

*ИЗВЕСТИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК*

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

www.sciencejournals.ru

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.



СОДЕРЖАНИЕ

Том 87, номер 2, 2023

Новые материалы и технологии для систем безопасности

Аномальные магныоны в квантово-холловском ферромагнетике с сильным взаимодействием при факторе заполнения 2	
<i>А. Б. Ваньков, А. С. Кореев, П. С. Бережной, И. В. Кукушкин</i>	158
Биротоны и “темные иерархии” дробного квантового эффекта Холла	
<i>Л. В. Кулик, А. Б. Ваньков</i>	163
Спиновый транспорт в объеме холловского диэлектрика	
<i>А. В. Горбунов, А. В. Ларионов, Л. В. Кулик, В. Б. Тимофеев</i>	167
Низкотемпературные свойства кремниевого детектора суб-терагерцового излучения	
<i>А. Р. Хисамеева, А. В. Щепетильников, Я. В. Федотова, А. А. Дрёмин, И. В. Кукушкин</i>	172
Преобразователь поляризации на основе кремниевой решетчатой структуры для суб-терагерцового диапазона	
<i>А. М. Бровко, К. Р. Джикирба, В. М. Муравьев, И. Ш. Бахтеев, С. Ю. Молчанов</i>	177
Неравновесные процессы в полупроводниковом лазере на основе AlAs/(Al,Ga)As/GaAs микрорезонатора при возбуждении электрическими импульсами	
<i>А. А. Максимов, Е. В. Филатов, В. В. Филатов, И. И. Тартаковский</i>	182
Влияние качества интерфейсов на фотолюминесценцию инкапсулированных монослоев MoSe ₂	
<i>А. В. Черненко, А. С. Бричкин, Г. М. Голышков, А. Ф. Шевчун</i>	189
Систематическое исследование спектров гигантского комбинационного рассеяния света катионных рамановских красителей, адсорбированных на цитрат-стабилизированные серебряные наночастицы	
<i>Д. А. Грибанев, Е. В. Рудакова, Е. Г. Завьялова</i>	194
Аптасенсоры на основе трековых мембран с наноструктурированным слоем серебра для определения вирусов гриппа А и Б	
<i>В. И. Кукушкин, О. В. Криставчук, Г. А. Жданов, А. К. Кешек, А. С. Гамбарян, Е. В. Андреев, А. Н. Нечаев, Е. Г. Завьялова</i>	201
Кинетика свечения ионов Eu ³⁺ в вольфраматах (Lu _{1-x} Eu _x) ₂ (WO ₄) ₃ и молибдатах (Lu _{1-x} Eu _x) ₂ (MoO ₄) ₃	
<i>С. В. Зайцев</i>	208
Эффект близости в ферромагнитных структурах InGaAs/GaAs/CoPt	
<i>С. В. Зайцев</i>	213
Исследование распределения напряженности электрического поля в цилиндрической камере с коаксиальным вводом энергии сверхвысокочастотного излучения	
<i>А. А. Довгань, И. Ш. Бахтеев, С. Ю. Молчанов, В. В. Мартынов, Б. М. Бржозовский, Е. П. Зинина</i>	218
Исследование эффекта мультипакторного разряда в коаксиальных переключателях	
<i>А. А. Довгань, И. Ш. Бахтеев, С. Ю. Молчанов, С. И. Кузюткин</i>	226

Физика авроральных явлений

Сопоставление низкочастотных характеристик модельного спирального магнитного облака солнечного ветра с наблюдаемыми возмущениями	
<i>Н. А. Бархатов, С. Е. Ревунов, О. М. Бархатова, Е. А. Ревунова</i>	232
Модернизированный оптический комплекс на полигоне “Верхнестуломский”: научная аппаратура и первые результаты	
<i>А. А. Белов, П. А. Климов, Б. В. Козелов, А. С. Мурашов, А. В. Ролдугин, Д. А. Трофимов</i>	241
Моделирование токового слоя в хвосте магнитосферы Юпитера	
<i>П. В. Сецко</i>	248
Связь высоты стабильных авроральных красных дуг с солнечной активностью. Результаты наблюдений на меридиане Якутска	
<i>И. Б. Иевенко, С. Г. Парников, А. В. Сокольников</i>	254
Анализ аномального события GLE66 29 октября 2003 г.	
<i>Ю. В. Балабин</i>	262
Рост геомагнитно-индуцированных токов во время геомагнитных бурь, вызванных корональным выбросом массы и высокоскоростным потоком солнечного ветра, в 2021 году	
<i>В. Б. Белаховский, В. А. Пилипенко, Я. А. Сахаров, В. Н. Селиванов</i>	271
Особенности возбуждения волновогода Земля—ионосфера на частотах выше частоты первого поперечного резонанса	
<i>А. В. Ларченко, О. М. Лебедь, С. В. Пильгаев, Д. И. Сидоренко, Ю. В. Федоренко</i>	278
Модельная оценка погрешности расчета полного электронного содержания методом разнесенного приема спутниковых сигналов	
<i>С. М. Черняков</i>	286
Эффективности возбуждения эмиссий и формирования электронной концентрации в полярных сияниях	
<i>В. Е. Иванов, Ж. В. Дашкевич, О. И. Ягодкина</i>	292
Исследование излучения молекулярного кислорода O_2^* в полосах Герцберга I в свечении ночного неба Земли	
<i>О. В. Антоненко, А. С. Кириллов</i>	297

Contents

Vol. 87, No. 2, 2023

New Materials and Technologies for Security Systems

Anomalous magnons in quantum Hall ferromagnet with strong interaction at filling factor 2 <i>A. B. Vankov, A. S. Koreyev, P. S. Berezhnoy, I. V. Kukushkin</i>	158
Birotons and ‘dark hierarchies’ in fractional quantum Hall effect <i>L. V. Kulik, A. B. Van’kov</i>	163
Spin transport in a volume of a Hall dielectric <i>A. V. Gorbunov, A. V. Larionov, L. V. Kulik, V. B. Timofeev</i>	167
Low-temperature properties of a silicon-based sub-THz detector <i>A. R. Khisameeva, A. V. Shchepetilnikov, Ya. V. Fedotova, A. A. Dremine, I. V. Kukushkin</i>	172
Sub-terahertz polarization converter based on a silicon lattice structure <i>A. M. Brovko, K. R. Dzhikirba, V. M. Muravev, I. Sh. Bahteev, S. Yu. Molchanov</i>	177
Non-equilibrium processes in a semiconductor laser based on AlAs/(Al,Ga)As/GaAs microcavity under electric pulses excitation <i>A. A. Maksimov, E. V. Filatov, V. V. Filatov, I. I. Tartakovskii</i>	182
Effect of interface quality on photoluminescence of encapsulated MoSe ₂ monolayers <i>A. V. Chernenko, A. S. Brichkin, G. M. Golyshkov, A. F. Shevchun</i>	189
A systematic study of SERS spectra of cationic Raman dyes adsorbed on citrate-stabilized silver nanoparticles <i>D. A. Gribanyov, E. V. Rudakova, E. G. Zavyalova</i>	194
Aptasensors based on track-etched membranes coated with nanostructured silver layer for influenza A and B virus detection <i>V. I. Kukushkin, O. V. Kristavchuk, G. A. Zhdanov, A. K. Keshek, A. S. Gambaryan, Ye. V. Andreev, A. N. Nechaev, E. G. Zavyalova</i>	201
Luminescence kinetics of Eu ³⁺ ions in tungstates (Lu _{1-x} Eu _x) ₂ (WO ₄) ₃ and molybdates (Lu _{1-x} Eu _x) ₂ (MoO ₄) ₃ <i>S. V. Zaitsev</i>	208
Proximity effect in ferromagnetic structures InGaAs/GaAs/CoPt <i>S. V. Zaitsev</i>	213
Study of the electric field density distribution in cylindrical chamber with coaxial feed of super high frequency radiation energy <i>A. A. Dovgan, I. Sh. Bahteev, S. Yu. Molchanov, V. V. Martynov, B. M. Brzhozovskii, E. P. Zinina</i>	218
Numerical investigation of multipactor discharge in coaxial switches <i>A. A. Dovgan, I. Sh. Bahteev, S. Yu. Molchanov, S. I. Kuzutkin</i>	226

Physics of Auroral Phenomena

Comparison of the low-frequency characteristics of the model solar wind spiral magnetic cloud with observed disturbances <i>N. A. Barkhatov, S. E. Revunov, O. M. Barkhatova, E. A. Revunova</i>	232
---	-----

Upgraded optical complex in ‘Verkhnetulomsky’ observatory: equipment and first results <i>A. A. Belov, P. A. Klimov, B. V. Kozelov, A. S. Murashov, A. V. Roldugin, D. A. Trofimov</i>	241
Simulation of current sheet in the Jupiter’s near magnetotail <i>P. V. Setsko</i>	248
Relationship of the stable auroral red arcs height to solar activity. The observation results at the Yakutsk meridian <i>I. B. Ievenko, S. G. Parnikov, A. V. Sokolnikov</i>	254
Analysis of the anomalous event GLE66 on October 29, 2003 <i>Yu. V. Balabin</i>	262
The Growth of Geomagnetic-Induced Currents during Geomagnetic Storms caused by Coronal Mass Ejection and High-Speed Solar Wind Stream in 2021 <i>V. B. Belakhovsky, V. A. Pilipenko, Ya. A. Sakharov, V. N. Selivanov</i>	271
Peculiarities of excitation of the Earth–ionosphere waveguide at frequencies above the frequency of the first transverse resonance <i>A. V. Larchenko, O. M. Lebed, S. V. Pilgaev, D. I. Sidorenko, Yu. V. Fedorenko</i>	278
Model estimation of total electron content calculation error by the method of spaced reception of satellite signals <i>S. M. Cherniakov</i>	286
Efficiencies of emission excitation and electron density formation in auroras <i>V. E. Ivanov, Zh. V. Dashkevich, O. I. Yagodkina</i>	292
Investigation of the glow of the Herzberg I band of molecular oxygen in the Earth’s night sky <i>O. V. Antonenko, A. S. Kirillov</i>	297

Новые материалы и технологии для систем безопасности

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

УДК 535.2

АНОМАЛЬНЫЕ МАГНОНЫ В КВАНТОВО-ХОЛЛОВСКОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С СИЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ПРИ ФАКТОРЕ ЗАПОЛНЕНИЯ 2

© 2023 г. А. Б. Ваньков¹, *, А. С. Кореев¹, П. С. Бережной¹, И. В. Кукушкин¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, Черноголовка, 142432 Россия

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

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

В двумерных электронных системах при больших значениях параметра Вигнера–Зейтса обнаружена аномальная ветвь магнов. В состоянии квантово-холловского ферромагнетика с фактором заполнения 2 дисперсия магнов имеет магниторотонный минимум, глубина которого зависит от параметра концентрации электронов. Магноны в ротонном минимуме проявляют взаимное притяжение.

DOI: 10.31857/S0367676522700296, EDN: ADSDIJ

ВВЕДЕНИЕ

Огромное множество вопросов физики сильно-коррелированных двумерных электронных систем (ДЭС) сосредоточено вокруг квантового эффекта Холла (КЭХ), причем не только дробного, но и целочисленного. В последние годы было опубликовано много исследований, показывающих, что и при целочисленных факторах заполнения КЭХ является суть многочастичным эффектом с образованием новых фазовых состояний, хитрыми корреляциями и перенормировкой энергетического спектра. Кроме того, в последние несколько лет прогресс в технологии эпитаксиального роста позволил добиться сверхвысокоподвижных электронных систем с параметром Вигнера–Зейтса $r_s \sim 30$ в гетероструктурах ZnO. Это спровоцировало новый виток интереса к таким экзотическим ДЭС и обнаружением в этих материалах уникальных фаз – Вигнеровского кристалла, Стонеровского ферромагнетика и нового семейства дробей с большими знаменателями [1–3]. Однако обнаружение – это лишь начало истории, потому как данные новые фазы вещества имеют качественно иную структуру, симметрию, энергетический спектр. Многие из этих аспектов могут быть расшифрованы с помощью зондирования спектра нейтральных коллективных возбуждений зарядовой и спиновой плотности. Их свойства зависят от конфигурации электронов в основном состоянии и от межчастичных корреляций. В частности, многие параметры состояний с ферромагнитным упорядочением мо-

гут быть извлечены из свойств спиновых экситонов (магнонов) [4, 5]. Квантово-холловские ферромагнетики в этом отношении могут различаться ввиду различной спиновой конфигурации электронов на уровнях Ландау и, соответственно, разного характера обменного взаимодействия. Стонеровский ферромагнетик при факторе заполнения $\nu = 2$, возникающий при $r_s \gg 1$ [6], является экзотической фазой, у которой до сих пор неизвестен характер щелевых возбуждений и микроскопический механизм фазового превращения в парамагнетик $\nu = 2$. В данной работе экспериментально и теоретически исследуются свойства низкоэнергетических магнов, характер их дисперсии, взаимодействия друг с другом.

Экспериментальные исследования были выполнены на пяти гетероструктурах MgZnO/ZnO, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Концентрации электронов в различных образцах составляли от 1.75 до $4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а низкотемпературные подвижности превышали $4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Измерения проводились в криостате откачки паров He³ с температурой гелиевой бани $T = 0.35 \text{ К}$ в магнитных полях до 15 Тл . Для достижения условий ферромагнитной неустойчивости при факторе заполнения $\nu = 2$ требовалось иметь наклонную ориентацию магнитного поля по отношению к нормали образца. При этом изменялось соотношение между величиной зеemannовской и циклотронной энергий. Для каждого из образцов эта ориентация магнитного поля выбиралась исходя из фазовой диаграммы ферро-

магнитного перехода в координатах электронная концентрация–угол наклона [7]. Для использованных гетероструктур наклон составлял от 10 до 43 градусов.

Оптические эксперименты проводились с использованием перестраиваемого титан-сапфирового лазера, удвоенного по частоте с длиной волны в диапазоне 366–367 нм вблизи прямой оптической щели ZnO. При этом изучалась магнитополевая эволюция сигнала фотолюминесценции с двумерных электронов с целью определить значения магнитного поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения, а также отслеживать сигнатуры ферромагнитной, либо парамагнитной фаз в состоянии КЭХ с $\nu = 2$. Измерения дисперсии коллективных возбуждений проводились методом резонансного неупругого рассеяния света с изменяемым импульсом передачи. Для фотовозбуждения электронной системы и для регистрации сигнала рассеянного света использовались два кварцевых многомодовых световода, ориентированных под различными углами к поверхности образца. Передаваемый импульс задавался разницей проекций налетающего и рассеянного фотонов на плоскость 2D-системы, и достигал значений в диапазоне 0.4 до $3.0 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Для достижения максимальной точности измерения энергии коллективных возбуждений использовался спектрометр в сочетании с ПЗС-матрицей. Итоговая погрешность в определении положения пиков достигала 3–4 мкэВ.

Идентификация спинового экситона в спектрах неупругого рассеяния света не представляет проблемы, так как это коллективное возбуждение имеет энергию близкую к одночастичному Зеемановскому расщеплению, а также при всех факторах имеет спектральную ширину на порядки меньше аппаратной погрешности [8].

На рис. 1 показана последовательность рамановских спектров спинового экситона при факторе заполнения $\nu = 2$ на гетероструктуре с концентрацией электронов $n = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ вблизи точки фазового перехода парамагнетик-ферромагнетик в этом образце. Значения двумерного импульса, переданного коллективным возбуждениям в процессе неупругого рассеяния, подписаны на каждой спектральной кривой. Сразу обращает на себя внимание тот факт, что рамановский сдвиг SE уменьшается с импульсом при $\nu = 2$, хотя известно общее свойство магновнов в ферромагнетике иметь квадратичную положительную дисперсию. Поэтому отрицательная дисперсия при $\nu = 2$ – качественно новый результат, требующий тщательного исследования.

Измерения, проведенные на серии образцов, показывают, что крутизна дисперсии существенно возрастает с ростом электронной плотности (см. рис. 2). Ниже будет показано, что дисперсия

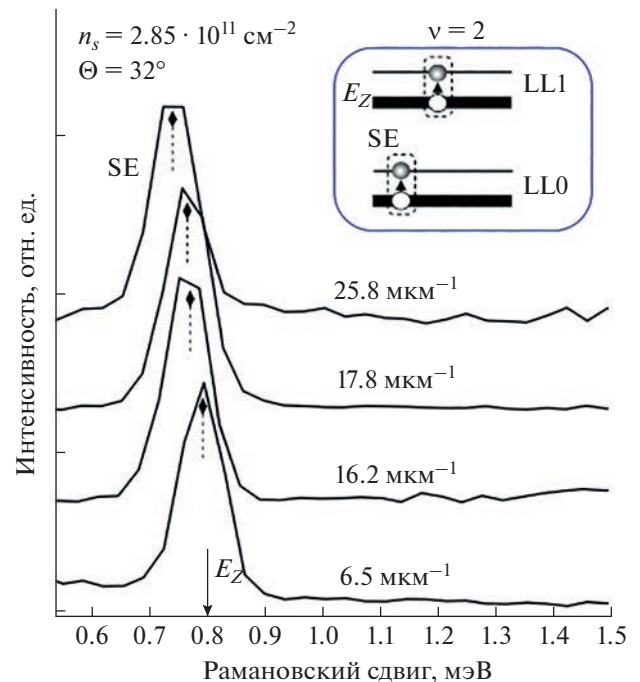


Рис. 1. Последовательность рамановских спектров спиновых экситонов (SE) в ферромагнитном состоянии $\nu = 2$ и различных значениях импульса.

