская лаборатория
аэрокосмической техники ДОСААФ», Калуга, Россия

*E-mail: aabboogg@srd.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 24.05.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Показаны возможности использования наноспутников формата кубсат для изучения солнечных космических лучей. Регистрировались потоки электронов солнечных космических лучей в полярных шапках на высоте ~550 км. Измерения проводились сцинтилляционными детекторами ДеКоР, установленными на нескольких кубсатах МГУ, во время события солнечных космических лучей 6–21 сентября 2022 г.

DOI: 10.31857/S0367676524020266, EDN: RPXFHW

ВВЕДЕНИЕ

Изучение солнечных космических лучей (СКЛ) – ускоренных во вспышках на Солнце и доускоренных в межпланетном космическом пространстве на ударных волнах КВМ протонов, электронов и ядер – важно как для фундаментальных, так и прикладных исследований в области солнечно-земных связей. Данные о СКЛ необходимы для создания адекватных теоретических моделей ускорения заряженных частиц на Солнце и в межпланетном пространстве. На сегодняшний день существует необходимость в улучшении физического понимания процессов ускорения и переноса потоков СКЛ от солнечного источника к точке измерения, например, [1–3]. С другой стороны, потоки СКЛ могут нести радиационную опасность для электронных устройств и космонавтов [4, 5], и даже для экипажей и пассажиров трансполярных авиарейсов. Потоки СКЛ могут регистрироваться в экспериментах на космических аппаратах (КА), имеющих разные орбиты. Мониторинговые данные с высоким временным разрешением (1 мин) поступают с КА, находясь на геостационарной орбите (GOES, Электро). На КА с круговыми полярными орбитами потоки СКЛ измеряются в области открытых силовых линий, то есть мы получаем

усредненные потоки дважды за виток – в северной и южной полярных шапках [6, 7]. Но несмотря на потери во временном разрешении в случае измерений на малых высотах в полярных шапках, мы получаем два преимущества: мы можем измерять реальные потоки частиц СКЛ на высотах, где расположены орбитальные станции, и, кроме того, можем экспериментально регистрировать границы проникновения СКЛ [8], что особенно важно с точки зрения исследований в области радиационной безопасности приполярных и трансполярных авиaperелетов, поскольку если возрастание потока СКЛ приходится на главную фазу бури, область проникновения СКЛ значительно смещается к экватору, соответственно, площадь поражения СКЛ становится существенно больше.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения космической радиации на малых КА проводятся в МГУ с января 2005 г., когда микроспутник «Университетский-Татьяна» [9, 10] массой ~32 кг был выведен на круговую орбиту высотой ~1000 км и наклоном 83°. На спутнике были установлены полупроводниковые и сцинтилляционные детекторы электронов и протонов.

Данный эксперимент показал, что на малых КА с круговой полярной орбитой возможно успешное изучение СКЛ по измерениям вариаций потоков частиц в полярных шапках [9].

В настоящее время в МГУ реализуется проект «Универсат-СОКРАТ» по созданию мультиспутниковой группировки для оперативного мониторинга космической радиации [11–13]. В рамках этого проекта был запущен ряд наноспутников формата кубсат. На сегодняшний день работают 4 таких спутника. Это выведенные на орбиту 5.07.2019 кубсаты формата 3U Амурсат и ВДНХ-80, а также запущенные 28.09.2020 кубсаты 6U ДЕКАРТ и Норби (совместно с НГУ). Все эти спутники работают на полярных солнечно-синхронных орбитах высотой ~550 км и наклоном ~98°

Специально для установки на кубсаты в НИИЯФ МГУ был разработан сцинтилляционный спектрометр ДеКоР [12], размещенный на каждом из перечисленных выше спутников. Его детектор представляет собой сборку из пластического сцинтиллятора толщиной 3 мм и расположенного за ним CsI(Tl) толщиной 17 мм. Анализ формы импульса дает возможность определить как энергию, так и сцинтиллятор, в котором произошло взаимодействие. Это позволяет раздельно измерять потоки заряженных частиц и гамма-квантов, поскольку электроны регистрируются в основном в пластическом сцинтилляторе, а гамма-кванты преимущественно в CsI(Tl). Эффективная площадь детектора ~18 см², геометрический фактор ~50 см²ср, диапазон энерговыведений 0.1–2.0 МэВ. Временное разрешение определяется возможностями платформы кубсата, прежде всего, ограничениями на объем передаваемой информации. Для оптимизации этого предусмотрено два типа данных: мониторинг (скорости счета за ~1 с, время можно регулировать командами с Земли) и событийный режим (запись данных о каждом взаимодействии в детекторе с временным разрешением порядка десятков микросекунд), запрашиваемый по команде с Земли для отдельных участков траектории. В настоящей работе были использованы данные двух каналов мониторинга: скоростей счета всех событий в CsI(Tl) (преимущественно гамма-квантов с энергиями >100 кэВ) и скоростей счета всех событий в пластическом сцинтилляторе (в основном электронов с энергиями >300 кэВ). На спутнике ДЕКАРТ временное разрешение составляло 0.5 с, на спутнике ВДНХ-80–5с.

Информация со спутников доступна на сайте космической погоды НИИЯФ МГУ по адресу <https://swx.sinp.msu.ru>.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлен временной ход потоков гамма-квантов с энергией >100 кэВ (серые точки)

и электронов с энергией >300 кэВ (черная сплошная линия), зарегистрированных прибором ДеКоР на кубсате ВДНХ-80 5 сентября (а) и 11 сентября (б), то есть до и после прихода СКЛ в сентябре 2022 г. Штрих-пунктирная линия на всех панелях показывает зависимость параметра Мак-Илвайна L от времени. Из рисунка видно, что после вспышки поток электронов СКЛ вырос примерно в 30–40 раз, тогда как поток гамма-квантов остался неизменным. На рис. 2 показан результат сопоставления временного профиля потоков электронов с энергией 175–315 кэВ по данным ИСЗ АСЕ (черные точки), находящегося в точке либрации (L1) и интегральных потоков электронов с энергией >300 кэВ, измеренных прибором ДеКоР на кубсате ДЕКАРТ в северной (черные кресты) и южной (серые ромбы) полярных шапках. Из рисунка видно, что данные АСЕ и ДЕКАРТ хорошо согласуются.

Возрастание потоков электронов СКЛ, наблюдавшееся в околоземном космическом пространстве с 6 сентября 2022, и зарегистрированное прибором «ДеКоР» на кубсатах «ДЕКАРТ» и ВДНХ-80 в полярных шапках, по всей видимости, было вызвано залимбовой вспышкой, произошедшей в конце суток 5 сентября 2022. Космическим аппаратом STEREO-A около 17:00 мирового времени (UT) был зарегистрирован корональный выброс массы типа «гало». Поскольку вспышка была залимбовой, до орбиты Земли дошла только малая часть ускоренного в ней потока СКЛ. Практически сразу после этого на КА Solar Orbiter, находившемся в этот момент у Венеры, был зарегистрирован рост на порядок величины потоков протонов и электронов СКЛ с энергиями от 20 кэВ до 50 МэВ (протоны) и от 10 кэВ до 7 МэВ (электроны) [14].

Далее АО13098 и АО13103, появившись на видимой стороне диска Солнца, продуцировали по несколько вспышек С-класса ежедневно, причем согласно solarmonitor.org часть из этих вспышек не имело точной привязки. 16 сентября 2022 в АО13098 в 09:44 (максимум 09:49 UT) произошла импульсная вспышка класса M7.9. Данная вспышка могла вызвать дополнительное возрастание потока электронов СКЛ. Как видно из рис. 2, данное возрастание было невелико на орбите АСЕ для энергий 175–300 кэВ, но в полярных шапках поток электронов с энергией выше 300 кэВ по данным ДЕКАРТ (ДеКоР) возрос в несколько раз. В этот же день в АО13098 произошла еще одна вспышка класса M (начало 15:49, максимум 15:59, координаты N18W81). Она также могла внести дополнительный вклад в поток СКЛ, но по информации с ДЕКАРТ невозможно сказать, какая именно из вспышек (первая или вторая, или обе вместе) дала основной вклад в дополнительное возрастание потока электронов СКЛ, наблюдавшееся в полярных шапках после 16:00 16 сентября 2022. На следующий день, 17 сентября в АО13098 произошло еще

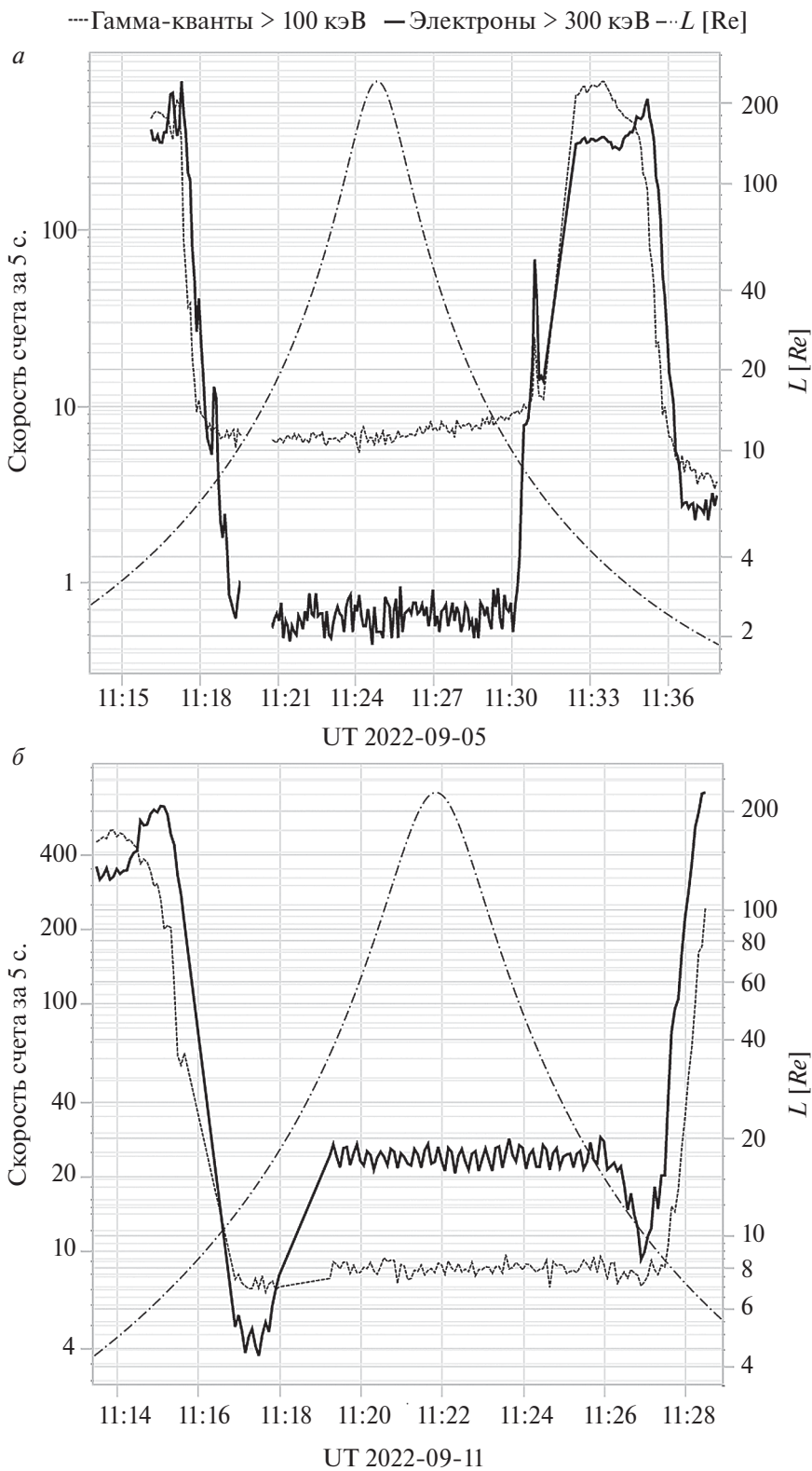


Рис. 1. Зависимости от времени интенсивности гамма-квантов (серые точки) и электронов (черная сплошная линия), по данным прибора ДеКор, установленного на кубсате ВДНХ-80 до (верхняя панель) и после (нижняя панель) прихода СКЛ в сентябре 2022 г. Штрих-пунктирная линия на всех панелях показывает зависимость параметра Мак-Илвайна L от времени.

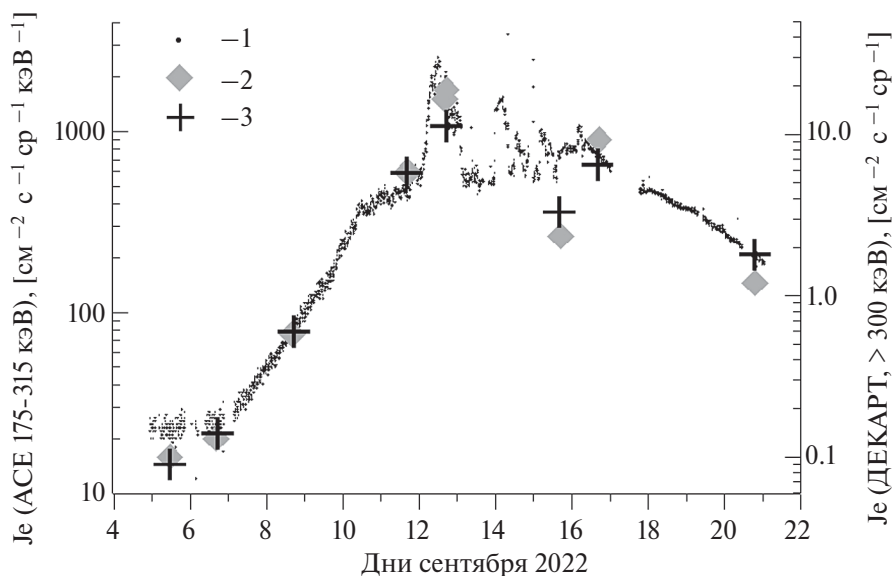


Рис. 2. Профиль события, наблюдавшегося в солнечных космических лучах в сентябре 2022 г. на спутнике ACE (черные точки (1), электроны с энергией 175–315 кэВ), и на кубсате ДЕКАРТ (измерения проводились в северной (кресты) и южной (ромбы) полярных шапках, электроны с энергиями > 300 кэВ).

две вспышки класса М, но как видно из рис. 2, возрастания потоков электронов на КА ACE не наблюдалось. Отсутствие возрастаний СКЛ, скорее всего, связано с тем, что АО АО13098 17.09 уже находилась практически за западным лимбом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты летных испытаний прибора ДеКоР на борту кубсатов МГУ показывают, что подобные спутники могут эффективно использоваться для регистрации потоков СКЛ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Базилевская Г.А., Дайбог Е.И., Логачев Ю.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 8. С. 1185; Bazilevskaya G.A., Daibog E.I., Logachev Y.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 8. P. 911.*
2. *Базилевская Г.А., Логачев Ю.И., Вашенюк Э.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 629; Bazilevskaya G.A., Logachev Y.I., Vashenyuk E.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 5. P. 573.*
3. *Klecker B., Kunov H., Cane H.V. et al. // Space Sci. Rev. 2006. V. 123. P. 217.*
4. *Стожков Ю.И., Базилевская Г.А., Махмутов В.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 289; Stozhkov Y.I., Bazilevskaya G.A., Makhmutov V.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 2. P. 252.*

5. *Dorman L.I., Iucci N., Belov A.V. et al. // Ann. Geophys. 2005. V. 23. No. 9. P. 3009.*
6. *Кузнецов С.Н., Богомолов А.В., Гордеев Ю.П. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 1995. Т. 59. № 4. С. 2.*
7. *Кузнецов С.Н., Денисов Ю.И., Кудела К. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67. № 4. С. 478.*
8. *Мягкова И.Н., Богомолов А.В., Юшков Б.Ю., Кудела К. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 3. С. 339; Myagkova I.N., Bogomolov A.V., Yushkov B.Y., Kudela K. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. P. 322.*
9. *Myagkova I.N., Panasyuk M.I., Lazutin L.L. et al. // Adv. Space Res. 2009. V. 43. No. 4. P. 489.*
10. *Садовничий В.А., Панасюк М.И., Бобровников С.Ю. и др. // Косм. иссл. 2007. Т. 45. № 4. С. 291; Sadovnichy V.A., Panasyuk M.I., Bobrovnikov S.Y. et al. // Cosmic Res. 2007. V. 45. P. 273.*
11. *Богомолов В.В., Богомолов А.В., Дементьев Ю.Н. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2020. № 6. С. 135.; Bogomolov V.V., Bogomolov A.V., Dement'ev Y.N. et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2020. V. 75. P. 676.*
12. *Bogomolov V.V., Dementiev Yu.N., Iyudin A.F. et al. // Adv. Astronaut. Sci. 2020. V. 173. P. 537.*
13. *Bogomolov A.V., Bogomolov V.V., Iyudin A.F. et al. // Universe. 2022. V. 8. P. 282.*
14. [https://spaceweather.com/archive.php?view=1&day=06&month=09&year=2022.](https://spaceweather.com/archive.php?view=1&day=06&month=09&year=2022)

Observations of solar cosmic rays using cubesat nanosatellites

**A. V. Bogomolov^{1, *}, V. V. Bogomolov^{1, 2}, A. F. Iyudin¹, V. E. Ereemeev¹, Yu. K. Zaiko¹,
V. V. Kalegaev^{1, 2}, I. N. Myagkova¹, V. I. Osedlo¹, O. Yu. Peretyatko¹, S. I. Svertilov^{1, 2},
I. V. Yashin¹, A. P. Papkov³, S. V. Krasnopeeov³**

¹*Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Moscow, 119991 Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Department of Physics, Moscow, 119991 Russia*

³*Research Laboratory of Aerospace Engineering, Kaluga, 248018 Russia*

**e-mail: aabboogg@srd.sinp.msu.ru*

We discussed the possibilities of using cubesat nanosatellites for studying solar cosmic rays. SCR electron fluxes in the polar caps at an altitude of ~550 km were detecting. The measurements were carried out with DeCoR scintillation detectors operated at several cubesats of Moscow State University during the solar cosmic ray event on September 6–21, 2022.

УДК 524.1–352

ДОЛГОЖИВУЩИЕ РЕКУРРЕНТНЫЕ ПОТОКИ ЭНЕРГИЧНЫХ ИОНОВ ИЗ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР НА СОЛНЦЕ

© 2024 г. М. А. Зельдович^{1, *}, Ю. И. Логачев¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

*E-mail: ms.zeldovich@mail.ru

Поступила в редакцию 24.05.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Представлены результаты изучения относительного содержания и энергетических спектров надтепловых ионов ${}^4\text{He}$, С, О и Fe в потоках частиц из долгоживущих приэкваториальных корональных дыр. Установлено, что энергетические спектры ионов имели степенную либо экспоненциальную форму и, в ряде событий, в области малых энергий ионов ($\sim 0.2\text{--}1.5$ МэВ/нуклон) наблюдались повышенные потоки частиц, создавая излом в спектрах, что может быть обусловлено добавочными ионами, ускоренными за пределами 1 а.е.

DOI: 10.31857/S0367676524020274, EDN: RPVZCU

ВВЕДЕНИЕ

Межпланетное пространство – область распространения заряженных частиц, как пришедших из Галактики, так и из Солнца. В работе рассматриваются потоки энергичных ионов и ионов солнечного ветра из отдельных областей с очень низким излучением мягкого рентгена, корональных дыр (КД) из приэкваториальных областей при спокойном Солнце в отсутствие различных возмущающих факторов. За распространение заряженных частиц отвечает магнитное поле, которое формируется в пространстве солнечным ветром, во всяком случае, вблизи Солнца (от 0.1 до 10 а.е.), где главную роль играет направление и скорость движения солнечного ветра. Особо выделяются разноскоростные потоки солнечного ветра, коротирующие области взаимодействия (coronal interaction regions – CIR), образующие в пространстве различные области усиленного и разреженного магнитного поля, изучению поведения частиц в которых посвящены работы [1–4].

В ряде работ рассматривается связь коротирующих потоков ионов солнечного ветра из корональных дыр и энергичных (0.04–1.5 МэВ/нуклон) ионов. Устойчивый поток энергичных ионов в замыкающей области взаимодействия, или так называемой области разрежения, всегда наблюдался в условиях отсутствия ударных волн [5–7].