SE при $\nu = 2$ имеет сложную функциональную форму и, как правило, содержит точки перегиба. Но гораздо более важным выводом является то, что дисперсия SE отрицательна везде – даже для 2D-системы с самой низкой плотностью $n = 1.75 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, где ферромагнитный переход происходит естественным образом, уже при перпендикулярной ориентации магнитного поля.

Отрицательный наклон дисперсии спинового экситона при $\nu = 2$ в диапазоне безразмерных импульсов до ~ 0.3 является свидетельством наличия магниторотонного минимума, который достигается в режиме КЭХ на импульсах $q l_B \sim 1$. Как будет показано ниже, форма кривой в этом случае не описывается квадратичным законом, а сама отрицательная дисперсия объясняется взаимодействием двух спин-флип магнитоэкситонов.

Для описания отрицательной дисперсии в ферромагнитной фазе $\nu = 2$ не подходит формализм теории возмущений по параметру $r_c = E_c / \hbar \omega_c$, потому как для настоящего случая $r_c \gg 1$ и велико влияние смешивания уровней Ландау. Электрон-электронные корреляции приводят к перераспределению заполнения уровней Ландау, и неопределенными оказываются не только возбужденные, но и основное состояние. Главными отправными точками в вычислении энергетического спектра являются полная проекция спина состояний системы и их суммарный импульс, а распределение электронов в собственных состоя-

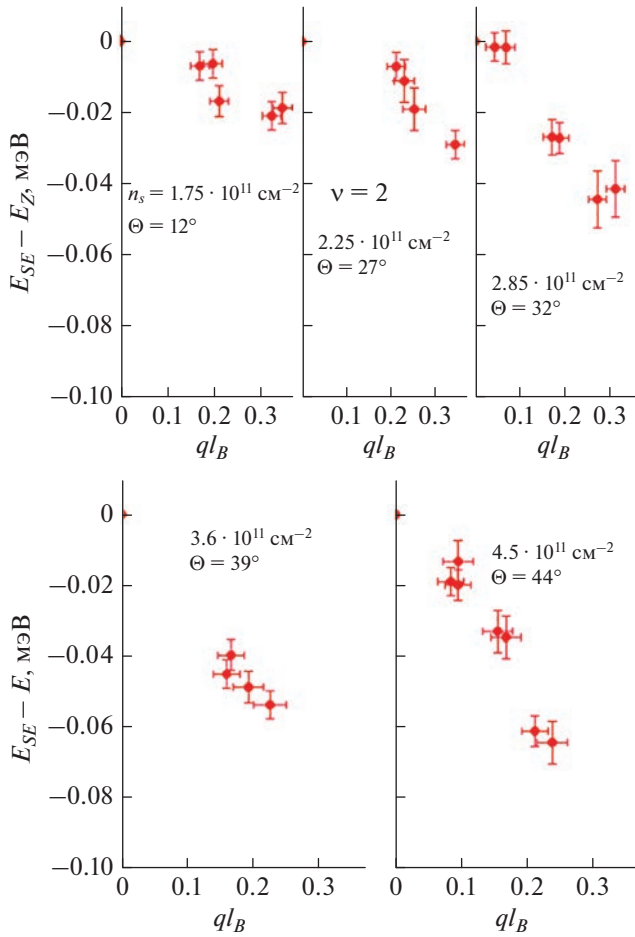


Рис. 2. Графики дисперсии SE в ферромагнитной фазе $\nu = 2$ в пяти исследованных образцах. Энергии приведены за вычетом Зеемановского расщепления. Величины электронных концентраций и углов наклона указаны на графиках. По оси абсцисс волновые вектора в безразмерных единицах обратной магнитной длины.

ниях системы должно быть учтено самосогласованно при действии полного гамильтониана взаимодействующих электронов. Эта процедура проводилась в настоящей работе методом точной диагонализации электронного спектра на конечном числе электронов. Для задачи брались одночастичные зонные параметры электронной системы m^* и g^* , диэлектрическая проницаемость ϵ , учитывался геометрический наклон магнитного поля к нормали двумерной системы, полная концентрация и фактор заполнения. Еще учитывалось влияние нелокальности волновой функции электронов в нижайшей подзоне размерного квантования на потенциал Кулоновского взаимодействия, посредством самосогласованного решения уравнений Шрёдингера и Пуассона при заданной концентрации электронов [9].

Результаты расчета дисперсии SE для параметров, актуальных для образца с $n = 2.85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

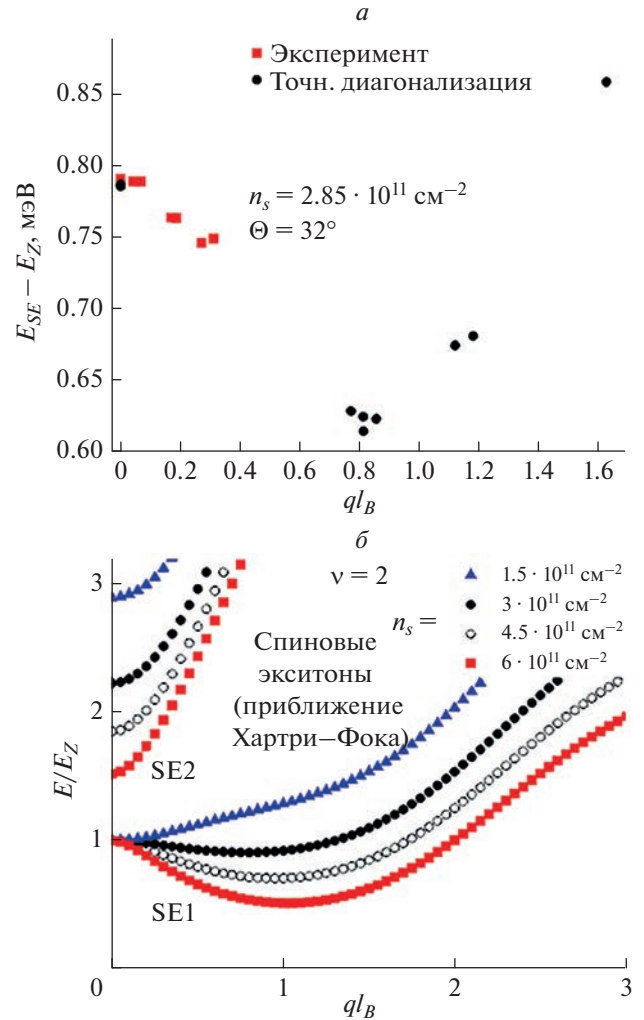


Рис. 3. Построение дисперсии SE при $\nu = 2$ FM для образца с $n = 2.85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для данных, полученных в эксперименте (квадраты), и методом точной диагонализации (кружки) (а). Дисперсионные кривые двух нижних SE при $\nu = 2$ FM для четырех различных концентраций электронов, рассчитанные в приближении Хартри-Фока с экранированным кулоновским потенциалом (б). Для удобства сравнения значения энергий нормированы на величину Зеемановского расщепления.

показаны на рис. 3а вместе с соответствующими экспериментальными данными.

Отрицательная длинноволновая дисперсия SE при $\nu = 2$ не характерна для состояний КЭХ, и не вписывается в парадигму одномоновых моделей. Для описания таких возбуждений, прежде всего, необходимо отталкиваться от основного состояния с полной спиновой поляризацией (что ранее было подтверждено экспериментально). Расчет нейтральных спин-флип возбуждений со стороны ферромагнитной фазы здесь был проделан с учетом состояний на трех самых нижних уровнях Ландау. Формально, большие значения парамет-

ра r_c в этой задаче не позволяют разделять всевозможные возбуждения по индексам участвующих уровней Ландау — они все сильно перемешаны, но численную задачу оказывается возможным решить для всего семейства спин-флип переходов, просто выбрав изменение проекции полного спина системы на ось магнитного поля [6]. Естественно, что в ответе должно получиться хотя бы одно спин-флип возбуждение, энергия которого при $q = 0$ строго равна Зеемановской щели (см. рис. 3б). Именно его правильно называть спиновым экситоном SE, хотя, как будет видно при дальнейшем рассмотрении, оно не является независимым и сильно смешивается с ближайшей по энергии спин-флип модой.

Для качественного объяснения наблюдаемого закона дисперсии SE можно использовать представление системы взаимодействующих электронов в виде ферми-жидкостных квазичастиц на перенормированных уровнях Ландау. Таким образом получится, что основное состояние системы поровну разбито на два сорта квазичастиц с разным орбитальным квантовым числом и одинаковыми проекциями спина. Отсюда возникает то самое многообразие смешанных спин-флип переходов, расчет которых велся методом диагонализации. Если предположить, что характер взаимодействия заряженных квазичастиц ослаблен поляризуемостью ДЭС за счет виртуальных переходов между уровнями Ландау, то далее применимо одномодовое приближение. В нем можно рассматривать совокупность переходов между различными заполненными и пустыми уровнями Ландау и находить собственные вектора.

Здесь множество явно учитываемых спин-флип переходов было рассмотрено в базисе двух нижних уровней Ландау. Многочастичные энергетические вклады и соответствующие матричные элементы были рассчитаны в духе хорошо известного приближения Хартри–Фока (HFA) с учетом возросшей поляризуемости уровней Ландау посредством приближения хаотических фаз [10]. Чтобы показать суть переигрывания законов дисперсии, результаты расчета для двух нижайших спин-флип возбуждений показаны на рис. 3б при различных значениях электронной концентрации. Видно, что выраженность отрицательного фрагмента дисперсии связана со взаимным расталкиванием двух мод.

Расталкивание тем сильнее, чем ближе значения энергий двух возбуждений при $q = 0$. Если вдали от условия совпадения энергий начальный участок дисперсии имеет квадратичный характер, то в случае вырождения при $q = 0$ — наклон мод уже имеет линейный характер. В пределе $r_c \gg 1$ видно, что участок отрицательного наклона исчезает, а две моды слабо взаимодействуют, как и должно быть в случае ферромагнетика без конкурирующих долин. Кроме того, в этих полуаналитических расчетах мы можем уже назвать две вза-

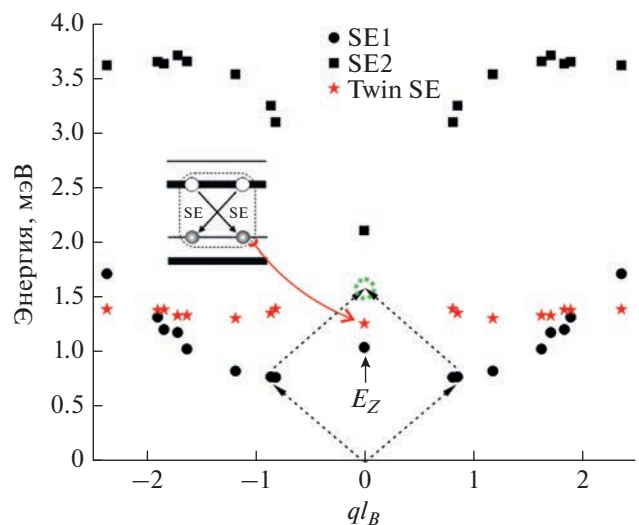


Рис. 4. Расчетные законы дисперсии для двух нижайших гибридованных спин-флип мод SE1 и SE2, а также дисперсия сдвоенной спиновой моды twin-SE в ферромагнитной фазе $\nu = 2$. На вставке представлена двухэкситонная диаграмма twin-SE как два слипшихся магнито-ротонных SE с противоположными импульсами.

имодействующие моды своими именами — одна из них является внутриуровневым спиновым экситоном, а другая — обратный циклотронный спин-флип переход с уровня LL1 на уровень LL0. Относительный вклад каждого из этих двух магнитоэкситонов в общую моду зависит от импульса, и в ротонном минимуме доминирует именно последний тип спин-флип переходов.

Таким образом, особый характер дисперсии при ферромагнитном упорядочении $\nu = 2$ связан вызван сочетанием наличия полной спиновой поляризации с наличием двух сортов квазичастиц, условно находящихся на соседних уровнях Ландау с одной проекцией спина.

Наличие магниторотонных минимумов для нижайшего спин-флип возбуждения в ферромагнитной фазе $\nu = 2$ является предпосылкой для фазового перехода в парамагнитное состояние. Однако глубина этого ротонного минимума в точке перехода совершенно недостаточна для полного смягчения одиночного спин-флип перехода. Свойства магниторотонной моды SE были детально проработаны далее в контексте возможных многоэкситонных комбинаций и сопутствующего выигрыша в энергии для достижения неустойчивости и фазового перехода. Было доказано, что эти спиновые возбуждения притягиваются и имеют тенденцию слипаться в комплексы. Для этого была проведена точная диагонализация энергии возбуждений для состояний с двукратным изменением полного спина $S_z = +2$. На рис. 4 показан результат расчета для концентрации 2D-электронов $n = 3.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. График содержит данные о дисперсии двух ни-

жайших мод SE1, SE2 и для возбуждений с двойным переворотом спина (красные звездочки).

Наиболее интересна энергия двойных спин-флип экситонов в точке $q = 0$ — она заметно меньше не только чем двойная энергия Зеемана, но и чем двойная энергия магниторотонов, что схематически иллюстрировано параллелограммом. Это убедительное свидетельство того, что существуют процессы, состоящие из двух слипшихся SE-близнецов, которые энергетически выгоднее, чем два отдельных SE1. Эти двухмодовые возбужденные состояния можно в целом описать как свертку двух SE-мод:

$$| \text{twin} - SE_{(q=0)} \rangle = \int f(k) | SE1_{(k)} \rangle | SE1_{(-k)} \rangle d^2k.$$

Понятно, что наибольший вклад в сумму будут вносить компоненты SE1 с наибольшей плотностью состояний, т.е. вблизи магниторотонного минимума. Таким образом, двойную SE-моду можно рассматривать как два слипшихся спин-флип магниторотона (см. диаграмму на вставке к рис. 4). Наконец, выигрыш в энергии для этого возбуждения по сравнению с двойной энергией магниторотона доказывает, что вообще моды SE1 притягиваются и могут образовывать стабильные мульти-SE комплексы, приводящие к фазовой нестабильности.

Целочисленный спин возбуждений SE1, их высокая плотность состояний в магнито-ротонном минимуме и взаимное притяжение открывают возможность образования макроскопических ансамблей или даже конденсатов. В проведенном эксперименте мы не исследовали время жизни SE, но по их близкой аналогии с возбуждениями CSFM в парамагнитной фазе $\nu = 2$, можно ожидать, что спин-флип возбуждения в магниторотонном минимуме могут быть чрезвычайно долгоживущими — порядка миллисекунд или даже секунд.

В заключение, в двумерных электронных системах на основе ZnO с сильным кулоновским

взаимодействием обнаружена аномальная ветвь магнонов (спиновых экситонов). Методом неупругого рассеяния света изучалось поведение магнона в состоянии квантово-холловского ферромагнетика с фактором заполнения $\nu = 2$. Оказалось, что спиновые экситоны имеют отрицательную дисперсию по импульсу с крутизной, зависящей от электронной концентрации. Отрицательная дисперсия спинового экситона связана с его взаимодействием с другой спиновой модой, имеющей более высокую энергию. В расчетах дисперсии магнонов методом точной диагонализации проявляется магниторотонный минимум, а также вскрывается притягивающее взаимодействие между магнонами в минимуме дисперсии.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Falson J., Kozuka Y., Smet J.H. et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. Art. No. 082102.
2. Falson J., Sodemann I., Skinner B. et al. // Nature Mater. 2021. V. 21. No. 3. P. 311.
3. Van'kov A.B., Kaysin B.D., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. Art. No. 235401.
4. Van'kov A.B., Kulik L.V., Kukushkin I.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. Art. No. 246801.
5. Van'kov A.B., Kaysin B.D., Volosheniuk S. et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. Art. No. 041407.
6. Vankov A.B., Kaysin B.D., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. Art. No. 121412(R).
7. Van'kov A.B., Kaysin B.D., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. Art. No. 235401.
8. Van'kov A.B., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. Art. No. 235424.
9. Solovyev V.V., Van'kov A.B., Kukushkin I.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. Art. No. 082102.
10. Smith A.P., MacDonald A.H., Gumbs G. // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. P. 8829.

Anomalous magnons in quantum Hall ferromagnet with strong interaction at filling factor 2

A. B. Vankov^{a, *}, A. S. Koreyev^a, P. S. Berezhenoy^a, I. V. Kukushkin^a

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

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

In two-dimensional electronic systems, at large values of the Wigner–Seitz parameter, an anomalous branch of magnons was found. In a quantum Hall ferromagnet state with $\nu = 2$, the magnon dispersion reveals a magnetoroton minimum with depth dependent on electron density. Magnetorotons with opposite momenta are shown to attract each other.

УДК 535.2

БИРОТОНЫ И “ТЕМНЫЕ ИЕРАРХИИ” ДРОБНОГО КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

© 2023 г. Л. В. Кулик¹, *, А. Б. Ваньков¹

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 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Расчетами методом точной диагонализации показано, что помимо широко известной иерархии Лафлина–Джейна состояний дробного квантового эффекта Холла существуют другие “темные” иерархии, не наблюдаемые экспериментально в самых высокоподвижных образцах, но могущие оказывать существенное влияние на термодинамику и спектральные характеристики дробных состояний.

DOI: 10.31857/S0367676522700302, EDN: ADTYMG

На сегодняшний день дробные состояния квантового эффекта Холла (КЭХ) являются единственной экспериментально реализуемой системой для наблюдения квазичастиц с не фермиевской и не бозевской статистикой — энионов. Пионерские работы [1, 2] по экспериментальному обнаружению квазичастиц, подчиняющихся абелевой энионной статистике $\pi/3$, в состоянии ДКЭХ $1/3$ открыли принципиально новые перспективы для вовлечения энионов в прикладную физику. Интенсивно исследуются состояния ДКЭХ с неабелевыми энионами в дробных состояниях $5/2$ и $12/5$ [3, 4]. Экспериментально наблюдаются не только отдельные энионы, но и многочастичные комплексы, построенные из энионов, исследуются их коллективные свойства и особенности их статистики [5]. Дальнейшее развитие экспериментальных методов исследования энионной материи, возможно, в самое ближайшее время, приведет к наблюдению квазичастиц не только со статистикой $\pi/3$, но и с более сложными абелевыми и неабелевыми статистиками. Однако уже на современном этапе развития физики дробных состояний КЭХ возникают физические проблемы, связанные с термодинамикой и спектральными свойствами наблюдаемых дробных состояний, которые поднимают фундаментальные вопросы об иерархической структуре дробных состояний и о взаимосвязях между различными дробными состояниями. Например, в спектре нейтральных возбуждений дробных состояний $1/3$, $2/5$, $3/7$ экспериментально наблюдаются возбуждения зарядовой плотности с аномально малыми энергиями по

сравнению с расчетными [6]. Не меньшие проблемы возникают с интерпретацией активационных зависимостей проводимости для известных дробных состояний КЭХ вблизи фактора заполнения $1/2$ [7].

Естественно, что для создания общей иерархической структуры дробных состояний необходимо построить фундамент этой структуры на нижайшем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау $\nu < 1$. Однако даже эта задача имеет много альтернативных подходов, выбор между которыми может быть сделан либо на основе экспериментальных наблюдений, либо в результате численного решения уравнения Шрёдингера методом точной диагонализации для системы достаточного большого числа частиц. В представленной работе мы приводим аргументы в пользу того, что даже в самых высокоподвижных на сегодняшний день образцах случайный потенциал не позволяет наблюдать подавляющее большинство возможных дробных состояний, поэтому метод точной диагонализации остается, по существу, единственным способом приведения дробных состояний КЭХ в общую иерархическую систему.

Современные представления о дробных состояниях КЭХ на нижайшем уровне Ландау электронов можно свести к нескольким хорошо установленным фактам: (1) существуют дробные состояния, принадлежащие к главной Лафлиновской иерархии $\nu = 1/m$, и симметричные им $\nu = 1 - 1/m$ состояния (m — простое нечетное число), возникающие в силу электрон-дырочной симметрии; (2) существует Джейновская иерархия, обобщаю-

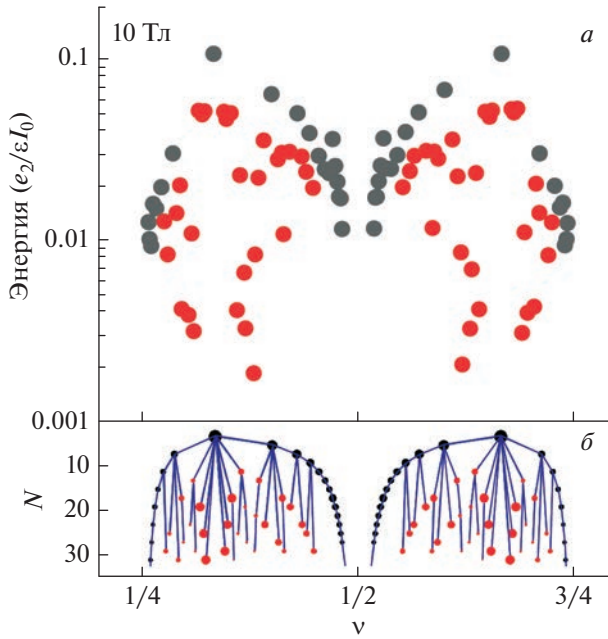


Рис. 1. Вычисленные энергии биротонов с нулевым импульсом в магнитном поле 10 Тл для различных дробных состояний КЭХ в диапазоне кулоновских энергий от 0.001 до 0.1 $e^2/\epsilon l_0$ (черные кружки — дробные состояния Лафлин–Джейновской иерархии, красные кружки — “темные” состояния ДКЭХ, l_0 — магнитная длина) (а). Дробные состояния с энергиями из (а), приведенные в иерархическую структуру Занга–Бирмана (Farey-number hierarchy structure) (б). По оси абсцисс отложена абсолютная величина дроби, а по оси ординат — знаменатель дроби для дробных состояний КЭХ. Размер точки пропорционален энергии биротона с нулевым импульсом соответствующей дроби. Линии соединяют дробные состояния отдельных иерархий из Farey-number hierarchy structure.

шая главную Лафлиновскую иерархию, факторы заполнения электронов для которой выражаются в виде $\nu = m/(2nm \pm 1)$, а симметричные им — в виде $1 - m/(2nm \pm 1)$ (n — простое нечетное число); (3) экспериментально наблюдаются несколько “слабых” дробных состояний, лежащих вне главной Лафлин–Джейновской иерархии (например, 4/11, 4/13, 5/13 и т.д.). Естественно, возникает следующий вопрос: исчерпываются ли дробные состояния КЭХ Лафлин–Джейновской иерархией (с некоторыми исключениями) или существуют дробные иерархии, по каким-то причинам не наблюдаемые в эксперименте, тем не менее играющие существенную роль в физике дробных состояний КЭХ (“темные иерархии”)? С момента открытия дробного КЭХ было развито несколько глубоких теоретических подходов для ответа на этот вопрос.

В работах Халдейна и Гальперина предлагается следующая модель учета возможных иерархий

дробного КЭХ: заряженные возбуждения лафлиновского $1/m$ состояния, несущие заряд $\pm e/m$ (квазиэлектроны и квазидырки), присутствуя в электронной системе в большом количестве, сами образуют дочернее лафлиноподобное состояние при $\nu = p/q$ [8, 9]. Поскольку заряд квазичастиц падает с ростом знаменателя пропорционально q^{-1} , в моделях Гальперина и Халдейна ожидается падение величины энергетической щели, отделяющей основное состояние от возбужденных, с ростом знаменателя дробного состояния.

Альтернативная иерархическая структура дробных состояний КЭХ была предложена Джейном на основе концепции композитных фермионов (квазичастиц, состоящих из электрона и четного числа квантов магнитного потока) [10]. Модель композитных фермионов заключается в отображении состояний дробного КЭХ на состояния целочисленного КЭХ композитных фермионов (вышеупомянутая Лафлин–Джейновская иерархия). Обобщает эту конструкцию отображение дробных состояний КЭХ с фактором заполнения ν на новые дробные состояния с фактором заполнения электронов $\nu_2 > 1$. Такими последовательными отображениями можно прийти к лафлиновскому состоянию, с которого и начинается каждая иерархия дробных состояний КЭХ. Такое построение соответствует присутствию в системе нескольких “сортов” композитных фермионов, различающихся количеством прикрепленных квантов потока.

Обе описанных конструкции позволяют для произвольного дробного фактора заполнения ν построить, вообще говоря, несколько путей приведения этого состояния к вершине иерархической лестницы. Сам Джейн предлагал отбирать физически реализуемое состояние из энергетических соображений, в то время как в других работах обосновывалась эквивалентность полученных разными способами конфигураций электронной плотности [11]. Чтобы устранить данную неопределенность Зангом и Бирманом [12] разработан способ сопоставления каждой дроби единственного пути, соединяющего эту дробь с вершиной иерархии, не только устраняя неопределенность построения, но и позволяя из качественных соображений оценить энергию первого возбужденного состояния для каждого фактора заполнения.

В представленной работе методом точной диагонализации построена иерархическая структура дробных состояний КЭХ в области факторов заполнения электронов от 1/4 до 3/4 (рис. 1), хорошо согласующаяся с иерархической структурой Занга–Бирмана — Farey-number hierarchy structure [12]. Основная идея работы состоит в том, что в отличие от всех предыдущих исследователей дробного КЭХ, авторы не пытаются построить

дисперсионные зависимости нижайших по энергии возбуждений, и, таким образом, определить “энергию связи” для квазичастиц дробных состояний (это чрезвычайно трудоемкая задача, решенная численно только для основных дробей Лафлиновской иерархии). Здесь используется тот простой факт, что спектр возбуждений всех дробей без исключения состоит из единственной магнеторотонной ветви и много-ротонного континуума. Поэтому, можно классифицировать “энергии связи” дробных состояний по энергиям биротона с нулевым обобщенным импульсом, энергия которых всегда равна удвоенной энергии абсолютного минимума магнеторотонной ветви возбуждений. Таким образом, у авторов работы нет необходимости вычислять всю дисперсионную зависимость магнеторотонной ветви, а достаточно вычислить, только минимальную энергию возбуждения с нулевым обобщенным импульсом (это и будет энергия биротона). Такая процедура приводит к огромным вычислительным упрощениям и позволяет явно получить сравнительные “энергии связи” различных дробных состояний, принадлежащих ко всем возможным дробным иерархиям.

Полученная в работе иерархическая структура демонстрирует много общего с теоретическими моделями Гальперина, Халдейна и Джейна, но имеет одно весьма существенное отличие. Дробные состояния с сильно отличающимися по величине знаменателями из различных иерархий этой иерархической структуры могут иметь почти равные энергии, отделяющие основное состояние от возбужденных. Например, энергии таких различных дробных состояний, как $6/19$, $6/17$, $8/23$, $8/25$, $10/29$ и $10/31$, принадлежащих к различным “темным” иерархиям, оказываются примерно равными, так как являются вторыми ступенями от вершины своих иерархических лестниц, начинающихся главным Лафлиновским состоянием $1/3$ (рис. 1). В то же время, энергии дробных состояний КЭХ с одинаковыми знаменателями и близкими факторами заполнения электронов могут значительно отличаться. Например, отношение энергий биротонов в дробных состояниях $10/31$ и $11/31$, являющихся второй и третьей ступенями от вершины своих иерархических лестниц (рис. 1), составляет почти два порядка величины.

Несмотря на обилие расчетных дробных состояний КЭХ “темных” иерархий их непосредственная ненаблюдаемость в магнитотранспортных экспериментах вполне объяснима. Как видно из построенной в нашей работе иерархической структуры, дробные состояния Лафлин–Джейновской иерархии всегда имеют большую энергию биротонов (которая связана с активационной энергией) по сравнению со всеми близкими к ним по фактору заполнения дробными состояниями “темных” иерархий. Поэтому для двумер-

ной электронной системы энергетически более выгодно локализовать, если это возможно, часть возбужденных квазиэлектронов и квазидырок Лафлин–Джейновских дробных состояний и сохранить в области факторов заполнения, разделяющих соседние дробные состояния этой иерархии, неизменным фактор заполнения протяженных состояний. Учитывая то, что в двумерной электронной системе, даже небольшое количество примесей приводит к локализации макроскопического числа электронных состояний, области факторов заполнения, где можно наблюдать дробные состояния “темных” иерархий невелика даже в самых высокоподвижных на сегодняшний день образцах [13]. Обычно эти области при $\nu < 1$ расположены в узких диапазонах факторов заполнения электронов $[1/3; 2/5]$ и $[3/5; 2/3]$, в которых Лафлин–Джейновские дробные состояния отстоят “далеко” друг от друга по фактору заполнения. При приближении фактора заполнения электронов к $1/2$ размер таких областей сокращается, поскольку “расстояние” по фактору заполнения между соседними дробными состояниями Лафлин–Джейновской иерархии сокращается квадратично по знаменателю дроби. Таким образом, Лафлин–Джейновская иерархия дробных состояний КЭХ, не являясь единственной иерархией дробных состояний КЭХ, оказывается, тем не менее доминирующей (главной) над “темными” иерархиями (рис. 1). Однако, для описания термодинамики и спектральных свойств самих Лафлин–Джейновских дробных состояний учет “темных” иерархий становится, по-видимому, необходимым.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-12-00246).

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. et al. // Nature Phys. 2020. V. 16. P. 931.
3. Willett R.L., Pfeiffer L.N., West K.W. // Proc. National Acad. Sci. 2009. V. 106. No. 22. P. 8853.
4. Law K.T. // Phys. Rev. B. 2018. V. 77. Art. No. 205310.
5. Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Musina L.I. et al. // Nature Commun. 2021. V. 12. Art. No. 6477.
6. Kang M., Pinczuk A., Dennis B.S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. No. 3. P. 546.
7. Du R.R., Stormer H.L., Tsui D.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 2944.
8. Haldane F.D.M. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 605.
9. Halperin B.I. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 1583.
10. Jain J. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. P. 7653.
11. Blok B., Wen X.G. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. P. 8133.
12. Zang J., Birman B. // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. P. 305.
13. Chung Y.J., Villegas Rosales K.A., Baldwin K.W. et al. // Nature Mater. 2021. V. 20. P. 632.

Birotons and ‘dark hierarchies’ in fractional quantum Hall effect**L. V. Kulik^{a, *}, A. B. Van’kov^a,**^a *Institute of Solid-State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*^{*}*e-mail: kulik@issp.ac.ru*

A computational scheme has been developed to determine the energies of neutral excitations in fractional states of the quantum Hall effect. The fractional states are brought into a general hierarchical system (Farey-number hierarchy structure). It is shown that in addition to the well-known hierarchy of fractional states (Laughlin–Jane), there are other ‘dark hierarchies’ of fractional quantum Hall effect that are not observed experimentally in the most highly mobile samples but can have a significant impact on the thermodynamics and spectral characteristics of fractional quantum Hall effect states. The connection of the ‘dark hierarchies’ of fractional quantum Hall effect with the existing experimental data is considered.

УДК 538.915

СПИНОВЫЙ ТРАНСПОРТ В ОБЪЕМЕ ХОЛЛОВСКОГО ДИЭЛЕКТРИКА

© 2023 г. А. В. Горбунов¹, *, А. В. Ларионов¹, Л. В. Кулик¹, В. Б. Тимофеев¹

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

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

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

С помощью светосильной оптической системы визуализировано растекание в пространстве плотного ансамбля спиновых циклотронных магнитоэкситонов в квантово-холловском диэлектрике при факторе заполнения $\nu = 2$ (состояние целочисленного квантового эффекта Холла). Обнаружено, что способность распространяться недиффузионным образом на макроскопические расстояния присуща не только экситонам с импульсом порядка обратной магнитной длины, формирующим когерентный магнитоэкситонный конденсат, но и экситонам с импульсами, близкими к нулю.

DOI: 10.31857/S0367676522700314, EDN: ADVGMB

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к двумерным (2D) магнитоэкситонам в квантующем магнитном поле связан с обнаружением новых когерентных конденсированных состояний, не имеющих очевидных аналогов в физике трехмерных (3D) систем. 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 еще называют спин-флип экситонами). ТЦМЭ являются долгоживущими композитными бозонами со спином $S = 1$, время жизни которых достигает миллисекунды [1]. При температурах $T < 1$ К и концентрациях $n_{ex} \sim (1-10)\%$ от плотности квантов магнитного потока в квантово-холловском изоляторе (фермиевской системе) образуется качественно новая магнитоэкситонная фаза, названная в работе [1] 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 [2]. Макроскопическая когерентность новой фазы приводит к тому, что ее отклик на воздействие внешнего электромагнитного поля выше на порядок, чем в разреженном экситонном газе [1].

По сравнению с более привычным магнитоэкситоном, образованным электроном в зоне проводимости и дыркой в валентной зоне, ТЦМЭ отличается электрон-дырочной симметрией: массы электрона и дырки в нем равны. Поэтому пространственное перемещение ТЦМЭ не переносит ни заряд, ни массу, а только энергию и спин. Уникальной особенностью обнаруженного магнитоэкситонного конденсата является его способность растекаться из области фотовозбуждения в объем квантово-холловского изолятора на макроскопические расстояния. В работе [1] было продемонстрировано распространение конденсата фактически на весь размер образца ($\sim 3 \times 3$ мм). Первые же эксперименты по визуализации растекания [3] показали, что механизм переноса спина — 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 накачки дает значение $\geq 10^3$ см/с [4]. Столь высокие скорости переноса спина делают квантово-холловский диэлектрик перспективным объектом для быстрой передачи сигналов в спиновой подсистеме.

Спин-флип экситон имеет необычную дисперсионную зависимость: минимум его энергии находится не при нулевом обобщенном импульсе, $q = 0$, а в области значений вблизи обратной

магнитной длины, $q \approx 1/l_B$ [5]. В поле 4 Тл магнитная длина $l_B = \sqrt{\hbar/eB} \approx 10^{-6}$ см, т.е. для релаксации необходимо отдать довольно большой импульс. В работе [6] было показано экспериментально, что термализация ТЦМЭ является далеко не тривиальным и беспрецедентно длительным для трансляционно-инвариантных неравновесных электронных систем процессом. Оказалось, что одиночный спин-флип экситон с нулевым обобщенным импульсом, по-видимому, вообще не может релаксировать в нижайшее энергетическое состояние несмотря на то, что его время жизни может достигать значений ~ 1 мс. Связано это с принципиальной невозможностью одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса в процессе испускания акустических фононов одиночным триплетным магнитоэкситоном. Только экситон-экситонное рассеяние, эффективность которого возрастает с увеличением плотности магнитоэкситонного ансамбля, может приводить к быстрой термализации ТЦМЭ и образованию магнитоэкситонного конденсата [7]. По результатам работы [6] был сделан вывод, что магнитоэкситонный конденсат формируется из ТЦМЭ с обобщенными импульсами порядка обратной магнитной длины. Именно эти экситоны ответственны за быстрый недиффузионный перенос спина, но вопрос о физической природе этого столь необычного явления остается открытым и требует дальнейших исследований.