В данной работе изучались спектры ионов, ускоренных на конечной стадии развития потока

энергичных ионов из КД, в области разрежения, где ударные волны отсутствовали. Интенсивности ионов ${}^4\text{He}$, С, О и Fe с энергиями 0.04–2 МэВ/нуклон и содержание тепловых (максвелловских) ионов в солнечном ветре вблизи 1 а.е. получены по данным приборов ULEIS и SWICS, установленных на к.а. ACE [8]. Ранее было получено [9,10], что во время понижения солнечной активности в 23 и 24 циклах величины надтепловых С/О и Fe/O из КД соответствовали соотношениям ионов теплового солнечного ветра из этих КД. На спаде активности 23 цикла в 2006–2009 г. на Солнце были обнаружены несколько коротирующих корональных дыр (КД), наблюдавшихся в течение более одного солнечного оборота [11]. Наиболее длительные рекуррентные КД (CH1 и CH2), наблюдавшиеся в этот период, существовали в течении 38 и 27 солнечных оборотов, соответственно. Эти корональные дыры за время своего существования полностью не исчезали и не сильно изменяли свое расположение на поверхности Солнца [11]. Потоки солнечного ветра и частиц надтепловых энергий из этих дыр также существовали постоянно без перерывов. Одной из характеристик этих потоков являются энергетические спектры ионов, особенности которых отмечаются в этой статье. В распространения частиц в межпланетном пространстве важную роль играет межпланетное магнитное поле и его вариации, управляющие движением заряженных частиц [12].

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ СОДЕРЖАНИЯ ТЕПЛОВЫХ И НАДТЕПЛОВЫХ ИОНОВ В ПОТОКАХ ЧАСТИЦ ИЗ ДОЛГОЖИВУЩЕЙ КД

Величины относительного содержания тепловых и надтепловых (0.04–0.08 МэВ/нуклон) ионов He/O, C/O и Fe/O, являющиеся маркерами источников ионов, в потоках частиц из КД *СН1* в 23 цикле изучались в зависимости от максимальной скорости солнечного ветра из КД, которая приведена в [13]. Как видно из рис. 1, величины C/O и Fe/O в потоках надтепловых ионов из КД в среднем соответствуют значениям C/O и Fe/O в тепловых потоках солнечного ветра на 28 оборотах приэкваториальной КД *СН1*, и не демонстрируют видимую зависимость от скорости солнечного ветра. Отметим, что подобная картина наблюдалась для величин относительного содержания C/O и Fe/O в спокойное время солнечной активности в 23 цикле солнечной активности [14–16]. Полученный результат согласуется с предположением [9,10,14,15], что надтепловые ионы в потоке из КД являются высокотемпературным продолжением теплового (максвелловского) солнечного ветра из этой КД. В то же время величина отношений надтепловых ионов He/O в потоках частиц из некоторых КД превышала эти величины для тепловых ионов He/O (верхняя панель на рис. 1), что, возможно, является следствием притока добавочных ионов He из другого источника.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ИОНОВ ИЗ КД

Энергетические спектры потоков ионов ^4He , C, O и Fe дают важную информацию об источниках частиц. В работе изучены спектры ионов с энергиями 0.04–2 МэВ/нуклон в потоках солнечного ветра из долгоживущих приэкваториальных корональных дыр на спаде солнечной активности в 23 цикле. Полученные нами ранее результаты [14–16] показали, что надтепловые ионы из КД являются высокотемпературным продолжением «максвелловского» энергетического распределения тепловых ионов солнечного ветра, т.е. представляют собой ускоренные тепловые ионы солнечного ветра. Как правило, спектры всех ионов описывались либо степенными законами, либо комбинацией степенного и экспоненциального законов [17,18], в то же время спектры ионов в потоках энергичных частиц из долгоживущей КД *СН1* в 2006–2007 гг., не следующих друг за другом периодов существования ионов из этой КД, имели некоторые особенности, наиболее очевидные в спектрах ^4He , представленных на рис. 2а. Видно, что на оборотах КД *СН1* в спектрах ионов ^4He в области энергий >100 кэВ/нуклон наблюдаются повышенные потоки частиц, создающие выраженный излом в спектрах.

На рис. 2б даны спектры ионов из корональной дыры на 14 обороте КД *СН2* [11]. Видно, что подобный излом наблюдается в спектрах всех ионов: ^4He , C, O и Fe. Эта особенность спектров может быть объяснена дополнительным приходом малоэнергичных ионов, ускоренных в областях гелиосферы, лежащих за пределами 1 а.е., и проникающих

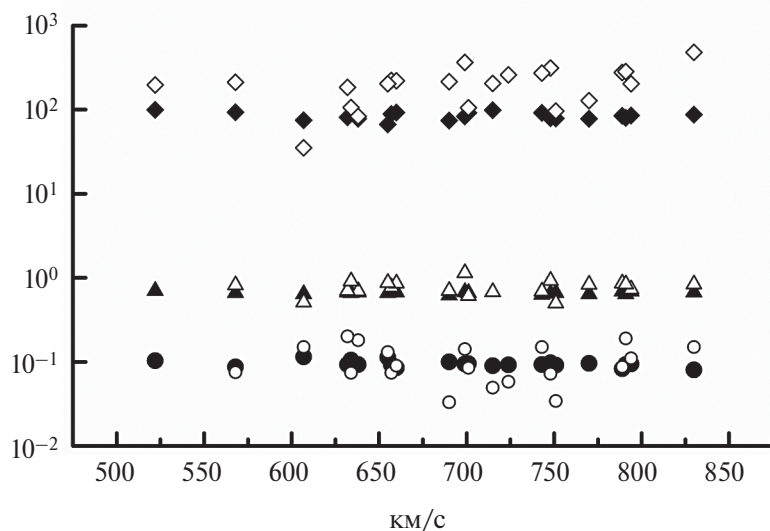


Рис. 1. Относительное содержание тепловых ионов солнечного ветра He/O (сплошные ромбы), C/O (сплошные треугольники) и Fe/O (сплошные кружки) и надтепловых ионов He/O (серые ромбы), C/O (пустые треугольники) и Fe/O (пустые кружки) с энергиями 0.04–0.08 МэВ/нуклон в потоках частиц из долгоживущей КД *СН1* [12] на 29 оборотах Солнца с начала ее существования (38 оборотов Солнца) в зависимости от максимальной скорости солнечного ветра из этой КД, по данным [14].

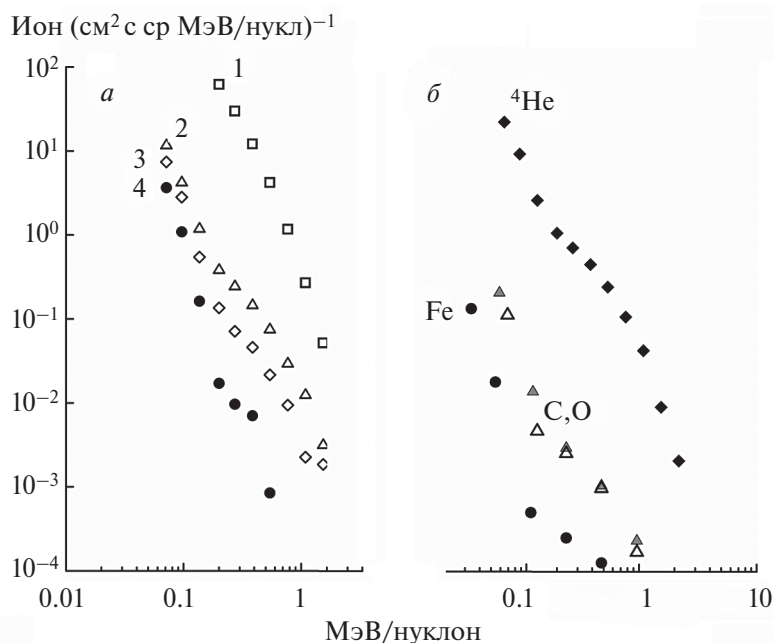


Рис. 2. Энергетические спектры надтепловых ионов ${}^4\text{He}$, ускоренных в рекуррентных потоках частиц из изучаемой здесь долгоживущей КД *CH1* [12] (а) на четырех разных оборотах ее существования: 1) № 19 18–19/12/2007, 2) № 15 3/9/2007, 3) № 14 7/8/2007, 4) № 12 14–15/6/2007. Энергетические спектры надтепловых ионов ${}^4\text{He}$ (ромбы), С (серые треугольники), О (пустые треугольники) и Fe (черные кружки) в потоках ионов из КД на 14-м обороте существования *CH2* [12] (б), наблюдавшихся 15–16.08.2008.

во внутреннюю гелиосферу в результате диффузии, аналогичной при распространении различных заряженных частиц.

пределами 1 а.е., проникающих во внутреннюю гелиосферу в результате разных видов диффузии.

ОБСУЖДЕНИЕ

Ранее проведенное нами в [11] сравнение состава тепловых ионов в потоках СВ с составом надтепловых ионов из КД позволило предположить, что ускорение ионов до надтепловых энергий происходит в процессе движения потоков частиц от Солнца не только в момент создания и выхода потоков ионов из корональных дыр, но и на всем пути в межпланетном пространстве.

Результаты данной работы показывают, что надтепловые ионы из корональных дыр являются ионами максвелловского солнечного ветра, ускоренными на Солнце и/или в межпланетном пространстве и образующими постоянно существующий высокоэнергичный вклад в ионы солнечного ветра (надтепловой «хвост» в энергетическом распределении этих ионов). Энергетические спектры ускоренных ионов «хвоста» имеют разную зависимость от энергии, что говорит о различных механизмах их ускорения. Особое внимание обращается на зарегистрированный в энергетических спектрах добавок ионов малых энергий, который мог быть обусловлен частицами из областей гелиосферы за

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования потоков энергичных ионов из КД показали, что ускорение тепловых ионов солнечного ветра до надтепловых энергий наблюдается для всех КД во всей внутренней гелиосфере. В данной работе в низкоэнергичной части спектров ионов ${}^4\text{He}$, С, О и Fe в потоках из долгоживущих корональных дыр *CH1* и *CH2* на нескольких оборотах Солнца обнаружены изломы, которые обеспечиваются дополнительным ускорением ионов, возможно, за пределами 1 а.е.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Neugebauer M., Snyder C.W.* // *Science*. 1962. V. 138. P. 1095.
2. *Barnes C.W., Simpson J.A.* // *Astrophys. J.* 1976. V. 210. P. 91.
3. *Gosling J., Pizzo V.* // *Space Sci. Rev.* 1999. V. 89. P. 21.
4. *Richardson I.G.* // *Space Sci. Rev.* 2004. V. 111. No. 3. P. 267.
5. *Fisk L.A., Gloeckler G.* // *Space Sci. Rev.* 2007. V. 130. P. 153.