Настоящая работа посвящена дальнейшему изучению закономерностей распространения магнитоэкситонного конденсата в квантово-холловском диэлектрике с помощью оптической визуализации картины растекания с высоким пространственным разрешением.

МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В экспериментах исследовалась гетероструктура, содержащая одиночную, симметрично легированную, квантовую яму GaAs/AlGaAs шириной 31 нм с концентрацией электронов в 2D канале $n_e \approx 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ и темновой подвижностью $\mu_e \approx 1.5 \cdot 10^7$ см 2 /В·с. Образец размером $\sim 3 \times 3$ мм устанавливался во вставку с жидким ^3He , оснащенную оптическим окном, которая, в свою очередь, помещалась в ^4He -криостат со сверхпроводящим соленоидом. Эксперименты проводились в диапазоне температур 0.55–1.5 К в магнитном поле до 6 Тл, направленном перпендикулярно плоскости квантовой ямы.

Формирование ансамбля неравновесных ТЦМЭ и возбуждение сигнала фотолуминесценции (ФЛ) производилось с помощью одномодового лазерного диода (длина волны $\lambda \approx 780$ нм). Для контроля резонансного отражения использо-

вался перестраиваемый непрерывный полупроводниковый лазер с шириной линии 1 МГц. 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. Подробное описание системы приведено в работах [3, 8]. Минимальный размер пятна накачки составлял ≈ 5 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 решеточного 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 от лазера накачки выведенный из криостата параллельный пучок пропусклся через интерференционный светофильтр с шириной полосы $\Delta\lambda \approx 10$ нм. Следует подчеркнуть высокую чувствительность измерений к точности фокусировки на поверхность образца, погруженного в жидкий ^3He . Для плавного перемещения вдоль оптической оси столика с образцом был сконструирован специальный узел механической подачи. При оптимальной настройке удавалось приблизиться к расчетному пространственному разрешению ≥ 1 мкм (см. [9]).

Основным способом обнаружения ТЦМЭ является фотоиндуцированное резонансное отражение света (ФРО) [10]. Этот метод детектирует фотовозбужденные ферми-дырки, входящие в состав циклотронных магнитоэкситонов (сами триплетные магнитоэкситоны являются “темными” квазичастицами, не взаимодействующими в дипольном приближении с электромагнитным полем). При этом ФРО не позволяет определить, какова величина обобщенного импульса $\vec{q}$ у магнитоэкситонов, в состав которых входят эти ферми-дырки. Поэтому наряду с ФРО необходимо одновременно регистрировать спектры ФЛ 2D электронной системы: из них можно определить функцию распределения магнитоэкситонов по обобщенным импульсам [11, 12].

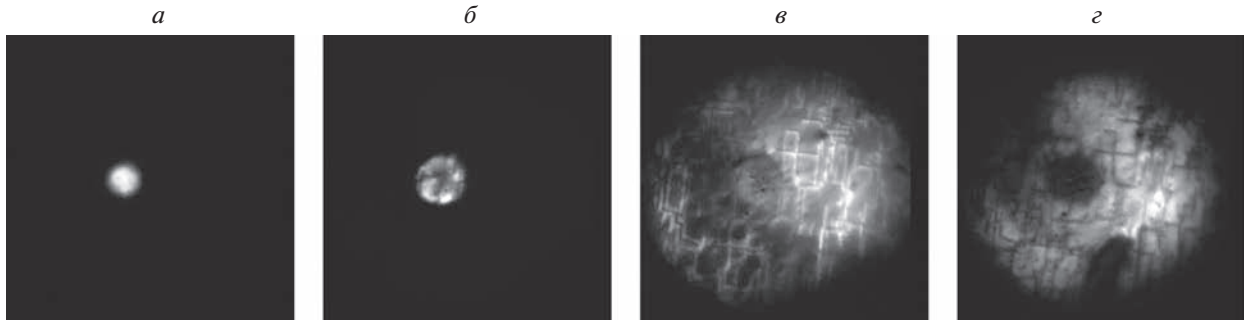


Рис. 1. Изображение образца: в свете фотолюминесценции (а) и в свете резонансного отражения на длинах волн λ_{max} (б), $\lambda_1 \approx (\lambda_{max} - 0.1 \text{ нм})$ (в) и $\lambda_2 \approx (\lambda_{max} - 0.2 \text{ нм})$ (г) (см. текст). Размер стороны кадра $\approx 310 \text{ мкм}$. $P_{pump} = 10 \text{ мВт}$. $T \approx 0.55 \text{ К}$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Использование в эксперименте проекционной оптической системы с высоким пространственным разрешением и прецизионной настройкой на резкость привело к обнаружению качественно новых закономерностей растекания магнитоэкситонного конденсата. Характерные особенности этого явления иллюстрирует рис. 1. Размер области фотовозбуждения совпадает с пятном фотолюминесценции (рис. 1а) и в данном случае составляет $\approx 30 \text{ мкм}$ по уровню 0.5 от максимума. На рис. 1б показано пространственное распределение интенсивности ФРО, наблюдаемое при настройке длины волны зондирующего лазера на значение λ_{max} , при котором сигнал отражения, регистрируемый спектрально, по интенсивности лазерной линии, максимален. На однородном бесструктурном фоне наблюдается правильное яркое круглое пятно, диаметр которого составляет здесь $\approx 40 \text{ мкм}$. С ростом мощности фотовозбуждения P_{pump} размер этого пятна постепенно увеличивается и может вырасти в 2–3 раза. Само пятно не выглядит совершенно однородным: в нем различима структура из тонких темных линий.

Картина пространственного распределения сигнала резонансного отражения кардинально меняется при отстройке зондирующего лазера в синюю сторону от λ_{max} . Сначала, при переходе к длине волны λ_1 , меньшей λ_{max} на $\approx 0.1 \text{ нм}$, яркость центрального пятна снижается, оно становится более однородным, а вокруг, по всему полю зрения, возгорается менее яркая картина, изрезанная сеткой из светлых тонких линий, ориентированных перпендикулярно друг другу (рис. 1в). Наконец, при достижении длины волны λ_2 , меньшей λ_{max} на $0.2\text{--}0.3 \text{ нм}$, яркость картины отражения на периферии становится максимальной, а контраст сетки линий меняется на противоположный. Теперь они темные на светлом фоне, а

пятно в центре также выглядит более темным (рис. 1г).

Причины обнаруженной эволюции картины растекания становятся яснее при сопоставлении спектров ФЛ и отражения, зарегистрированных в одном и том же месте образца при идентичных условиях измерений (см. рис. 2). Минимум в спектре отражения сдвинут относительно положения основного максимума в сторону больших энергий на $\approx 0.2 \text{ мэВ}$ или на 0.10 нм в сторону более коротких длин волн. Второй, менее интенсивный, максимум сдвинут по энергии на $\approx 0.44 \text{ мэВ}$ или на 0.23 нм в синюю сторону. Корреляция между сдвигами по длине волны зондирующего лазера при наблюдении картин в резонансном отражении на рис. 1б–1г и положениями экстремумов в спектре отражения очевидна. Тем не менее, остается вопрос, почему на длине волны λ_{max} размер яркой области отражения вокруг пятна накладки ограничен десятками микрон, тогда как при небольшой отстройке в синюю сторону высвечивается гораздо большая площадь, ограни-

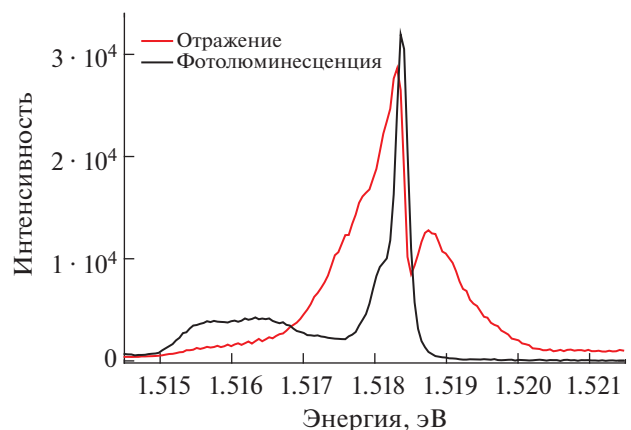


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции и отражения. $\nu = 2$. $P_{pump} = 30 \text{ мВт}$. $T \approx 0.55 \text{ К}$.

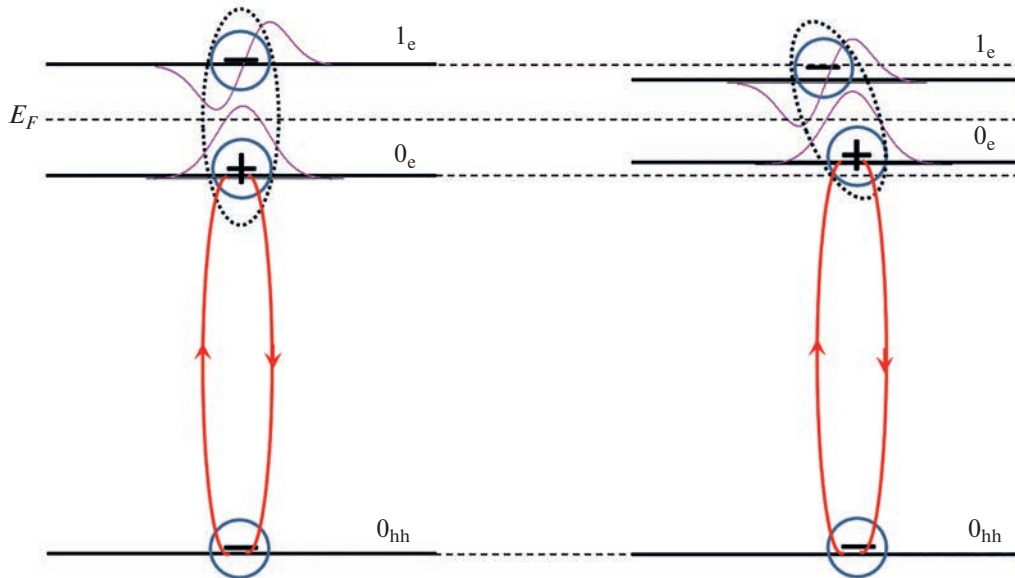


Рис. 3. Схема перекрытия волновых функций (сиреневые линии) и энергетических уровней ферми-дырки на нижайшем электронном уровне Ландау и возбужденного электрона на первом уровне, а также оптических переходов (0–0) при детектировании ферми-дырки с помощью резонансного отражения света (красные линии): для триплетных магнитоэкситонов с обобщенным импульсом $q \approx 0$ (а) и $q \approx 1/l_B$ (б).

ченная полем зрения оптической системы: в данном случае ≈ 350 мкм. Как уже упоминалось, при регистрации сигнала ФРО с помощью световодной техники [1] было зафиксировано распространение магнитоэкситонного конденсата на миллиметровые расстояния.

Здесь стоит вспомнить выводы работы [6] о том, что ансамбль ТЦМЭ состоит из рожденных светом магнитоэкситонов с обобщенными импульсами $q \approx 0$ и теми магнитоэкситонами, что заполняют энергетический минимум на дисперсионной кривой вблизи $q_{min} \approx 1/l_B$ и осуществляют перенос спина, фактически, на весь образец. Из результатов, приведенных на рис. 1, следует, что с помощью резонансного отражения на длине волны λ_{max} регистрируются только спин-флип экситоны с малой величиной обобщенного импульса, которые способны к распространению в пространстве на гораздо меньшие расстояния. При настройке в резонанс в условиях спектральной регистрации ФРО максимальная интенсивность сигнала отражения получается на той длине волны, которая соответствует детектированию именно экситонов с $q \approx 0$, сосредоточенных в относительно небольшой области вокруг пятна накачки. Смещение в сторону более коротких длин волн детектирует экситоны, сконденсировавшиеся в энергетическом минимуме, которые быстро растекаются на макроскопические расстояния и заполняют все поле зрения. Почему это происходит именно при синем смещении, можно понять из рис. 3. Дело в том, 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 $q \approx 0$ (рис. 3а) меньше, чем у экситона с $q \approx 1/l_B$ (рис. 3б). В результате уровни энергии у возбужденного электрона на первом уровне Ландау и ферми-дырки на нулевом уровне Ландау “притягиваются” к уровню Ферми несколько ближе, у магнитоэкситона с $q \approx 1/l_B$, чем у магнитоэкситона с $q \approx 0$ (сравни рис. 3а и 3б). Поэтому энергия фотона, детектирующего с помощью резонансного отражения света ферми-дырку в ТЦМЭ с $q \approx 1/l_B$, несколько выше, чем у фотона, детектирующего ферми-дырку с $q \approx 0$. Вычисление конкретной величины этого смещения требует отдельных теоретических расчетов.

Из результатов, приведенных на рис. 1, следует, что ТЦМЭ с малой величиной обобщенного импульса распространяются в пространстве далеко не тривиально. Распределение ТЦМЭ с малыми импульсами также не имеет ничего общего с диффузией. По существу, плотность 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 [13]. Таким образом, можно предположить, что и при ма-

рых импульсах растекание ТЦМЭ имеет коллективный характер. Это наблюдение качественно подтверждает теоретическое утверждение, сделанное в работе [14], о том, что при $\nu = 2$ должно существовать 2 типа конденсированных состояний: одно из которых формируется из ТЦМЭ с $q \approx 0$, а второе — это магнитоэкситонный конденсат при $q \approx 1/l_B$.

Что касается сетки линий, наблюдаемых в картинах резонансного отражения (рис. 1в и 1г), то очевидно, что она связана с длинноволновыми флуктуациями случайного потенциала. По-видимому, это ступени террас на интерфейсе “квантовая яма—барьер”. Прямоугольный вид сетки предполагает, что линии ориентированы вдоль направлений типа $\langle 110 \rangle$ на плоскости (001). В результате статистической обработки изображений получена величина среднего размера террасы 23.7 ± 7.1 мкм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, с помощью оптической визуализации растекания триплетных циклотронных магнитоэкситонов в свете резонансного отражения для оптических переходов (0—0) обнаружено, что не только ТЦМЭ, формирующие когерентную фазу — магнитоэкситонный конденсат, способны недиффузионным образом переносить спин на миллиметровые расстояния по объему квантово-холловского диэлектрика. Спин-флип экситоны с импульсами вблизи нуля также могут распространяться на десятки микрон, причем ха-

рактер их распределения в пространстве несколько не похож на результат диффузии.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-12-00246).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Dickmann S. et al. // Nature Commun. 2016. V. 7. Art. No. 13499.
2. Avron J.E., Herbst I.W., Simon B. // Ann. Physics. 1978. V. 114. P. 431.
3. Kulik L.V., Kuznetsov V.A., Zhuravlev A.S. et al. // Sci. Reports. 2018. V. 8. Art. No. 10948.
4. Kulik L.V., Gorbunov A.V., Zhuravlev A.S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 114. Art. No. 062403.
5. Kallin C., Halperin B.I. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. P. 3635.
6. Журавлев А.С., Кузнецов В.А., Горбунов А.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. С. 260.
7. Dickmann S., Kaysin B.D. // JETP Lett. 2021. V. 114. P. 585.
8. Gorbunov A.V., Kuznetsov V.A., Zhuravlev A.S. et al. // Ann. der Physik. 2019. V. 531. Art. No. 1800443.
9. Горбунов А.В., Ларионов А.В., Кулик Л.В., Тимофеев В.Б. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. С. 479.
10. Kulik L.V., Gorbunov A.V., Zhuravlev A.S. et al. // Sci. Reports. 2015. V. 5. Art. No. 10354.
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. Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Dickmann S. et al. // Nature Commun. 2016. V. 7. Art. No. 13499 (suppl. inform).
14. Dickmann S., Kulik L.V., Kuznetsov V.A. // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. Art. No. 155304.

Spin transport in a volume of a Hall dielectric

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

A high-aperture optical system is used to visualize the spatial spreading of a dense ensemble of spin cyclotron magnetoexcitons in a quantum Hall dielectric at a filling factor $\nu = 2$ (a state of the integer quantum Hall effect). It has been found that the ability to propagate in a nondiffusive manner over macroscopic distances is inherent not only to excitons with a momentum on the order of the reciprocal magnetic length, which form a coherent magnetoexciton condensate, but also to excitons with momenta close to zero.

УДК 537.876

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВОГО ДЕТЕКТОРА СУБ-ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2023 г. А. Р. Хисамеева¹, *, А. В. Щепетильников¹, Я. В. Федотова¹,
А. А. Дрёмин¹, И. В. Кукушкин¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, Черноголовка, Россия

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

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Свойства плазмонного детектора субтерагерцового излучения на основе кремния изучены в широком диапазоне температур, вплоть до азотной. Получены температурные зависимости чувствительности детектора, а также изучены его шумовые характеристики. Частотная зависимость чувствительности в диапазоне 70–120 ГГц была получена при комнатной температуре, при этом максимальное значение чувствительности, достигаемое на частоте 96 ГГц, составляло 25 В/Вт. Шумовой эквивалент мощности исследуемого детектора был оценен в предположении, что основным источником шума является шум Найквиста, и изменялся от значения $2 \cdot 10^{-10}$ Вт · Гц^{-1/2} при комнатной температуре вплоть до $2 \cdot 10^{-11}$ Вт · Гц^{-1/2} при температуре жидкого азота. Дополнительно были исследованы вольтамперные характеристики суб-ТГц детектора. Обнаружено, что в дифференциальном сопротивлении и чувствительности возникает особенность в зависимости от приложенного постоянного напряжения при переходе от комнатной температуры к азотной.

DOI: 10.31857/S0367676522700326, EDN: AEANFW

Последовательное освоение субтерагерцового частотного диапазона привело к возникновению нового направления современной физики и техники, развитие которого имеет как невероятную фундаментальную важность, особенно для физики конденсированного состояния [1], био- [2] и астрофизики [3], но и крайне актуально с прикладной точки зрения. Субтерагерцовые технологии находят все больше применений в таких областях, как телекоммуникации [4–7], медицина [2], а также в сферах безопасности [8–10] и неразрушающего контроля качества поступающих на производство заготовок и готовых изделий [11].

Богатство научных и технических задач, решаемых с помощью терагерцовых технологий, обусловлено целым рядом уникальных характеристик электромагнитного излучения данного частотного диапазона. Например, большинство материалов, таких как пластики, дерево, резина, различные композитные материалы, прозрачны в субтерагерцовом спектральном диапазоне. Более того, относительно небольшая длина такого излучения обеспечивает адекватное пространственное разрешение при визуализации различных объектов, а низкая энергия фотонов и, как след-

ствие, неионизирующий характер излучения, гарантирует безопасность для людей и животных.

Ключевым для прогресса в области терагерцовых технологий является разработка чувствительных к излучению данного частотного диапазона элементов. Реализация современных ТГц и суб-ТГц детекторов крайне разнообразна: транзисторы с высокой подвижностью электронов [12], полевые транзисторы [13], диоды с барьером Шоттки [14], микроболометры [15], пироэлектрические сенсоры [16], ячейки Голя [17]. С точки зрения быстродействия, себестоимости изготовления, а также совместимости с существующими технологическими и производственными цепочками 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. Физические свойства такого плазменного возбуждения в гибридной двумерной электронной системе на основе квантовых ям GaAs/AlGaAs были подробно изучены в последнее время [18, 19]. При наличии асимметрии плазмонного волновода происходит выпрям-

ление осциллирующего потенциала плазменной волны, при этом возникает принципиально измеримый фото-отклик [20]. Такой плазмонный ТГц детектор обладает чрезвычайно коротким временем отклика, не хуже 150 пс, как показано в работе [21].

В продолжение работ, посвященных детекторам суб-ТГц излучения на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs [20–22], в настоящей статье исследуются характеристики концептуально идентичного детектора, изготовленного на основе кремния, в относительно широком диапазоне суб-ТГц частот и при различных температурах. Подчеркнем, что детектор на основе Si имеет существенные преимущества, к которым относятся простота интеграции микросхем, совместимость с современными технологическими цепочками и, как следствие, низкая себестоимость. Исследование температурных зависимостей чувствительности S и шумового эквивалента мощности NEP также представляют отдельный интерес. Для ряда научных и практических задач (например, в астрофизике [2] и физике конденсированного состояния [1]) является вполне допустимым использование охлаждаемых детекторов при условии существенного улучшения шумовых характеристик детекторов. Более того, системы охлаждения становятся все компактнее и доступнее, и уже зачастую не требуют использования дорогостоящих криогенных жидкостей и необходимой при этом сложной инфраструктуры.

В рамках данной работы были изучены характеристики плазмонных суб-ТГц детекторов, имеющих возможность интеграции в больше массивы — камеры ТГц излучения [10, 23], в низкотемпературной области (вплоть до температуры жидкого азота $T = 77$ К), что позволит повысить их чувствительность, но не сделает устройство слишком громоздким или дорогостоящим. Образец представлял собой плазмонный детектор суб-ТГц излучения, основной принцип работы и строение которого подробно описаны в работах [20–22]. Датчик имел характерный размер 3×3 мм².

Частотные характеристики детектора измерялись при комнатной температуре в квазиоптической схеме, показанной на рис. 1а. В измерениях в качестве источников суб-ТГц излучения использовались лампа обратной волны с диапазоном частот 65–120 ГГц (выходная мощность составляла не более 100 мВт и могла быть уменьшена с помощью квазиоптического аттенюатора) и генератор на базе лавинно-пролетного диода (ЛПД) с фиксированной частотой $f = 96$ ГГц, выходной мощностью 1 Вт и возможностью ее уменьшения в широких пределах от 0 до –40 дБ с помощью встроенного волноводного аттенюатора. Уровень мощности излучения, падающего на образец, контролировался с помощью независи-

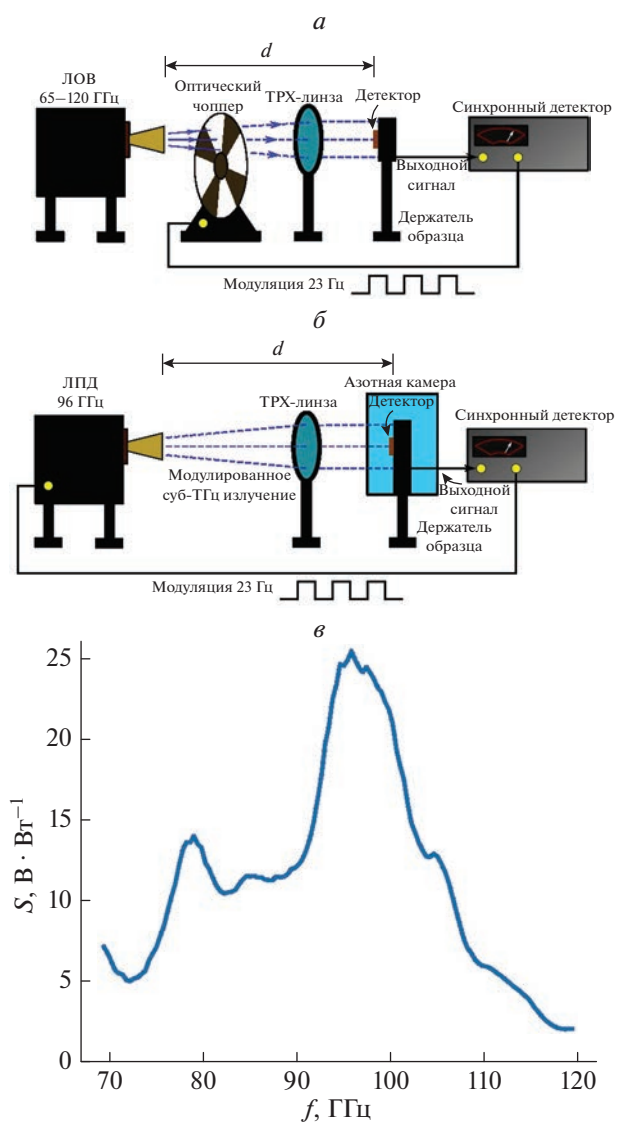


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения частотной характеристики детектора (а); схема экспериментальной установки для измерения низкотемпературных характеристик детектора (б); частотная характеристика чувствительности (в) S кремниевого детектора суб-ТГц излучения.

мо калиброванного пирозлектрического детектора. Измерения проводились в линейном по мощности режиме.

С целью компенсации расходимости исходного пучка на выходе источников суб-ТГц излучения, в оптический тракт устанавливалась квазиоптическая линза, изготовленная из материала TRX, с фокусным расстоянием 60 мм и диаметром 120 мм, при этом расстояние между выходом рупорной антенны и линзой было равно фокусному. Кремниевым детектор располагался на специальном держателе в центре полученного параллельного пучка, площадь которого значительно

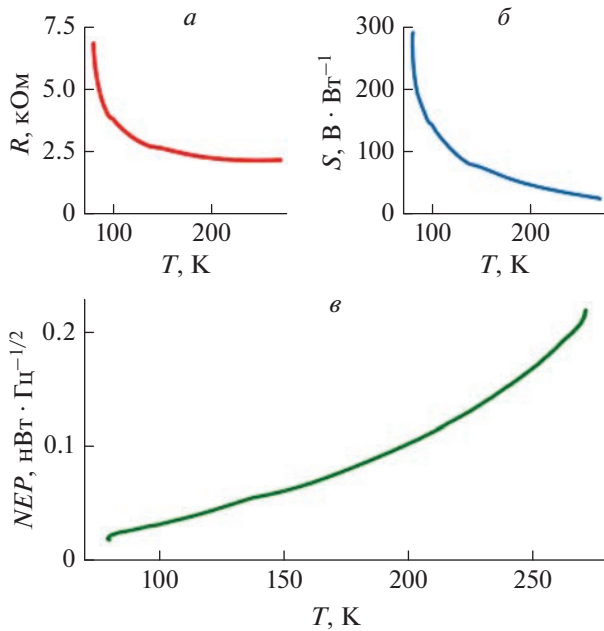


Рис. 2. Измеренные температурные зависимости сопротивления R (а) и чувствительности детектора S (б), а также шумового эквивалента мощности NEP , полученного в предположении, что доминирующий вклад в флуктуации фотонапряжения вносит тепловой шум Найквиста (в) от температуры.

превосходила размеры самого детектора. Расстояние между детектором и источником ТГц излучения составляло $d = 30$ см. Выходное излучение модулировалось посредством оптического модулятора с частотой $f_{mod} = 23$ Гц. Фото-напряжение с кремниевого детектора измерялось с помощью синхронного детектора, настроенного на частоту амплитудной модуляции излучения.

Для температурных измерений кремниевый детектор помещался в специальную камеру, оснащенную прозрачным для суб-ТГц излучения окном. Детектор был закреплен на массивном холодном пальце, который охлаждался жидким азотом. Типичное время охлаждения детектора до азотной температуры составляло несколько часов. Вблизи детектора был закреплен специальный калиброванный термометр. Схема измерения низкотемпературных характеристик детектора показана на рис. 1б.

Кривая зависимости величины чувствительности S кремниевого детектора от частоты, падающего суб-ТГц излучения $f = 70\text{--}120$ ГГц продемонстрирована на рис. 1в. Измерения проводились при комнатной температуре, характерное сопротивление детектора на малом постоянном токе составляло $R = 2.2$ кОм. Из полученной зависимости видно, что максимум в чувствительности S суб-ТГц детектора лежит в диапазоне $f = 96\text{--}100$ ГГц и достигает максимального значе-

ния $S = 25 \text{ В} \cdot \text{Вт}^{-1}$. Подчеркнем, что частота ЛПД-диода, использовавшегося при изучении низкотемпературных свойств детектора, лежит внутри указанного диапазона. Наблюдаемый вид частотной зависимости обусловлен интерференцией электромагнитного излучения в кремниевой подложке и был подробно изучен в работе [22].

На рис. 2 продемонстрированы температурные измерения основных характеристик кремниевого детектора суб-ТГц излучения. Измерение сопротивления структуры R проводили при пропускании через образец переменного тока $I = 1$ мкА посредством синхронного детектора. С понижением температуры с комнатной до азотной (см. рис. 2а), величина сопротивления R изменилась с 2.2 до 6.9 кОм. Такое незначительное изменение сопротивления указывает на то, что контакты к структуре работают вплоть до азотных температур, а детектор сохраняет работоспособность во всем указанном температурном диапазоне.

Следующим этапом стало измерение эволюции чувствительности детектора S при понижении температуры. Полученные результаты продемонстрировали куда более существенное изменение чувствительности, так величина S увеличилась более чем на порядок с 25 до $300 \text{ В} \cdot \text{Вт}^{-1}$. Таким образом, понижение температуры детектора до азотной существенно улучшает чувствительность детектора. Более того, сама форма зависимости, а именно резкий рост чувствительности в области низких температур, указывает, что дальнейшее понижение температуры также существенно улучшит характеристики плазмонного детектора.

Отметим, что при понижении температуры увеличивается как сопротивление детектора, так и его чувствительность. Таким образом, для адекватной оценки улучшения детектирующих свойств чувствительного элемента правильно использовать шумовые характеристики. Оценим шумовой эквивалент мощности (NEP) детектора в предположении, что доминирующий вклад в шум v_n появляющегося на выходе детектора имеет найквистовскую природу:

$$v_n = \sqrt{4kTR} \quad (1)$$

здесь k — постоянная Больцмана, а T и R — температура и сопротивление детектора. Тогда шумовой эквивалент мощности может быть получен следующим образом:

$$NEP = \sqrt{4kTR}/S. \quad (2)$$

На рис. 2в представлена полученная кривая зависимости шумового эквивалента мощности кремниевого детектора от температуры. С понижением температуры до азотной NEP изменяется с $2 \cdot 10^{-10}$ до $2 \cdot 10^{-11} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$. Таким образом, можно заключить, что шумовые характеристики

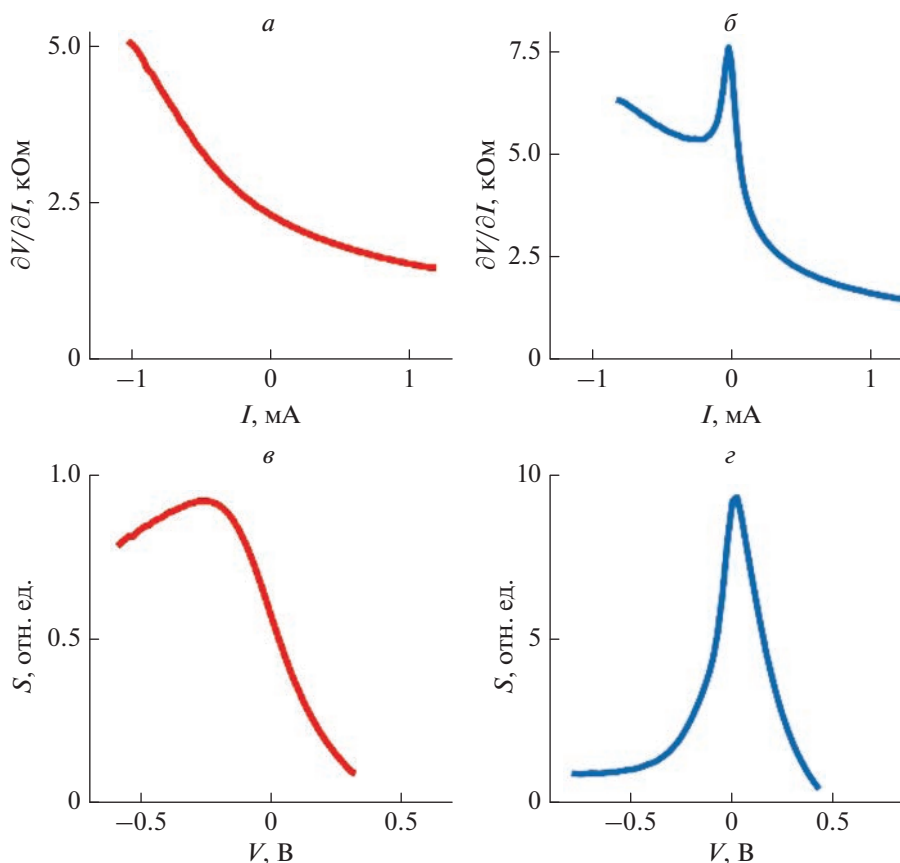


Рис. 3. Зависимость дифференциального сопротивления детектора для различных значений тока смещения I при комнатной (а) и азотной (б) температурах; чувствительность детектора S для различных значений напряжения смещения V при комнатной (в) и азотной (г) температурах.

детектора улучшились на порядок при понижении температуры до азотной.

В рамках данной работы также была изучена возможность улучшения параметров детектора путем приложения постоянного напряжения на выход детектора. При этом измерялся проходящий через него постоянный ток, а также переменное фото-напряжение на выходе детектора. Мощность падающего излучения оставалась неизменной. Такая процедура была проделана как при температуре $T = 300$ К, так и при температуре жидкого азота. Результаты представлены на рис. 3. На панелях (а) и (б) показана зависимость дифференциального сопротивления от протекающего через образец тока. При комнатной температуре данная зависимость монотонна. Наоборот, при низкой температуре в дифференциальном сопротивлении появляется ярко выраженный максимум. Таким образом детектор стал существенно более нелинейным при понижении температуры, что, в том числе, также приводит к увеличению его чувствительности.

На панелях (в) и (г) рис. 3 показана зависимость чувствительности детектора от приложен-

ного постоянного напряжения при комнатной температуре и температуре жидкого азота, соответственно. Если при комнатной температуре приложение постоянного тока и приводит к незначительному улучшению чувствительности детектора, то уже при $T = 77$ К величина S имеет максимальное значение вблизи нулевого приложенного напряжения.