6. *Ebert R.W., Dayeh M.A., Desai M.I., Mason G.M.* // *Astrophys. J.* 2012. V. 749. No. 1. P. 73.
7. *Lepri S.T., Landi E., Zurbuchen T.H.* // *Astrophys. J.* 2013. V. 768. P. 94.
8. *Зельдович М.А., Ишков В.Н., Логачев Ю.И. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2011. Т. 75. № 6. С. 825; *Zeldovich M.A., Ishkov V.N., Logachev Yu.I. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2011. V. 75. No. 6. P. 776.
9. *Зельдович М.А., Логачев Ю.И., Сурова Г.М. и др.* // *Астрон. журн.* 2014. Т. 91. № 5. С. 474; *Zel'dovich M.A., Logachev Yu.I., Surova G.M. et al.* // *Astron. Reports.* 2014. V. 58. No. 5. P. 399.
10. <https://ACE.level2.data>.
11. *Зельдович М.А., Логачев Ю.И.* // *Космич. исслед.* 2023. Т. 61. № 1. С. 3; *Zeldovich M.A., Logachev Yu.I.* // *Cosmic Research.* 2023. V. 61. No. 1. P. 1.
12. *Кузнецов С.Н., Мягкова И.Н.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 1998. Т. 62. С. 1269.
13. https://solen.info/solar/coronal_holes.html.
14. *Zeldovich M.A., Kecskeméty K., Logachev Yu I.* // *Month. Not. Royal. Astron. Soc.* 2021. V. 502. No. 2. P. 2961.
15. *Зельдович М.А., Логачев Ю.И.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2015. Т. 79. № 5. С. 657; *Zeldovich M.A., Logachev Yu.I.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2015. V. 79. No. 5. P. 603.
16. *Зельдович М.А., Логачев Ю.И., Сурова Г.М. и др.* // *Астрон. журн.* 2016. Т. 93. С. 675; *Zel'dovich M.A., Logachev Yu.I., Surova G.M. et al.* // *Astron. Reports.* 2016. V. 60. P. 687.
17. *Zhao L., Zurbuchen T.H., Fisk L.A.* // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. Art. No. L14104.
18. *Fisk L.A., Gloeckler G.* // *Space Sci. Rev.* 2012. V. 173. No. 1–4. P. 433.
19. *Зельдович М.А., Логачев Ю.И.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2017. Т. 81. № 2. С. 159; *Zel'dovich M.A., Logachev Yu.I.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2017. V. 81. No. 2. P. 140.
20. *Зельдович М.А., Логачев Ю.И., Кечкемети К.* // *Астрон. журн.* 2019. Т. 96. № 6. С. 523; *Zel'dovich M.A., Logachev Yu I., Kecskemety K.* // *Astron. Reports.* 2019. V. 96. No. 6. P. 508.

Long-lived recurrent fluxes of energetic ions from solar coronal holes

M. A. Zeldovich¹*, Yu. I. Logachev¹

Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Moscow, 119991 Russia

**e-mail: ms.zeldovich@mail.ru*

The results of studying the relative abundances and energy spectra of ⁴He, C, O, and Fe suprathermal ions in particle fluxes from a long-lived near-equatorial coronal holes are presented. It was found that the ion energy spectra had a power or exponential form and, in a number of events, increased particle fluxes were observed in the region of ion energies (~0.2–1.5 MeV/nucleon), creating a fracture in the spectra, which may be due to additional ions accelerated beyond 1 au.

УДК 523.62

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВО ВРЕМЯ ВОЗМУЩЕНИЙ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В НАЧАЛЕ НОЯБРЯ 2021 ГОДА

© 2024 г. А. С. Зверев^{1,*}, В. Г. Григорьев¹, П. Ю. Гололобов¹, С. А. Стародубцев¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр «Якутский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук» Институт космофизических исследований и аэронауки имени Ю.Г. Шафера Сибирского отделения Российской академии наук, Якутск, Россия

*E-mail: ZverevAS@ikfia.ysn.ru

Поступила в редакцию 24.05.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

С целью разработки методов прогноза негативных проявлений космической погоды исследуется динамика флуктуаций интенсивности галактических космических лучей во время геофизических возмущений в начале ноября 2021 года. Полученные результаты указывают на возможность осуществления кратковременного прогноза космической погоды в режиме реального времени по данным измерений российской национальной наземной сети станций космических лучей.

DOI: 10.31857/S0367676524020289, EDN: RPTLHW

ВВЕДЕНИЕ

Один из возможных методов прогноза космической погоды состоит в использовании явления флуктуаций интенсивности галактических космических лучей (КЛ), наблюдаемых во время крупномасштабных возмущений солнечного ветра (СВ). Флуктуации КЛ – это короткопериодные вариации интенсивности КЛ с характерным периодом $T < 3$ ч, которые возникают эпизодически во время возмущений космической погоды. Их первые систематические исследования начались в Якутске в начале 1970-х [1] и уже через несколько лет был поставлен вопрос о возможности прогноза крупномасштабных возмущений СВ по измерениям флуктуаций КЛ с помощью нейтронных мониторов [2] и о их природе. В 1974 г. в работе [3] рассматривался вопрос о модуляции малой, анизотропной части КЛ альфвеновскими волнами, в которой была установлена теоретическая связь между наблюдаемыми спектрами флуктуаций КЛ и межпланетного магнитного поля (ММП). Однако, в последующем выяснилось, что установленное в [2] соотношение справедливо только для флуктуаций КЛ и ММП с периодами $T > 3$ ч. И только, почти через 15 лет, в работе [4] рассматривался вопрос о модуляции значительно большей по величине изотропной части функции распределения КЛ быстрыми магнитозвуковыми волнами. В результате в ней была установлена магнитозвуковая природа флуктуаций

галактических КЛ и получено выражение для связи между спектрами флуктуаций КЛ и ММП:

$$\frac{P_{\text{КЛ}}(\nu)}{j_0^2} = \left[\frac{(\gamma + 2)C_a(C_w + V \sin \varphi)}{3\pi\sqrt{2k\nu}} \right]^2 \times \times \frac{P_B(\nu)}{B_0^2} \sim (10^{-2} \div 1) \frac{P_B(\nu)}{B_0^2},$$

где $P_{\text{КЛ}}(\nu)$ и $P_B(\nu)$ – спектры мощности флуктуаций КЛ и модуля ММП, ν – частота, j_0 – средняя интенсивность КЛ, B_0 – значение среднего ММП, $\gamma = 2.7$ – показатель энергетического спектра КЛ, C_a – альфвеновская скорость, C_w – скорость МГД-волны, V – скорость солнечного ветра, φ – азимутальный угол ММП, k – поперечный коэффициент диффузии КЛ. При этом авторы пришли к выводу, что поскольку быстрые магнитозвуковые волны имеют большой декремент затухания, то они должны быть генерированы локально вблизи окрестности Земли, например, потоками солнечных или штормовых частиц сверхтепловых энергий характеризующиеся значительными градиентами и нарастающей величиной потоков [5–8].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В этой работе мы использовали 5-минутные, поправленные на вариации давления, данные

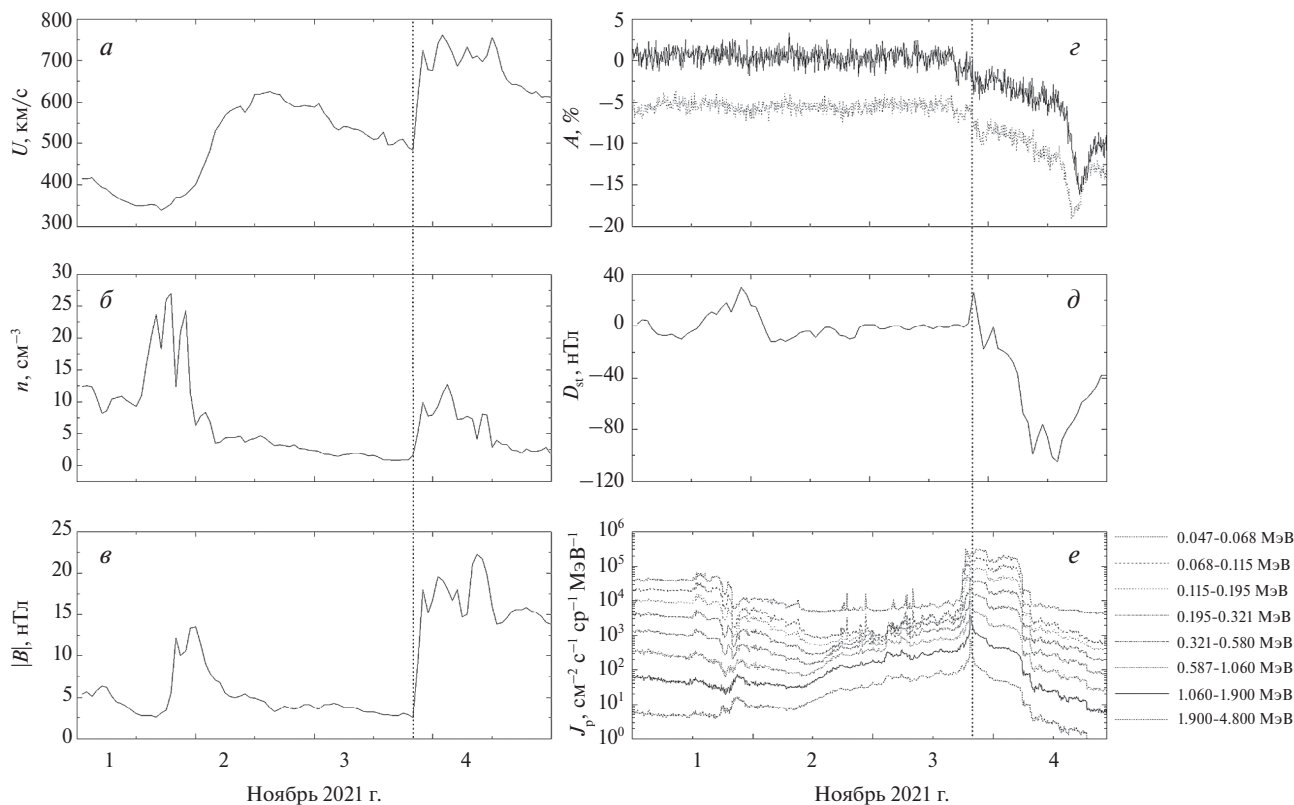


Рис. 1. Скорость (*a*) и плотность (*b*) СВ, модуль ММП (*e*), амплитуда вариаций интенсивности КЛ, по данным станций Бухта Тикси (сплошная кривая) и Якутск (пунктир) (*c*), Dst-индекс геомагнитной активности (*d*), а также потоки протонов в 8 дифференциальных энергетических каналах, по данным эксперимента EPAM на КА ACE (*e*), зарегистрированные 1–4 ноября 2021 г. Пунктиром отмечен приход МУВ. Из амплитуды вариаций интенсивности КЛ на станции Якутск вычтено 5% от среднего фона за невозмущенный период времени 1 ноября 2021 г. Показана легенда для потоков протонов, измеренных на КА ACE.