В заключение, в рамках данной в продолжение ранее заявленных исследований свойств плазмонного ТГц детектора на основе GaAs, мы исследовали низкотемпературные свойства детектора суб-ТГц излучения на основе кремния в широком диапазоне температур. При понижении температуры до температуры жидкого азота сопротивление детектора увеличивается с 2.2 до 6.6 кОм, при этом чувствительность детектора возрастает примерно в 10 раз. Шумовые характеристики также улучшаются на порядок при понижении температуры. Также были исследованы зависимости дифференциального сопротивления детектора и его чувствительности от приложенного постоянного напряжения. При азотной температуре в дифференциальном сопротивлении и

чувствительности появляется особенность при нулевом внешнем напряжении.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shuvaev A., Muravev V.M., Gusikhin P.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 126. No. 13. Art. No. 136801.
2. Siegel P.H. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 2004. V. 52. No. 10. P. 2438.
3. Siegel P.H. // IEEE Trans. Antennas Propag. 2007. V. 55. No. 11. P. 2957.
4. Federici J., Moeller L. // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. No. 11. P. 6.
5. Song H.J., Nagatsuma T. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. V. 1. No. 1. P. 256.
6. Koenig S., Lopez-Diaz D., Antes J. et al. // Nature Photon. 2013. V. 7. No. 12. P. 977.
7. Chen Z., Ma X., Zhang B. et al. // China Commun. 2019. V. 16. No. 2. P. 1.
8. Ogawa Y., Kawase K., Yamashita M. et al. // Proc. CLEO. V. 1. (San Francisco, 2004). P. 3.
9. Shen Y.C., Lo A.T., Taday P.F. et al. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. No. 24. Art. No. 241116.
10. Tzydynzhapov G., Gusikhin P., Muravev V. et al. // J. Infrared Millim. Terahertz Waves. 2020. V. 41. No. 6. P. 632.
11. Shchepetilnikov A.V., Gusikhin P.A., Muravev V.M. et al. // Appl. Opt. 2021. V. 60. No. 33. Art. No. 10448.
12. Dyakonov M.I., Shur M.S. // IEEE Trans. Electron Devices. 1996. V. 43. No. 10. P. 1640.
13. Lü J.Q., Shur M.S. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. No. 17. P. 2587.
14. Fetterman H.R., Clifton B.J., Tannenwald P.E. et al. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24. No. 2. P. 70.
15. Karasik B.S., Sergeev A.V., Prober D.E. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. V. 1. No. 1. P. 97.
16. Whatmore R.W. // Rep. Prog. Phys. 1986. V. 49. No. 12. P. 1335.
17. Fernandes L.O.T., Kaufmann P., Marcon R. et al. // Proc. XXXth URSI GASS. (Istanbul, 2011). P. 1.
18. Muravev V.M., Gusikhin P.A., Andreev I.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. No. 10. Art. No. 106805.
19. Muravev V.M., Gusikhin P.A., Zarezin A.M. et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. No. 24. Art. No. 241406.
20. Muravev V.M., Kukushkin I.V. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. No. 8. Art. No. 082102.
21. Муравьев В.М., Соловьев В.В., Фортунатов А.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. № 12. С. 891; Muravev V.M., Solov'ev V.V., Fortunatov A.A. et al. // JETP Lett. 2016. V. 103. No. 12. P. 792.
22. Shchepetilnikov A.V., Kaysin B.D., Gusikhin P.A. et al. // Opt. Quantum Electron. 2019. V. 51. No. 12. P. 1.
23. Shchepetilnikov A.V., Gusikhin P.A., Muravev V.M. et al. // J. Infrared Millim. Terahertz Waves. 2020. V. 41. No. 6. P. 655.

Low-temperature properties of a silicon-based sub-THz detector

A. R. Khisameeva^{a,*}, A. V. Shchepetilnikov^a, Ya. V. Fedotova^a, A. A. Dremin^a, I. V. Kukushkin^a

^a Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Science, Chernogolovka, 142432 Russia

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

Characteristics of the silicon-based sub-THz plasmon detector were studied in a wide temperature range, down to the temperature of the liquid nitrogen. Temperature dependences of the detector sensitivity were obtained, and its noise characteristics were studied. The frequency dependence of the sensitivity in the frequency range 70–120 GHz was measured at room temperature, with the maximum of 25 V/W reached at the frequency of 96 GHz. The noise equivalent power of the detector under study was estimated assuming that the main source of noise was of Nyquist nature and varied from a value of $2 \cdot 10^{-10} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ at room temperature down to $2 \cdot 10^{-11} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ at temperature of the liquid nitrogen. Additionally, the volt-ampere characteristics of the sub-THz detector were investigated. It was found that the feature in the differential resistance and sensitivity as a function of the applied DC voltage emerges at the temperature of the liquid nitrogen.

УДК 537.871.53

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВОЙ РЕШЕТЧАТОЙ СТРУКТУРЫ ДЛЯ СУБ-ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

© 2023 г. А. М. Бровко¹, К. Р. Джикирба¹, В. М. Муравьев¹, И. Ш. Бахтеев¹, С. Ю. Молчанов¹, *

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

*E-mail: canishe@yandex.ru

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Предложен однослойный поляризатор, преобразующий линейную поляризацию в круговую. Преобразователь поляризации состоит из решетчатой структуры, выполненной из кремния. Поляризатор разработан и оптимизирован для миллиметрового диапазона, в частности для “окна прозрачности” на длине волны 2 мм. Полученные результаты показывают хорошее согласование между измеренными значениями и результатами моделирования.

DOI: 10.31857/S0367676522700338, EDN: AEDETD

ВВЕДЕНИЕ

В системах связи СВЧ диапазона широко используются преобразователи поляризации. Дальнейшее развитие таких систем направлено на расширение рабочей полосы до КВЧ диапазона. Очевидными преимуществами КВЧ диапазона (30–300 ГГц) являются более высокая разрешающая способность радиолокационных систем, более высокое быстродействие и большое количество каналов связи, возможность применения сверхширокополосных сигналов, меньшие габариты и масса аппаратуры. По сравнению с оптическим, КВЧ диапазон также имеет преимущества, такие как уверенное прохождение электромагнитного излучения в окнах прозрачности при любых погодных условиях.

Освоение коротковолновой части миллиметрового диапазона требует создания принципиально новой компонентной базы. На сегодняшний день проблема создания простого и в то же время эффективного преобразователя линейной поляризации в круговую поляризацию не решена для диапазона длин волн около 2 мм, являющегося одним из “окон прозрачности” КВЧ диапазона.

Преобразователи линейной поляризации в круговую для возможности применения в рупорных антеннах бывают следующих типов: диэлектрические [1–6], металлические [7–9] и комбинированные [10–18]. Также они различаются по типам и технологиям изготовления. Например,

наиболее распространенные технологии — это технология поляризаторов меандровой линии [17, 18], чередующиеся диэлектрические пластины [5], искусственно созданные анизотропные диэлектрики [6], повторяющиеся апертурные элементы в виде вырезов в металле [7–9] и металлизации на диэлектрическом основании [10–12]. Причем металлизация на диэлектрическом основании может быть многослойной [13–16]. Однако большинство из этих концепций не могут быть легко реализованы в миллиметровом диапазоне длин волн, где допуски по размерам являются критическими и требуется точное повторяемое производство.

РАЗРАБОТКА И РАСЧЕТ РЕШЕТЧАТОЙ СТРУКТУРЫ

Преобразование линейной поляризации в круговую происходит при становлении двух ортогональных компонент поля E_x и E_y равных друг друга с разностью фаз 90° . Как уже было сказано выше, способы получения электромагнитной волны с круговой поляризацией могут быть различными. Искусственно созданные анизотропные диэлектрики, являются наиболее перспективными для освоения КВЧ диапазона. Во-первых, изготовление таких устройств может быть массовым, что положительно скажется на итоговой цене. Во-вторых, из-за однородного состава в таких устройствах электрические характеристики

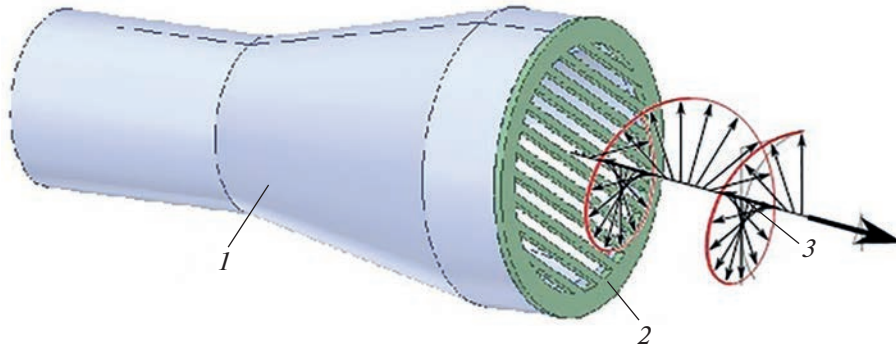


Рис. 1. Преобразователь поляризации вместе с рупорной антенной: 1 — рупорная антенна, 2 — преобразователь поляризации, 3 — круговая поляризация.

не будут зависеть от температуры окружающей среды, в отличие от структур с дипольным эффектом на металлических элементах. В-третьих, в таких структурах, как правило, очень малое отражение и высокий уровень прохождения электромагнитной волны в рабочем диапазоне длин волн. В-четвертых, диэлектрические преобразователи поляризации являются широкополосными [6]. Подробный анализ всех типов преобразователей поляризации, которые могут быть реализованы в миллиметровом диапазоне, приведен в работе [19].

В качестве прототипа анизотропного диэлектрика была выбрана решетчатая структура, сформированная на кремниевой пластине. Кремниевые пластины ранее применялись для создания преобразователя поляризации, но лишь в качестве подложки [20]. Провести оценку анизотропии диэлектрика с искусственно созданными вырезами можно по формулам эффективной диэлектрической проницаемости:

$$\epsilon_x = \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\vartheta \epsilon_1 + (1 - \vartheta) \epsilon_2}, \quad (1)$$

$$\epsilon_y = \vartheta \epsilon_2 + (1 - \vartheta) \epsilon_1, \quad (2)$$

где ϵ_1 — диэлектрическая проницаемость воздуха, ϵ_2 — диэлектрическая проницаемость материала, ϑ — объемная концентрация, описывающая долю диэлектрического материала в общем объеме. Следовательно, фазовая скорость распространяющейся волны с поляризацией вдоль оси Y является более медленной, чем по оси X , что приводит к двум различным фазовым сдвигам φ_x и φ_y , когда волны пройдут через диэлектрический материал. Учитывая, что магнитная проницаемость $\mu = 1$, формула для расчета разности фаз выглядит следующим образом:

$$\Delta\varphi = \varphi_x - \varphi_y = 2\pi(\sqrt{\epsilon_y} - \sqrt{\epsilon_x})\frac{h}{\lambda}, \quad (3)$$

где h — толщина, λ — длина волны.

Для расчета итоговых электрических параметров можно использовать программы электродинамического моделирования CST, HFSS, Comsol и др. Причем для достижения наилучшего результата рекомендуется учитывать геометрию рупора, совместно с которым будет использоваться преобразователь поляризации. Для двухмиллиметрового диапазона оптимальная толщина кремниевой пластины должна быть в пределах 400–450 мкм. Модель поляризатора из кремния с рупорной антенной представлена на рис. 1. Для получения круговой поляризации необходимо повернуть поляризатор на 45° . Полученные при моделировании значения осевого соотношения (Axial Ratio) были на уровне 0.2 дБ на частоте 139 ГГц.

ИССЛЕДУЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Сразу хотим отметить, что нам не удалось с первого раза попасть в точные размеры преобразователя поляризации. Поэтому представленные расчетные данные осевого соотношения на рис. 2 относятся к размерам, полученные по факту изготовления.

Для создания диэлектрических поляризаторов в данной работе применялись пластины высоко-резистивного кремния толщиной 420 мкм. С помощью лазерной резки из пластин вырезались дисковые образцы диаметром 16 мм, на которых формировалась решетчатая структура с периодом 990 мкм (± 10 мкм). В исследовании использовались два типа структур: с шириной струн решетки 332 мкм (± 10 мкм) и с шириной 374 мкм (± 10 мкм). Внешний размер преобразователей поляризации подбирался таким образом, чтобы образцы могли быть расположены в качестве насадки на типовой конический рупор. Генератор фирмы ООО «МВЭЙВ» [21] на основе ЛПД (лавинно-пролетный диод) в нашем исследовании представлен как ЛПД-источник. Мощность гене-

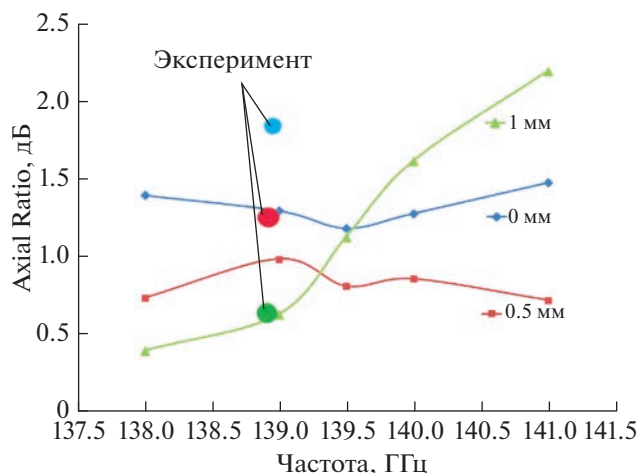


Рис. 2. Результаты моделирования осевого отношения образца #2 и экспериментальные значения, полученные на частоте 138.9 ГГц.

ратора составляла 80 мВт, частота излучения 138.9 ГГц.

На рис. 3 изображена схема экспериментальной установки. На выход генератора был установлен конический металлический рупор, на выходе из которого формировался близкий к гауссовому распределению пучок излучения вертикальной поляризации. На рупор устанавливалась кольцевидная насадка, в центре которой находился изучаемый решетчатый преобразователь поляризации, который вплотную прижимался к выходу ру-

пора. Кольцевая насадка, в свою очередь, крепилась к специальному вращателю с помощью прижимных болтов. Такая конструкция позволяла осуществлять прецизионные настройки позиционирования путем вращения. Преобразование расходящегося пучка в параллельный осуществлялось следующим образом: на оптический тракт помещалась линза (Л), следом за которой располагался вентилятор-отсекатель (Мод) для модуляции частоты излучения (23 Гц). Следующим элементом оптической системы был решетчатый поляризатор (П) с вращением 360°, который использовался для характеристики излучения и определения степени “циркулярности” его поляризации. В случае идеальной круговой поляризации изменение угла поляризатора (П) не должно было изменять интегральную мощность прошедшего через него излучения на детекторе. Детектирование излучения осуществлялось при помощи пиродетектора (PIR), подключенного к Lock-In усилителю (Lock-In), где происходила регистрация значений интегральной мощности сигнала.

Общий алгоритм измерения осевого отношения (Axial Ratio) выглядел следующим образом: насадка с преобразователем поляризации устанавливалась на выход рупора генератора и закреплялась прижимными болтами вращателя, затем происходило прецизионное позиционирование образца, которое оценивалось таким образом, чтобы при вращении поляризатора (П) на 360° (шаг вращения 10°) показание мощности сигнала на Lock-In усилителе изменялось наи-

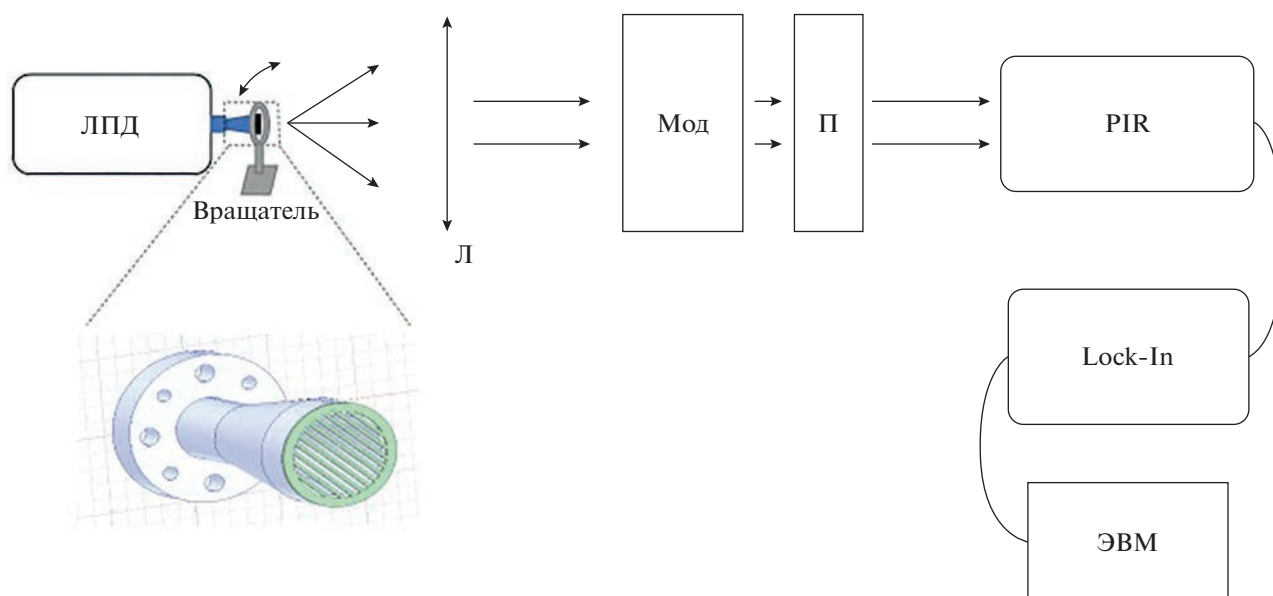


Рис. 3. Блок-схема экспериментальной установки, где: ЛПД — генератор на основе ЛПД, Вращатель — механическая система с фиксирующими болтами, Л — линза, Мод — вентиляторный отсекающий, используемый для модуляции, П — поляризатор, PIR — пиродетектор, Lock-In — усилитель, ЭВМ — управляющий компьютер.