регистрации нейтронных мониторов в Якутске (24-NM-64) и Бухте Тикси (18-NM-64) [9], данные прямых наблюдений параметров межпланетной среды на космических аппаратах (КА) ACE и WIND [10, 11], а также 1-часовые данные о Dst-индексе геомагнитной активности [12].

Исходя из установленной в работе [4] природы флуктуаций галактических КЛ, можно построить физическую картину их возникновения в окрестности фронтов межпланетных ударных волн (МУВ), с приходом которых на орбиту Земли часто наблюдается геомагнитные бури и понижения Форбуша. Поскольку МУВ движутся со сверхзвуковой скоростью, то перед их фронтами часто наблюдаются потоки штурмовых частиц с энергией ~ 1 МэВ, которые характеризуются значительными градиентами и интенсивностью. Эти КЛ могут генерировать как альфвеновские, так и быстрые магнитозвуковые МГД-волны [4–7]. Последние, в свою очередь, способны модулировать поток галактических КЛ высоких энергий (более 1 ГэВ), приводя к возникновению их флуктуаций. В силу больших пробегов

эти КЛ достигают орбиты Земли на 1–2 сут. раньше, чем сама МУВ, что и регистрируется наземными детекторами как предвестник геофизических проявлений космической погоды.

В 19:54 UT 3 ноября 2021 г. находящемся вблизи точки либрации L1 КА WIND была зарегистрирована МУВ (рис. 1*a*–1*g*). Она вызвала на Земле форбуш-понижение (рис. 1*g*) и умеренную геомагнитную бурю (рис. 1*d*). На рис. 1*g* наличие флуктуаций интенсивности КЛ перед форбуш-понижением и геомагнитной бурей не очевидно, т.к. они имеют малую амплитуду и их просто не видно на уровне фона. Поэтому для их выделения нужно применять методы спектрального анализа. Для их выявления мы выбирали реализацию исходных данных длиной в 1 сут., чтобы станции, имеющие разные приемные конусы, могли полностью «обозреть» доступную им часть небесной сферы. Далее, после приведения данных к квазистационарному виду с помощью цифровой фильтрации, мы использовали стандартный метод Блэкмена–Тьюки с использованием корреляционного окна Тьюки [13].

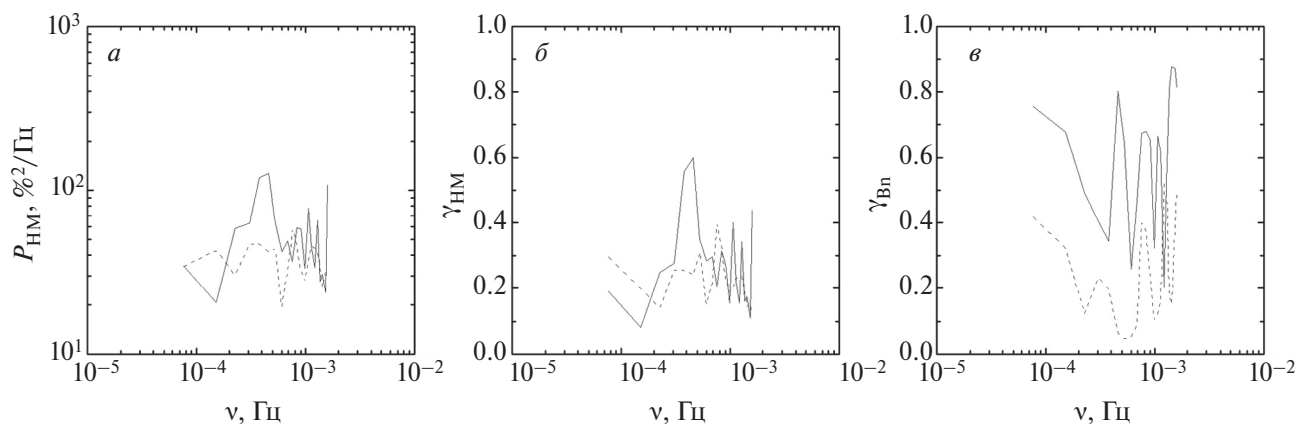


Рис. 2. Кросс-спектры флуктуаций КЛ, определенные по данным станций Якутск и Бухта Тикси (а), коэффициенты когерентности флуктуаций КЛ (б) и коэффициенты когерентности между величиной модуля ММП и плотностью плазмы СВ (в). Пунктир соответствует времени за более чем 1 сут до прихода МУВ (с 1 ноября 10:41 UT по 2 ноября 10:40 UT), сплошные линии – интервалу времени 2 ноября 15:31 UT – 3 ноября 15:31 UT перед приходом МУВ на КА WIND 3 ноября 19:54 UT.

Таким образом, мы рассчитывали их автоспектры, кросс-спектры, а также коэффициенты когерентности с числом степеней свободы $DoF \approx 27$. Подобным же образом рассчитывались и спектральные характеристики данных измерений параметров солнечного ветра на КА WIND.

Для примера, на рис. 2а показаны кросс-спектры флуктуаций интенсивности галактических КЛ за разные интервалы времени. Из него видно, что примерно за 4 часа перед началом геофизических эффектов в кросс-спектрах мощности на частоте $4 \cdot 10^{-4}$ Гц явно выделяются флуктуации галактических КЛ с периодом $T = 42$ мин, которых не было ранее. Нужно заметить, что спектры флуктуаций КЛ испытывают закономерные и весьма значительные изменения в зависимости от уровня солнечной активности [14]. Поэтому имеет смысл анализировать коэффициенты когерентности, значения которых по определению изменяются в пределах от 0 до 1. Это иллюстрирует рис. 2б, на котором еще более явно выявляются флуктуации КЛ на той же частоте. Согласно выводам ряда теоретических работ [5–7], частицы низких энергий могут генерировать в плазме СВ различные типы МГД-волн. Из рис. 1е видно, что перед фронтом МУВ пришедшей на орбиту Земли в конце 3 ноября 2021 г. потоки штормовых частиц действительно наблюдались. Тогда можно ожидать, что эти волны должны проявиться в спектрах мощности модуля ММП. А поскольку известно, что для разных типов МГД-волн характерна корреляция между собой определенных параметров среды, то не составляет большого труда определить вклад каждого из 3-х типов МГД-волн в наблюдаемый спектр флуктуаций ММП. Проведенные нами расчеты показывают, что на частоте $4 \cdot 10^{-4}$ Гц наблюдается высокая

когерентность (больше 80%) между модулем ММП В и плотностью плазмы n , что является прямым указанием на существование в это время в СВ быстрых магнитозвуковых волн. Применение приведенного выше соотношения к наблюдаемым спектрам флуктуаций интенсивности галактических КЛ и модуля ММП, с учетом того, что соответствующая частоте $4 \cdot 10^{-4}$ Гц мощность модуля ММП составляет значение $\approx 6 \text{ нТл}^2/\text{Гц}$, показывает, что возникновение наблюдаемых флуктуаций галактических КЛ обусловлено наличием в это время в межпланетной среде именно быстрых магнитозвуковых волн и их модулирующим воздействием на изотропную часть функции распределения КЛ. Это приводит нас к выводу о правильности описанной выше картины возникновения флуктуаций КЛ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что непосредственно перед приходом межпланетной ударной волны 3 ноября 2021 г. на орбиту Земли на инерционном участке спектров турбулентности солнечного ветра в области частот $\sim 10^{-4} - 1.67 \cdot 10^{-3}$ Гц наблюдались быстрые магнитозвуковые волны значительной амплитуды, которые привели к возникновению флуктуаций галактических КЛ. Эти волны были генерированы потоками штормовых частиц сверхтепловых энергий ($E_p \sim 1$ МэВ) перед ударным фронтом. Полученные результаты указывают на возможность разработки и реализации в режиме реального времени на основе наземных измерений интенсивности КЛ метода прогноза значительных геофизических проявлений космической погоды.

В работе использованы данные измерений станций КЛ Бухта Тикси и Якутск, входящих в состав

уникальной научной установки «Российская национальная наземная сеть станций космических лучей». Авторы благодарят команды ACE и WIND за предоставление данных прямых измерений параметров межпланетной среды в открытом доступе. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-20045).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Крымский Г.Ф., Кузьмин А.И., Козлов В.И. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т. 37. С. 1205.
2. *Козлов В.И.* // Бюлл. НТИ. Проблемы космофизики и аэронавтики. Якутск: ЯФ СО АН СССР, 1976. С. 9.
3. *Owens A.J.* // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. P. 895.
4. *Бережко Е.Г., Стародубцев С.А.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. С. 2361.
5. *Бережко Е.Г.* // Письма в Астрон. журн. 1986. Т. 12. С. 842.
6. *Бережко Е.Г.* // Письма в Астрон. журн. 1990. Т. 16. С. 1123.
7. *Танеев С.Н., Стародубцев С.А., Бережко Е.Г.* // ЖЭТФ. 2018. Т. 153. № 5. С. 765; *Taneev S.N., Starodubtsev S.A., Berezhko E.G.* // JETP. 2018. V. 126. No. 5. P. 636.
8. *Стародубцев С.А., Григорьев А.В., Григорьев В.Г. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 7. С. 1022; *Starodubtsev S.A., Grigoryev A.V., Grigoryev V.G. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2007. V. 71. No. 7. P. 991.
9. <http://www.ysn.ru/ipm>.
10. <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/index.html>.
11. https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/sc_merge_min1.html.
12. <https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>.
13. *Отнес Р., Энноксон Л.* Прикладной анализ временных рядов. М.: Мир, 1982. 430 с.
14. *Starodubtsev S.A., Usoskin I.G., Mursula K.* // Solar Phys. 2004. V. 224. P. 335.

The galactic cosmic ray intensity fluctuations during perturbations of the solar wind in early November 2021

A. S. Zverev*, V. G. Grigoryev, P. Yu. Gololobov, S. A. Starodubtsev

Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Yakutsk, 677027 Russia
*e-mail: ZverevAS@ikfia.ysn.ru

In order to develop methods for predicting negative manifestations of space weather, the dynamics of fluctuations in the intensity of galactic cosmic rays during geophysical disturbances in early November 2021 is studied. The obtained results point to the possibility of real-time short-term space weather forecasting based on the measurement data of the Russian national ground-based network of cosmic ray stations.

УДК 524.1

РЕГИСТРАЦИЯ СВЕЧЕНИЯ АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА В БЛИЖНЕМ УФ-ДИАПАЗОНЕ ОРБИТАЛЬНЫМ ДЕТЕКТОРОМ ТУС

© 2024 г. П. А. Климов¹*, К. Ф. Сигаева¹, В. В. Калегаев¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», Научно-исследовательский институт
ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

*E-mail: pavel.klimov@gmail.com

Поступила в редакцию 24.05.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Детектор ТУС – высокочувствительный орбитальный телескоп. Благодаря полярной орбите космического аппарата детектор проводил наблюдения УФ-свечения атмосферы над овалом полярных сияний. Проведена регистрация событий с характерными для пульсирующих полярных сияний вариациями свечения. События расположены вдоль экваториальной границы аврорального овала, возникают во время длительных геомагнитных возмущений. Сопоставление с данными детекторов заряженных частиц показывает наличие повышенного потока высыпающихся высокоэнергичных электронов (с энергиями более 100 кэВ) одновременное с УФ-свечением.

DOI: 10.31857/S0367676524020291, EDN: RPSQVJ

ВВЕДЕНИЕ

Телескоп ТУС (Трековая УСтановка) – первый в мире орбитальный детектор космических лучей предельно высоких энергий. Прибор запущен в апреле 2016 года на борту спутника «Ломоносов» и успешно проработал на орбите до декабря 2017 года. Детектор ТУС – высоко чувствительный телескоп-рефлектор, предназначенный для регистрации слабого УФ-свечения широких атмосферных ливней (ШАЛ). Прибор состоит из зеркала-концентратора площадью 2 м² и фотоприемника – матрицы из 256 пикселей (ФЭУ Hamamatsu R1463). Поле зрения одного пикселя 10 мрад, что соответствует площадке 5×5 км² на поверхности Земли. Общее поле зрения телескопа составляет 80×80 км² [1, 2].

В связи с ограниченным временем работы на орбите и высоким порогом регистрации прибор не зарегистрировал надежных кандидатов в события космических лучей предельно высоких энергий (КЛ ПВЭ). Однако высокая чувствительность детектора и хорошее временное разрешение позволили проводить исследования других оптических явлений в атмосфере Земли, например, метеоров, антропогенного свечения, транзитных световых явлений грозовой природы. Были также проведены измерения и УФ-треков в атмосфере Земли, скорее всего антропогенного происхождения [3, 4], что позволило разработать и апробировать алгоритмы поиска и реконструкции таких событий. Также

интересным результатом работы аппаратуры является регистрация необычных событий внегрозовой природы [5].

В данной работе приведены примеры измерения УФ-свечения аврорального овала и пульсирующих полярных сияний, что стало возможным благодаря полярной орбите спутника, а также сравнение с данными детекторов заряженных частиц на борту космического аппарата МЕТЕОР-М2.

РЕГИСТРАЦИЯ СВЕЧЕНИЯ АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА

В фотоприемнике детектора ТУС реализован алгоритм автоматического управления высоким напряжением на ФЭУ, что позволяет существенно расширить динамический диапазон измерений и проводить регистрацию УФ свечения атмосферы как в самых темных областях (в безлунные ночи над поверхность океана, когда интенсивность свечения составляет $\sim 3 \cdot 10^7$ фотон/см²·ср⁻¹·с⁻¹), в районах активной антропогенной деятельности, где интенсивность свечения на порядок выше, а также в районе аврорального овала, где интенсивность может достигать 10^9 – 10^{10} фотон/см²·ср⁻¹·с⁻¹. В процессе движения по орбите примерно один раз в минуту происходит сбрасывание системы отбора событий и записывается в память прибора как временная осциллограмма самого события, там и значение высокого напряжения, характеризующее

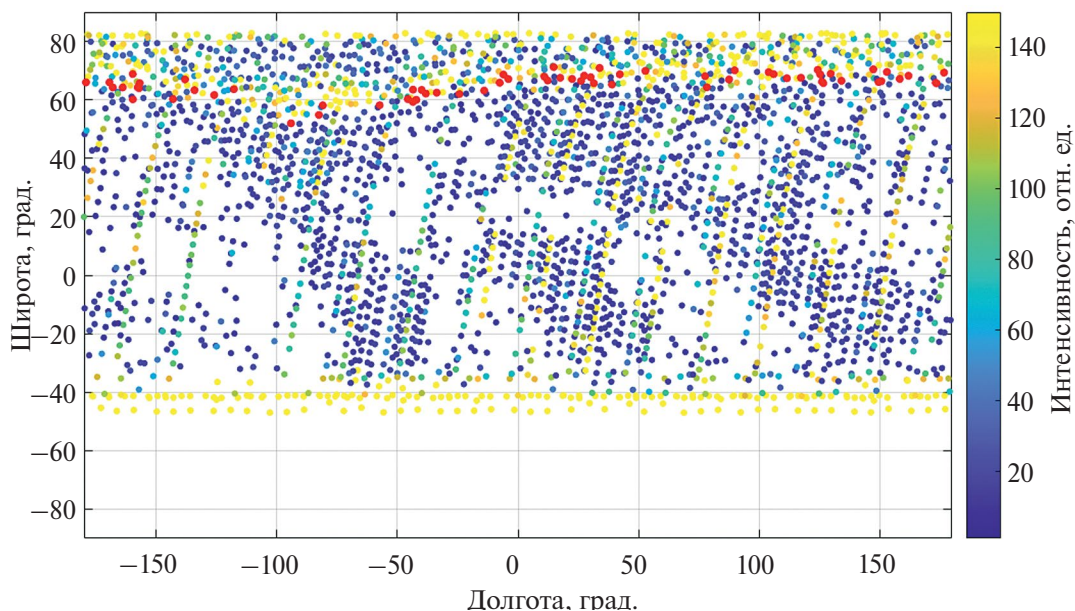


Рис. 1. Карта измерения интенсивности УФ-свечения детектором ТУС в первую неделю 2017 г. Цветом показана интенсивность в относительных единицах, красными точками — пульсирующие полярные сияния.

общую фоновую интенсивность свечения. На рис. 1 представлена суммарная карта измерений за одну неделю в начале 2017 года, когда детектор работал в режиме с временным разрешением 6.6 мс, фаза Луны была менее 50%, а в высоких широтах линия терминатора находилась севернее аврорального овала. Цветом отмечена интенсивность фонового свечения, красные точки показывают события с пульсирующими сияниями, о которых речь пойдет далее. На рисунке хорошо видны контуры материков, это связано с фактором антропогенной деятельности, а также яркая линия, совпадающая с положением аврорального овала. Интенсивность и ширина овала варьируются в зависимости от геомагнитной обстановки. К сожалению, за время пересечения овала происходит всего несколько измерений, поэтому детальной записи профиля свечения, как на спутниках «Университетский-Татьяна-2» [6] или «Вернов» [7, 8] получить не было возможности.

ПУЛЬСИРУЮЩИЕ ПОЛЯРНЫЕ СИЯНИЯ

При анализе временных осциллограмм были обнаружены события, в которых присутствует значительная (более 10%) модуляция интенсивности свечения в поле зрения прибора. Эти события имеют очень разнообразную временную структуру с характерными частотами пульсаций порядка 1–10 Гц. Пространственные области свечения локализованы с характерным размером порядка 10 км, причем одновременно в поле зрения 80×80 км² может наблюдаться несколько областей с различными временными структурами. Анализ

географического распределения и геомагнитной обстановки показал, что события измеряются в суб-авроральной зоне, а частота событий коррелирует с повышенной геомагнитной активностью (АЕ-индекс > 200 нТл). Максимальная доля событий зарегистрирована в области *L*-оболочек 4–6 [9].

Эти события всегда регистрируются на экваториальной границе аврорального овала, что хорошо видно на рис. 1: красные точки расположены вдоль яркой области овала со стороны экватора. Частота пульсаций соответствует периоду внутренней модуляции, так называемых, пульсирующих полярных сияний. Это квазипериодические модуляции интенсивности свечения авроральной атмосферы, которые появляются преимущественно в полуденно-утреннем секторе MLT обычно во время фазы восстановления суббури, выглядят как нерегулярные пятна светимости с квазипериодическими временными флуктуациями, которые часто сопровождаются быстрыми сложными движениями их яркой части, синхронизированными с изменениями их светимости [10]. Основной период пульсаций (2–20 с и более) не может быть наблюден детектором ТУС, т.к. длительность развертки не превышает 1.7 с, а вот внутренняя модуляция на фоне подъема интенсивности свечения хорошо видна. Пульсирующие полярные сияния обычно возникают на экваториальном крае аврорального овала [11], что также наблюдается для событий, зарегистрированных детектором ТУС. Подробный анализ пространственно-временной структуры событий, а также анализ их расположения приведены в работе [9].

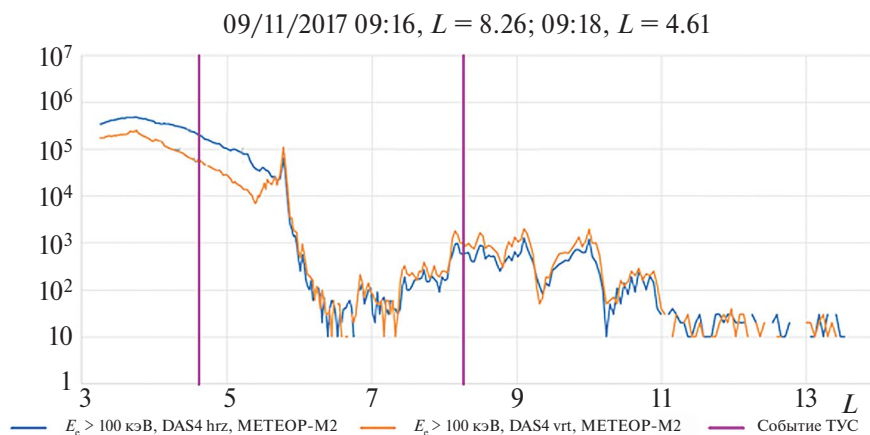


Рис. 2. Пример совместных измерений потоков энергичных электронов горизонтальным (DAS4hrz) и вертикальным (DAS4vrt) детекторами на спутнике МЕТЕОР-М2 (оранжевая и синяя кривые) и событий с УФ-пульсациями (вертикальные линии).