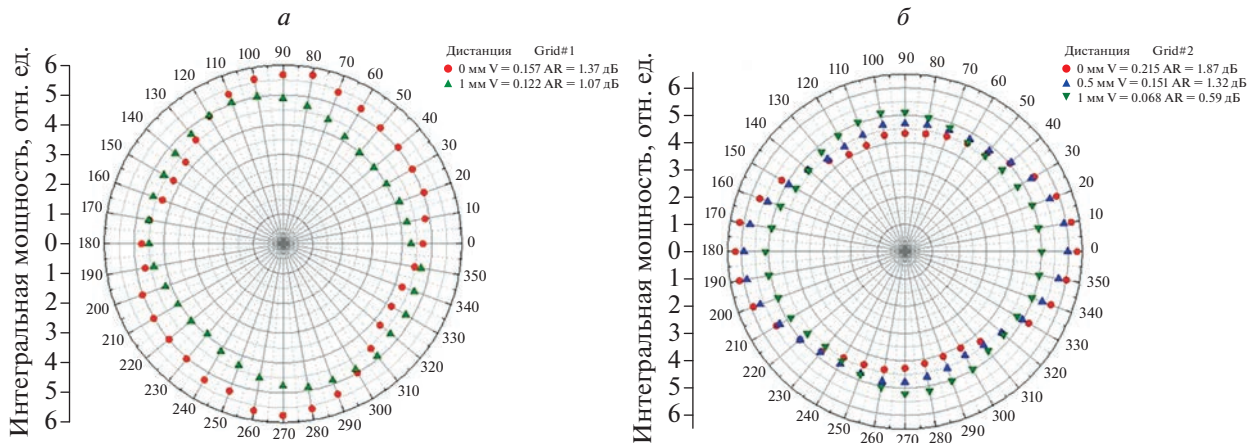


Рис. 4. График зависимости интегральной мощности КВЧ излучения при прохождении через образец от углового положения поляризатора (П) при различном удалении образца от рупора генератора: Grid#1 с толщиной стержней 332 мкм (а), Grid#2 с толщиной стержней 374 мкм (б).

меньшим образом при изменении угла положения поляризатора (П). При нахождении оптимального положения образца осуществлялась последовательная регистрация мощности сигнала для каждого углового положения поляризатора (П). Для большей точности измерения, для каждого угла поляризатора (П), пиродетектором производилось сканирование по площади $4 \times 4 \text{ см}^2$, что соответствует площади параллельного пучка субтерагерцового излучения в нашей экспериментальной системе.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследуемые образцы преобразователей поляризации были выполнены по технологии лазерной резки и представляли решетчатую структуру с периодом $T = 990 \text{ мкм}$ и шириной стержней 332 мкм для Grid#1 и 374 мкм для Grid#2. Для каждого образца были проведены измерения в 36 точках, соответствующих разному углу поляризатора (П). Для наглядной визуализации результатов измерения была построена круговая диаграмма, где длине радиуса соответствует интегральная мощность, а по окружности отложены углы поворота поляризатора (П). В случае наличия идеальной круговой поляризации множество точек на графике должно образовать окружность. В качестве дополнительных индикаторов используются два параметра, представленных в легенде графика: V и AR , где V — параметр видности, определяемый по формуле:

$$V = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}, \quad (4)$$

где $P_{\max}$ — максимальное значение интегральной мощности на измеренных углах положения поля-

ризатора (П); $P_{\min}$ — минимальное значение соответственно.

Осевое отношение AR определялось по формуле:

$$AR = \frac{P_{\max}}{P_{\min}}. \quad (5)$$

На рис. 4а представлены результаты измерений для образца Grid#1. Первое измерение, представленное в виде (●) на рис. 4а, происходило по описанному в предыдущем разделе алгоритму, когда измеряемый образец установлен вплотную к выходу генератора. Однако, из-за полученных при изготовлении размеров, отличных от ожидаемых, даже при самой прецизионной настройке положения Grid#1 полученные результаты оказались достаточно далеки от достижения круговой поляризации: максимальная и минимальная амплитуды мощности отличаются в 1.37 раза, что соответствует $AR = 1.37 \text{ дБ}$. Было принято решение оптимизировать работу преобразователя поляризации, изменив его положение относительно выхода рупора генератора. Насадка с образцом, зафиксированная болтами вращателя, оставалась в стационарном положении, а генератор излучения с выходным рупором был отодвинут от преобразователя поляризации на 1 мм. Измерение при таком положении образца (▲) показало улучшенные результаты, и соотношение AR уменьшилось до 1.07 дБ.

Рисунок 4б отображает результаты измерений для второго образца (Grid#2). Установленный в упор к выходу рупора генератора Grid#2 отчетливо демонстрировал поляризацию, близкую к эллиптической (значение $AR = 1.87 \text{ дБ}$ ((●) на графике). Как и в случае с первым образцом, была произведена попытка оптимизации его положения путем его дистанцирования от выхода рупора генератора на 1 мм (▼) и 0.5 мм (▲).

Второй образец оказался крайне чувствителен к донастройке положения относительно выхода рупора генератора. Так, при расстоянии между рупором и Grid#2 в 1 мм, удалось достичь круговой поляризации со значением Axial Ratio близким к идеальному ($AR = 0.59$ дБ). Измеренные значения (∇), похожие на практически идеальный круг, хорошо заметны на рис. 4а.

Полученные экспериментальным путем значения для Grid#2 наложены на данные, полученные при моделировании осевого отношения в диапазоне 138–141 ГГц. Тенденция к уменьшению осевого отношения при удалении образца от рупорной антенны также прослеживается и при теоретическом расчете кремниевой решетки с толщиной стержней 374 мкм, представленного на рис. 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа представляет предварительные результаты исследования тонких кремниевых решетчатых преобразователей поляризации для эффективного преобразования линейно-поляризованного субтерагерцового излучения в циркулярно-поляризованное.

Для одного из экспериментальных образцов удалось получить поляризацию с очень малым коэффициентом AR (0.594 дБ), что показывает принципиальную возможность получения круговой поляризации используя такой тип кремниевых структур.

Исследования в данной области имеют большую прикладную важность, поскольку успешное создание преобразователя поляризации в виде съемной насадки для выходного рупора источника излучения, станет удачным технологическим решением для компонентной базы миллиметрового диапазона, повысит качество и функционал подобных устройств.

Результаты представленной статьи стоит рассматривать как промежуточные перед оптимизацией технологических процессов изготовления решетчатых структур. В дальнейшем планируется разработка и изготовление подобных преобразователей поляризации для длины волны 1 мм.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kirschbaum H.S., Chen S. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1957. V. 5. No. 3. P. 199.
2. Smith P.W. Monolithic polarizer grating. US Patent No. 45516925, cl. 333/21A, H01P 1/16. 1985.
3. Volman V., Harris D.W. Passive electromagnetic polarization shifter with dielectric slots. US Patent No. 8519899, cl. 343/756, H01O 19/00. 2013.
4. Redd J. Polarization converting dielectric plate. US Patent No. 0266977, cl. 343/911R, H01Q 15/244. 2014.
5. Bornemann J. // IEEE Trans. Antenn. Propag. 1993. V. 41. No. 11. P. 1588.
6. Wang K.X., Wong H. // IEEE Trans. Antenn. Propag. 2018. V. 66. No. 8. P. 4303.
7. Roberts A., Lin L. // Opt. Lett. 2012. V. 37. No. 11. P. 1820.
8. Euler M., Fusco V., Dickie R. et al. // IEEE Trans. Antenn. Propag. 2011. V. 59. No. 8. P. 3103.
9. Biscarini M., Sardi G.M., Martini E. et al. // Proc. EuCAP'13. (Gothenburg, 2013).
10. Clendinning S., Cahill R., Zelenchuk D., Fusco V. // Microwave Opt. Technol. Lett. 2020. V. 62. No. 4. P. 1815.
11. Clendinning S., Cahill R., Zelenchuk D., Fusco V. // Proc. 13th EuCAP (Krakow, 2019). P. 1.
12. Karamirad M., Ghobadi C., Nourinia J. et al. // Proc. KBEI-2017. (Tehran, 2017). P. 69.
13. Li Y., Zhang J., Qu S. et al. // J. Appl. Phys. 2015. V. 117. No. 4. Art. No. 044501.
14. Sofi M.A., Saurav K., Koul S.K. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2020. V. 68. No. 10. P. 4138.
15. Orr R., Goussetis G., Fusco V., Saenz E. // IEEE Trans. Antenn. Propag. 2015. V. 63. No. 5. P. 1949.
16. Wang H.B., Cheng Y.J., Chen Z.N. // IEEE Trans. Antenn. Propag. 2019. V. 68. No. 2. P. 1186.
17. Tharp J.S., Lail B.A., Munk B.A., Boreman G.D. // IEEE Trans. Antenn. Propag. 2007. V. 55. No. 11. P. 2983.
18. Fei P., Shen Z., Wen X., Nian F. // IEEE Trans. Antenn. Propag. 2015. V. 63. No. 10. P. 4609.
19. Бахтеев И.Ш., Молчанов С.Ю., Муравьев В.М., Гусихин П.А. // Изв. РАН Сер. физ. 2022. Т. 86. № 4. P. 489; Bahteev I.S., Molchanov S.Y., Muravev V.M., Gusikhin P.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 4. P. 400.
20. Euler M., Fusco V., Cahill R., Dickie R. // IEEE Trans. Antenn. Propag. 2010. V. 58. No. 7. P. 2457.
21. <https://emwave.ru/terahertz-systems/generatory-ter-agertsovogo-izlucheniya>.

Sub-terahertz polarization converter based on a silicon lattice structure

A. M. Brovko^a, K. R. Dzhikirba^a, V. M. Muravev^a, I. Sh. Bahteev^a, S. Yu. Molchanov^{a, *}

^a Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, Russia

*e-mail: canishe@yandex.ru

A single-layer polarizer converting linear polarization into circular one is presented. The polarization converter consists of a lattice structure made of silicon. The polarizer is developed and optimized for the millimeter wave band, for the spectral 'transmission window' of 2 mm. The obtained results show that the measured values are in line with the simulation results.

УДК 537.311.322:535.37:535-47

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ НА ОСНОВЕ $\text{AlAs}/(\text{Al,Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ МИКРОРЕЗОНАТОРА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ

© 2023 г. А. А. Максимов¹, *, Е. В. Филатов¹, В. В. Филатов², И. И. Тартаковский¹

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

²Филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Федерального исследовательского центра химической физики имени Н.Н. Семенова
Российской академии наук в г. Черноголовке, Черноголовка, Россия

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

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Экспериментально исследовано в широком температурном диапазоне стимулированное лазерное излучение с высокой степенью циркулярной поляризации в хиральных полупроводниковых микро-резонаторах. Подробно изучена кинетика перестройки спектров излучения инжекционных лазерных наноструктур за время действия прямоугольного электрического импульса возбуждения.

DOI: 10.31857/S036767652270034X, EDN: AENGM1

ВВЕДЕНИЕ

Создание компактных устройств, с помощью которых можно управлять состоянием поляризации излучаемого света, является одной из центральных задач нанофотоники. В спинтронике спин носителей заряда используется как дополнительная степень свободы при передаче и обработке информации, что позволяет создавать приборы с новыми принципами работы. По аналогии с электронным спином компактные источники циркулярно поляризованного оптического излучения открывают возможность их дальнейшего практического применения в таких интенсивно развивающихся областях, как квантовые технологии оптического управления информацией и оптоэлектроника [1, 2].

Использование четвертьволновых пластин из двулучепреломляющих материалов при обычном способе получения циркулярно поляризованного излучения не отвечает требованиям компактности и совместимости с полупроводниковыми технологиями изготовления элементов и схем нанофотоники. Реализация компактных полупроводниковых лазеров, которые могут излучать циркулярно поляризованный свет, возможна при использовании оптической либо электрической спиновой накачки (так называемые спин-лазеры [3–7]) или оптических хиральных сред в активной области таких лазеров, например, холестериче-

ских жидких кристаллов [8, 9], что также не является оптимальным с практической точки зрения.

В последнее время в целом ряде работ [10–14] было продемонстрировано, что создание компактных устройств циркулярно поляризованного излучения может быть осуществлено при использовании наноструктур на основе обычных ахиральных $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ полупроводников. Отличительной особенностью данных наноструктур является наличие в их верхнем слое сформированного с помощью современных полупроводниковых технологий фотонного кристалла с квадратной решеткой, обладающей хиральной симметрией. Такая симметрия приводит к неэквивалентности собственных циркулярно поляризованных электромагнитных мод системы, вращающихся по и против часовой стрелки, что позволяет создавать компактные источники циркулярно поляризованного излучения без приложения внешнего магнитного поля.

Важным шагом в этом направлении, имеющим также прикладное значение, была реализация инжекционных полупроводниковых лазеров с высокой степенью циркулярной поляризации излучения [12, 13], знак которой определяется при изготовлении [13], и работающих вплоть до температур ~ 100 K [14].

Настоящая работа посвящена экспериментальным исследованиям кинетики стимулиро-

ванного излучения инжекционных хиральных полупроводниковых лазерных структур в широком температурном диапазоне при их возбуждении электрическими импульсами различной длительности.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Изучались полупроводниковые вертикально излучающие инжекционные лазеры с электрической накачкой на основе λ -микрорезонатора $\text{Al}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ с четырьмя GaAs квантовыми ямами в активной области. Брэгговские зеркала состояли из n - и p -допированных пар слоев $\text{AlAs}/\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$. Отдельная лазерная структура представляла собой микростолбик размером 60×60 мкм², на верхнем зеркале которого был сформирован фотонный кристалл с хиральной симметрией. Подробные структурные характеристики исследованных лазеров подробно описаны в работах [12–14].

В таких наноструктурах была получена лазерная генерация излучения с высокой степенью циркулярной поляризации ($\rho_c > 0.7$) в отсутствие магнитного поля вплоть до температур ~ 100 К [14]. Повышение температуры образца приводит к сдвигу полос излучения лазеров в красную область в соответствии с изменением показателя преломления материала микрорезонатора.

В настоящей работе исследовались изменения спектров излучения лазеров в зависимости от времени после начала действия возбуждающего импульса в условиях развитой многомодовой генерации, то есть при достаточно высоких значениях тока J , текущего через лазерную структуру. Образец с лазерами помещался либо в парах гелия в оптическом гелиевом криостате с регулируемой температурой в диапазоне $T = 4.5\text{--}250$ К с точностью регулировки температуры $\Delta T = \pm 0.2$ К, либо в сверхтекучий гелий при температуре ~ 1.8 К. Для возбуждения свечения наноструктуры использовался автоматизированный генератор электрических прямоугольных импульсов с длительностью от 10 нс до нескольких миллисекунд. На выходе генератора стоял аттенюатор 10 дБ, согласованный с нагрузкой 50 Ом, для подавления отражения от образца. Спектры излучения, измеренные при различных близких по длительности возбуждающих импульсах, вычитались друг из друга. Данная автоматизированная процедура вычитания спектров эквивалентна измерениям с временным разрешением при возбуждении излучения длинным импульсом. Временное разрешение в таких экспериментах составляло величину ~ 10 нс.

Для возбуждения излучения к каждому отдельному лазеру прикладывалось импульсное напряжение величиной до ~ 18 В. Было установлено,

что оптимальные условия для наблюдения мощной лазерной генерации света в исследованных структурах достигаются при импульсном электрическом возбуждении с длительностями импульсов в диапазоне от ~ 100 нс до ~ 1 мс со скважностью $\sim 1 : 100$. Максимальные значения импульсного тока J , текущего через различные лазерные структуры, не превышали величины ~ 40 мА при самых коротких импульсах возбуждения.

Спектры излучения регистрировались в направлении близком к нормали образца с помощью спектрометра МДР-23 или тройного спектрометра Dilor-500 (с разрешением ≤ 40 мкэВ), оснащенных охлаждаемым Si-CCD детектором.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 1а и 1б показана спектральная позиция E_{rad} и интенсивность в максимуме I_{max} полосы излучения основной моды лазерной генерации одной из лазерных структур при температуре 1.8 К в зависимости от времени после начала возбуждающего электрического импульса при различных значениях импульсного тока J , текущего через образец. Видно, что наблюдается сдвиг полосы излучения в красную область со временем. Значение спектрального сдвига полосы увеличивается с ростом тока J и достигает значения ~ 0.6 мэВ к моменту ~ 1 мкс после начала импульса при максимальном импульсном токе. При этом можно заметить, что максимум интенсивности линии лазерной генерации I_{max} (рис. 1б) наблюдается в тот момент времени (зависящий от протекающего через образец тока), когда ее спектральное положение совпадает с оптимальной для данного микрорезонатора модой излучения. Позиция оптимальной моды резонатора отмечена на рис. 1а точечной линией. Как показано на рис. 1в, спектры основной моды лазерной генерации в эти моменты ее максимальной интенсивности, которые достигаются при различных временах после начала возбуждающего импульса в зависимости от величины J , действительно совпадают.

На рис. 2а, 2б и 2в с использованием шкалы серого цвета показано развитие спектров стимулированного излучения лазерной структуры во времени при возбуждении длинным электрическим импульсом при температурах 1.8, 6 и 143 К, соответственно. Видно, что эффект красного сдвига полосы генерации исследованных полупроводниковых лазеров во время действия возбуждающего электрического импульса наблюдается не только при самых низких температурах, но и в более широком температурном интервале.

Наблюдаемый спектральный красный сдвиг во времени естественно связать с неравновесными процессами в электронной и фононной подсистемах в активной области лазерной структуры.