УФ-ПУЛЬСАЦИИ И ПОТОКИ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Геомагнитная обстановка, наблюдаемая во время регистрации событий с пульсациями, характеризуется как фаза восстановления умеренной продолжительной бури с интенсивной суббуревой активностью. Такие периоды, когда в течение двух дней значение АЕ-индекса не падает менее 200 нТл, а пиковые значения достигают до 1000 нТл получили название high-intensity, long-duration, continuous АЕ activity (HILDCAA) events [12]. Во время этих событий наблюдается активная генерация хоровых волн, которая приводит к эффективному ускорению магнитосферных электронов. Было показано, что события типа HILDCAA хорошо коррелируют с увеличением потоков магнитосферных релятивистских ($E > 2$ МэВ) электронов, наблюдаемых на геосинхронной орбите с задержкой в ~ 1.5 дня от начала HILDCAA [13, 14]. Пульсирующие события в данных детектора ТУС наблюдаются также через несколько дней после начала суббури и события HILDCAA, во время фазы восстановления с множественными пиками АЕ-индекса.

Для анализа потоков заряженных частиц были выбраны детекторы на спутнике МЕТЕОР-М2. На спутнике установлено несколько детекторов заряженных частиц, в том числе горизонтальный MGS1–М и вертикальный SKL–М, которые позволяют измерять потоки электронов с энергиями от 100 кэВ до 8 МэВ. Причем, в высоких широтах вертикальный детектор направлен примерно вдоль магнитного поля, поэтому измеряет в основном высыпаящиеся частицы, а горизонтальный детектор — захваченные частицы. На рис. 2 приведен результат измерения потоков электронов с энергией более 100 кэВ во время

регистрации двух событий детектором ТУС (отмечены вертикальными линиями). Первое событие ($L = 4.61$) произошло в районе максимума внешнего радиационного пояса (РПЗ), где потоки в 10^4 раз превышают фоновые значения, а второе ($L = 8.26$) в высокоширотной области повышенных потоков энергичных электронов (10^2 от фоновых значений), существенно вне РПЗ, причем наблюдается заметная изотропизация потоков (показания вертикального и горизонтального детекторов сравниваются), что означает присутствие значительной доли электронов, высыпаящихся в атмосферу. Такая ситуация наблюдается в большинстве случаев, когда удается найти близкие по расположению в магнитосфере измерения двух космических аппаратов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выполнены измерения УФ-свечения в авроральной зоне орбитальным детектором ТУС. Прибор показал свою эффективность для наблюдения оптических эффектов в высокоширотной атмосфере, связанных с проявлениями космической погоды. Показано, что в момент регистрации пульсирующих УФ-событий наблюдаются повышенные потоки энергичных электронов, вероятно связанные с развитием явления типа HILDCAA.

Анализ УФ-свечения атмосферы по данным детектора ТУС выполнен за счет гранта Российского научного фонда № 22-62-00010 (<https://rscf.ru/project/22-62-00010>), анализ потоков заряженных частиц по данным спутника МЕТЕОР-М2 выполнен за счет гранта Российского научного фонда № 22-62-00048 (<https://rscf.ru/project/22-62-00048>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Klimov P.A., Panasyuk M.I., Khrenov B.A. et al. // Space Sci. Rev. 2017. V. 212. No. 3–4. P. 1687.
2. Климов П.А., Зотов М.Ю., Чирская Н.П. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 442; Klimov P.A., Zotov M.Yu., Chirskaaya N.P. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 4. P. 407.
3. Khrenov B.A., Garipov G.K., Kaznacheeva M.A. et al. // JCAP. 2020. V. 2020. No. 3. Art. No. 033.
4. Klimov P.A., Khrenov B.A., Kaznacheeva M.A. et al. // Remote Sensing. 2019. V. 11. No. 20. P. 2449.
5. Казначеева М.А., Климов П.А., Хренов В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1125; Kaznacheeva M.A., Klimov P.A., Khrenov B.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 1024.
6. Sadovnichy V.A., Panasyuk M.I., Yashin I.V. et al. // Solar Syst. Res. 2011. V. 45. No. 1. P. 3.
7. Panasyuk M.I., Svertilov S.I., Bogomolov V.V. // Adv. Space Res. 2016. V. 57. No. 3. P. 835.
8. Klimov P., Garipov G., Khrenov B. et al. // J. Appl. Meteorol. Climatol. 2017. V. 56. No. 8. P. 2189.
9. Klimov P.A., Sigaeva K.F. // J. Atmos. Sol. – Terr. Phys. 2021. V. 220. Art. No. 105672.
10. Yamamoto T. // JGR. Space Phys. 1988. V. 93. P. 897.
11. Duncan C., Creutzberg F., Gattinger R. et al. // Canad. J. Phys. 2011. V. 59. P. 1063.
12. Tsurutani B.T., Gonzalez W.D. // Planet. Space Sci. 1987. V. 35. No. 4. P. 405.
13. Hajra R., Tsurutani B.T., Echer E. et al. // Geophys. Res. Lett. 2014. V. 41. No. 6. P. 1876.
14. Hajra R., Tsurutani B.T., Echer E. et al. // Astrophys. J. 2015. V. 799. No. 1. P. 39.

Registration of the auroral near-UV emission by the orbital detector TUS

P. A. Klimov^{1, *}, K. F. Sigaeva¹, V. V. Kalegaev¹

¹Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia
*e-mail: pavel.klimov@gmail.com

The TUS detector is a highly sensitive orbital telescope. Due to the polar orbit of the spacecraft, the detector made observations of the UV luminosity of the atmosphere above the aurora oval. Events with intensity variations characteristic of pulsating auroras have been registered. The events are located along the equatorial boundary of the auroral oval and occur during long-term geomagnetic disturbances. Comparison with data from charged particle detectors shows the presence of an increased flux of precipitating high-energy electrons (with energies above 100 keV) simultaneously with UV pulsations.

УДК 524.1–352

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЖЕСТКОСТИ ГЕОМАГНИТНОГО ОБРЕЗАНИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2024 г. П. А. Кручинин¹, *, В. В. Малахов¹, В. С. Голубков¹, А. Г. Майоров¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
Национальный исследовательский ядерный университет «Московский инженерно-физический институт»,
Москва, Россия

*E-mail: kruchinin_01@inbox.ru

Поступила в редакцию 24.05.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

Представлен метод определения жесткости геомагнитного обрезания, основанный на трассировке заряженных частиц в магнитном поле Земли по схеме частица-в-ячейке, реализованной в методе Бунемана–Бориса. Приведены результаты проверки метода, сравнение с теоретическими расчетами в поле идеального диполя и существующими расчетами в реальном поле. Разработанный метод показал высокую надежность при воспроизведении ожидаемых эффектов. В дипольном приближении метод показал высокую точность при сравнении с теоретическими значениями, воспроизведена картина полутени геомагнитного обрезания.

DOI: 10.31857/S0367676524020309, EDN: RPSEBE

ВВЕДЕНИЕ

Значение жесткости геомагнитного обрезания (далее ЖГО) используют для описания экранирующего эффекта геомагнитного поля [1]. В частности, оно оказывается важно при изучении космических лучей, т.к. влияет на угловое и энергетическое распределение потоков галактических и солнечных космических лучей в каждой точке [2,3].

Основным методом определения ЖГО является моделирование траектории движения заряженных частиц в магнитном поле Земли (трейсинг), которое может выполняться как упрощенно в дипольном приближении, так и с использованием эмпирических моделей разной степени сложности.

Классическими работами по расчетам ЖГО являются работы Смарта и Ши [4–6]. Для построения траекторий они решали уравнение движения методом Рунге–Кутта 4-го порядка, который является наиболее распространенным методом при трейсинге в магнитном поле. На сегодняшний момент появились новые более точные методы трейсинга в электромагнитных полях, повышена точность моделей магнитного поля Земли, а также существенно выросли вычислительные мощности, доступные исследователям.

В данной работе для трассировки частиц использовался алгоритм, основанный на схеме частица-в-ячейке, реализованной в методе

Бунемана–Бориса [7]. Данный метод, в отличие от методов Рунге–Кутта, дает возможность решать уравнения движения в магнитном поле с сохранением кинетической энергии частицы, благодаря чему, оказывается более точным и быстрым [8,9].

МЕТОДОЛОГИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для расчета ЖГО частицы заданной энергии в выбранной точке пространства и направления используется обратный трейсинг. Его суть состоит в замене направления частицы на противоположное, а самой частицы – на свою античастицу со сменой знака заряда. Восстановленная траектория соответствует траектории частицы, которая достигла бы выбранной точки под выбранным направлением. Полученные в моделировании траектории разделяются на два типа: разрешенные и запрещенные. Разрешенная траектория (например, для частиц галактического происхождения) выйдет за пределы влияния магнитного поля Земли. Запрещенная будет оставаться в окрестности Земли или пересечет ее поверхность (границу атмосферы). При последовательном варьировании жесткости трассируемой частицы определяется момент, когда тип восстановленной траектории меняется с разрешенной на запрещенную. Полученная таким образом жесткость будет наиболее точной оценкой истинной ЖГО. Точность результата увеличивается с уменьшением шага по жесткости.

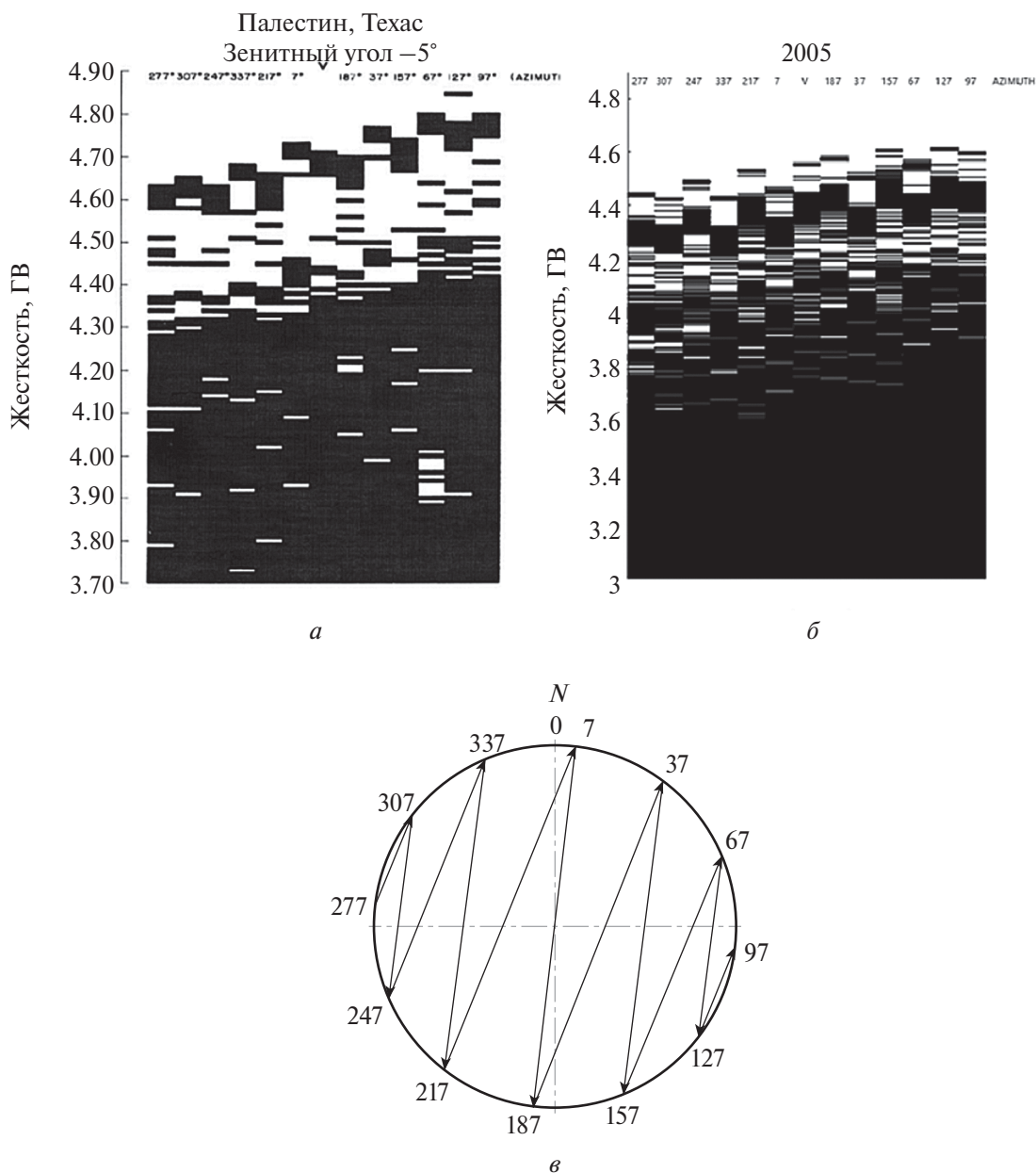


Рис. 1. Иллюстрация Смарта и Ши полутени жесткости геомагнитного обрезания (а), иллюстрация полутени геомагнитного обрезания в модели IGRF-13 (б), изображение направления обхода по азимутальным углам, показывающее расположение столбцов на рис. 1а и 1б (в). Отсчет начинается с азимутального угла $\xi = 277^\circ$. От этого значения на окружности идут стрелки, показывающие дальнейшие значения азимутальных углов и расположение столбцов на оси абсцисс и соответствующее им расположение столбцов на оси абсцисс. Данное расположение соответствует направлению запад–восток.

Для определения типа траектории разработаны следующие условия остановки обратного трейсинга. Если за время трассировки ($t = 100$ с) частица не покидает магнитосферу (условно выбрана в $30 RE$ (радиусов Земли)) или достигает поверхности Земли, то она считается вторичной (захваченной или альбедной, соответственно). В противном случае частица считается галактической.

В данной работе магнитное поле Земли задавалось двумя способами:

1) В форме идеального магнитного диполя, со значением магнитного момента Земли, рассчитанного на условно выбранную дату 01.01.2000, на основании коэффициентов модели IGRF-13 [10]. В этом случае значение ЖГО подбиралось методом последовательных приближений.

Таблица 1. Сравнение результатов ЖГО с теоретическими значениями для идеального диполя:

Широта, λ	Наименьшее относительное отклонение, %	Наибольшее относительное отклонение, %	Среднее относительное отклонение, %	Среднее абсолютное отклонение, МВ
0	0.03	1.19	0.22	1.5
20	0.04	0.97	0.23	1.1
45	0.15	4.44	1.70	2.5
70	27	44	39	2.2

2) При помощи модели IGRF-13. В качестве начального значения жесткости частицы выбирается значение, рассчитанное по формуле Штёрмера. Диапазон жесткостей в районе предполагаемой области полутени проходит с одинаковым шагом для точного восстановления череды запрещенных и разрешенных траекторий (характерная картина «штрих-кода»; рис. 1 в [4]).

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Данные, полученные с использованием дипольного поля, сравнивались с теоретическими, полученными по формуле Штёрмера. Для каждой из широт частица запускалась со следующими начальными данными: расстояние от центра диполя $R = 5 RE$ (данное значение выбрано для иллюстрации); значение азимутального угла $\xi \in [0; 360]$; значение зенитного угла $\varepsilon \in [0; 90]$.

Для экваториальных и умеренных широт относительная ошибка метода составляет 2%, а абсолютная – 2 МВ, что показывает высокую точность. Для высоких широт относительная ошибка возрастает до 40% при $\lambda = 70^\circ$. Это связано с тем, что значение ЖГО в этой области становится равным порядку абсолютной ошибки метода, что заметно ниже пороговой энергии частиц ГКЛ. Поэтому с точки зрения практического использования большое несоответствие в этой области не критично.

При расчетах в реальном поле воспроизведено распределение запрещенных и разрешенных областей, полученное в работе Смарт и Ши [4]. Как и в указанной работе, расчет выполняли для точки на высоте 400 км с географическими координатами города Палестин (США) за 2005 год. Зенитный угол, под которым частица достигает заданной точки, $\varepsilon = 5$. На рис. 1а и 1б показаны «штрих-коды»: полученный Смарт и Ши и при помощи описанного метода, соответственно. Анализируя полученные результаты, можно сделать следующие выводы.

1) ЖГО увеличивается в направлении запад-восток в геомагнитных координатах.

2) Между запрещенными (черными) и разрешенными (белыми) областями можно выделить

две полосы: одна с повышенной плотностью запрещенных полос (верхняя часть границы), вторая – разрешенных (нижняя часть границы). Физический смысл такой границы является предметом будущих исследований.

Таким образом, была восстановлена типичная картина полутени геомагнитного обрезания. Показаны те же особенности, которые получили в своей работе Смарт и Ши. Отметим, что различия по абсолютному значению жесткости между полученными данными и результатами Смарт и Ши составляют 0.1–0.2 ГВ. Это может быть связано с разными методами треинга, с разными версиями IGRF или разными алгоритмами треинга, используемыми при моделировании траекторий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, создана методика определения жесткости геомагнитного обрезания. При помощи карты относительных ошибок жесткостей обрезания показано, что относительная ошибка метода для низких широт составляет не более одного процента, что позволяет применять метод к реальному полю. Выполнена проверка алгоритма трассировки частиц, основанная на схеме частица-в-ячейке, реализованная в методе Бунемана–Бориса. Метод применен к реальному полю. Построены графики зависимости жесткости от азимутального угла, под которым частица достигает заданной точки (рис. 1). Выделены основные особенности, по которым проводилась проверка метода. Получено совпадение с результатом Смарт и Ши с точностью 0.1–0.2 ГВ. Разработанный метод показал высокую надежность при воспроизведении ожидаемых результатов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-72-10161 (<https://rscf.ru/project/19-72-10161>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Данилова О.А., Демина И.М., Птицына Н.Г., Тясто М.И. // Геомагн. и аэроном. 2019. Т. 59. № 2. С. 160; Danilova O.A., Demina I.M., Ptitsyna N.G.,

- Tyasto M.I.* // Geomagn. Aeronomy. 2019. V. 59. No. 2. P. 147.
2. *Малахов В.В., Майоров А.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 515; *Malakhov V.V., Mayorov A.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 386.
 3. *Голуб О.А., Майоров А.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 475; *Golub O.A., Mayorov A.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 350.
 4. *Smart D.F., Shea M.A.* // Adv. Space Res. J. 2005. V. 36. P. 2012.
 5. *Smart D.F., Shea M.A.* // Adv. Space Res. J. 1994. V. 14. No. 10. P. 787.
 6. *Smart D.F., Shea M.A.* // Adv. Space Res. J. 2009. V. 44. P. 1107.
 7. *Голубков В.С., Майоров А.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 512; *Golubkov V.S., Mayorov A.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 383.
 8. *Boris J.P.* // Technical Report MATT-152. Princeton: Princeton Univ., 1970.
 9. *Boris J.P.* // Proc. Conf. Numerical Simulation of Plasmas (Washington, 1971). P. 3.
 10. *Alken P., Thébault E. et al.* // Earth Planets. Space J. 2021. V. 43. P. 49.

Determination of the rigidity of the geomagnetic cutoff and simulation of the motion of particles in the Earth's magnetosphere

P. A. Kruchinin^{1,*}, V. V. Malakhov¹, V. S. Golubkov¹, A. G. Mayorov¹

¹*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*
**e-mail: kruchinin_01@inbox.ru*

A method for determination of the geomagnetic cutoff rigidity is presented. The method is based on the tracing of charged particles in the Earth's magnetic field using Buneman-Boris' particle-in-cell method. The results of the verification of the method are presented: in particular, a comparison with theoretical calculations in an ideal dipolar field and with previous calculations made under the real field condition. The developed method has shown a high reliability proven by the replication of the known effects. In the dipolar approximation, it has shown high accuracy in comparison with the theoretical calculations. Typical pattern of geomagnetic cutoff penumbra is also reproduced.