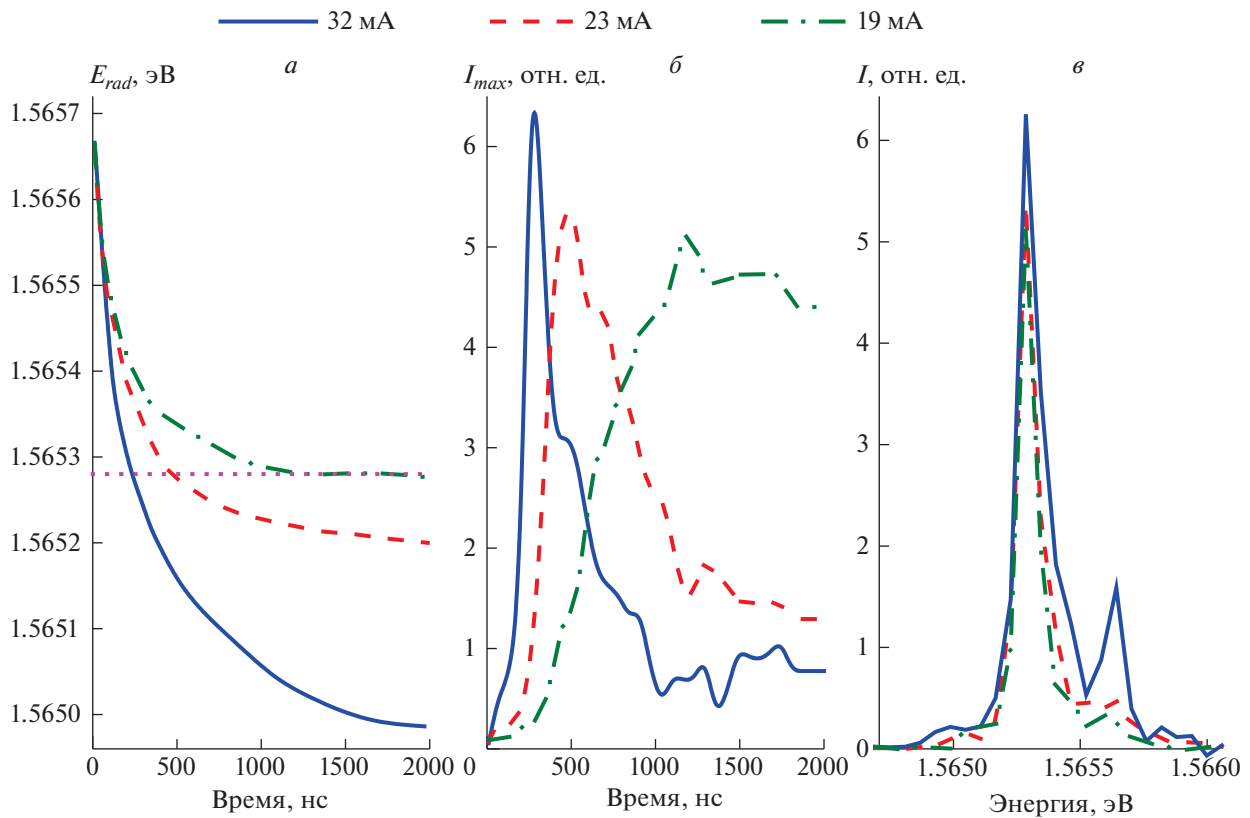


Рис. 1. Спектральное положение линии генерации E_{rad} хиральной полупроводниковой лазерной структуры в σ^+ циркулярной поляризации (*a*) и ее максимальная интенсивность I_{max} (*б*) в различные моменты времени после начала возбуждения длинным прямоугольным электрическим импульсом. Спектры излучения лазера при различных значениях импульсного тока J в различные моменты времени (280, 460 и 1200 нс), отвечающие максимальной интенсивности основной моды генерации (*в*). Результаты получены при значениях J : 32 мА — сплошные линии, 23 мА — штриховые линии и 19 мА — штрих-пунктирные линии. Спектральное положение оптимальной моды резонатора — точечная линия; $T = 1.8$ К.

Для определения времен релаксации этих неравновесных процессов τ были измерены разностные спектры, полученные при возбуждении мощным электрическим импульсом длительности 1 мкс и с такой же амплитудой задержанным на разные времена относительно окончания основного импульса тестирующим более коротким (~ 10 – 20 нс) импульсом. Тестирующий импульс сам по себе не вызывал изменений в спектре стимулированного излучения лазерной структуры за время своего действия. Таким образом, разностные спектры позволяли измерить спектры стимулированного излучения лазерной структуры при возбуждении тестирующим импульсом при его различных задержках после окончания основного возбуждающего импульса. На рис. 2г, 2д и 2е с использованием шкалы серого цвета показаны изменения таких спектров во времени при различных температурах 1.8, 6 и 143 К, соответственно. Видно, что с увеличением времени задержки между тестирующим импульсом и мощным им-

пульсом возбуждения, вызвавшим спектральный сдвиг основной полосы генерации, этот сдвиг постепенно уменьшается и спектральное положение линии генерации возвращается к своему начальному положению, отмеченному на рис. 2г, 2д и 2е пунктирными прямыми.

На рис. 3 показана температурная зависимость спектральной позиции E_{rad} полосы излучения основной моды излучения полупроводникового лазера в режиме развитой лазерной генерации через ~ 10 нс (открытые символы) и через ~ 1 мкс (закрытые символы) после начала действия мощного электрического импульса возбуждения. Изменение спектральной позиции полосы генерации ΔE_{rad} со временем наблюдается во всем исследованном температурном интервале. Кроме того, наблюдается и общее спектральное смещение линий лазерной генерации в красную сторону на величину порядка нескольких мэВ при изменении температуры от 1.8 до 220 К. Это связано с тем, что длина волны излучения λ основной полосы

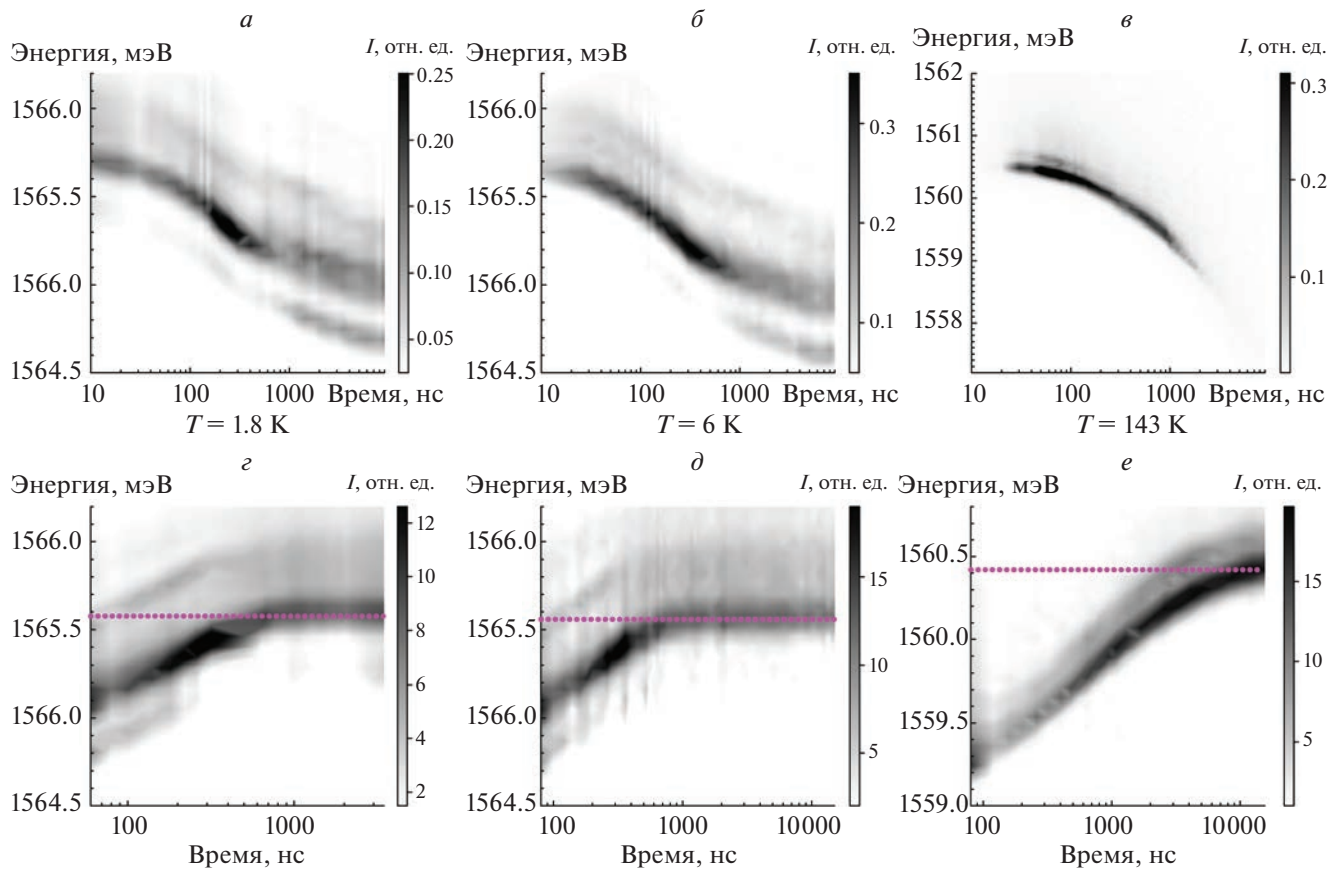


Рис. 2. Спектры стимулированного излучения лазерной структуры: (а, б, в) — в различные моменты времени от начала возбуждения длинным электрическим импульсом; (г, д, е) — при возбуждении коротким тестирующим импульсом при его различных задержках после окончания основного мощного возбуждающего импульса длительностью 1 мкс. $T = 1.8$ (а, г), 6 (б, д), 143 К (в, е). Точечными прямыми показаны спектральные позиции основной моды генерации при возбуждении только тестирующим импульсом.

генерации в исследованных лазерных структурах определяется соотношением

$$\lambda = nd, \quad (1)$$

где n — эффективный показатель преломления (Al,Ga)As материала микрорезонатора, а d — точное значение толщины микрорезонатора в месте расположения лазера на образце. Изменение показателя преломления с температурой $n(T)$ и приводит к спектральному смещению линий лазерной генерации в красную сторону. Зависимость $n(T)$ хорошо согласуется с температурным поведением эффективного показателя преломления материала λ -микрорезонатора $\text{Al}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ в этом температурном интервале, определенном на основе простой одноосцилляторной модели [15].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Можно показать, что некоторое повышение температуры ΔT в активной области лазера во время действия электрического возбуждения, для

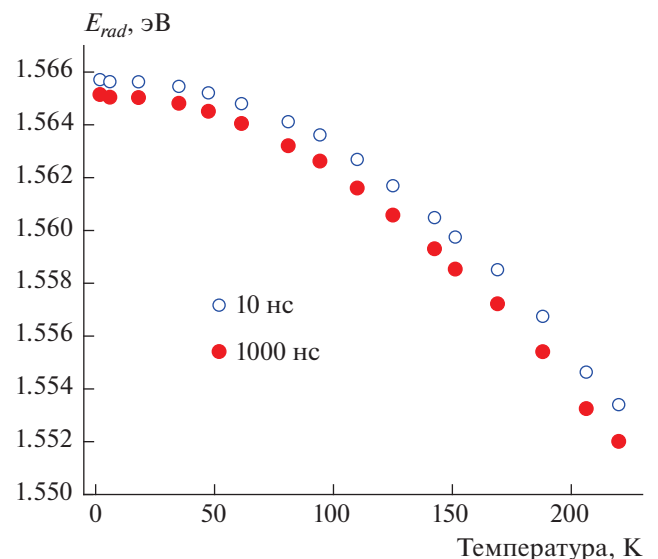


Рис. 3. Температурная зависимость спектрального положения основной моды генерации E_{rad} полупроводникового лазера на 10 нс (открытые символы) и на 1000 нс (закрытые символы) после начала действия электрического импульса возбуждения.

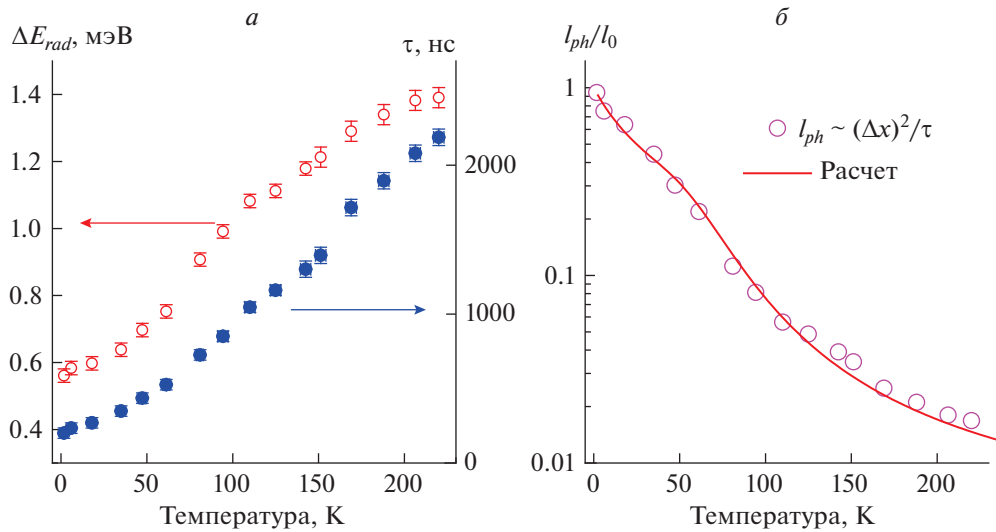


Рис. 4. Температурные зависимости спектрального сдвига основной моды генерации ΔE_{rad} (открытые символы, левая ось) и времени релаксации τ (закрытые символы, правая ось) полупроводникового лазера после окончания действия возбуждающего электрического импульса длительностью 1 мкс (*a*); зависимость длины свободного пробега фононов l_{ph} (открытые символы) от температуры (*б*), сплошная кривая – расчет по формуле (6) (см. текст).

дебаевского твердого тела эквивалентно изменению давления ΔP в этой же области образца через соотношение:

$$\Delta P \approx -\frac{\gamma_G}{V} c_V \Delta T, \quad (2)$$

где γ_G – постоянная Грюнайзена порядка 1, V – объем, а c_V – теплоемкость. С другой стороны, величина $c_V \Delta T$ есть ничто иное, как полная вложенная энергия E_p в фононную подсистему лазерной наноструктуры за время действия импульса накачки. Значение величины энергии $E_p = UJ\Delta t$ может быть определено из падения напряжения U на лазерной структуре, величины тока J , текущего через нее, и длительности электрического импульса возбуждения $\Delta t = 1$ мкс для данных, представленных на рис. 3. Температурная зависимость этой величины вложенной энергии E_p , измеренной по электрическим параметрам, оказалась слабо и плавно меняющейся величиной от 0.66 до 0.69 мкДж (т.е. практически постоянной) при изменении температуры в диапазоне от 1.8 до 220 К (рис. 3).

Красный спектральный сдвиг полосы генерации ΔE_{rad} полупроводникового лазера под действием электрического импульса длительностью 1 мкс при изменении температуры показан на рис. 4*a* (левая ось ординат) открытыми символами. Видно, что эти сдвиги ΔE_{rad} находятся в диапазоне 1 ± 0.5 мэВ в исследованном температурном интервале. Согласно формуле (1) изменения ΔE_{rad} должны быть пропорциональны изменениям показателя преломления Δn (Al,Ga)As матери-

ала микрорезонатора, вызванных действием электрического импульса.

Наблюдаемые на эксперименте значения ΔE_{rad} означают, что в данном спектральном диапазоне изменения в Δn должны составлять несколько тысячных. В работе [16] было получено изменение показателя преломления кристаллов GaAs на величину $\Delta n \approx -0.1$ под давлением ~ 5 ГПа. Если считать, что изменения показателя преломления в (Al,Ga)As зависят от давления примерно так же как в кристаллах GaAs, то можно по формуле (2) оценить величину давления растяжения, которые достигались в наших экспериментах. Для этого надо учесть, что объем области, в которой выделяется энергия электрического импульса $E_p = c_V \Delta T$, $V = Sx$, где S – площадь отдельной лазерной структуры размером 60×60 мкм², а x – ширина активной области лазера, в которой возбуждаются неравновесные фононы. Полагая величину x порядка нескольких микрон и зная величину энергии электрического импульса E_p , легко оценить по формуле (2), что величина давления $\Delta P \approx 0.1$ ГПа, необходимая для изменения показателя преломления Δn на несколько тысячных, вполне достижима в наших экспериментах.

Из работы [17] следует, что в кристаллах GaAs отношение изменений показателя преломления и давления $\Delta n/\Delta P$ с экспериментальной точностью не зависит от температуры в диапазоне ее изменений от гелиевых до комнатных. Таким образом, поскольку $\Delta E_{rad} \propto \Delta n \propto \Delta P$ и учитывая соотношение (2), наблюдаемые изменения с температурой величины ΔE_{rad} (рис. 4*a*) могут быть связаны

только с зависимостью объема возбужденной области от температуры $V(T)$. В случае же плоской геометрии исследованных лазерных структур изменения объема определяются лишь зависимостью ширины активной области лазера $x(T)$, в которой возбуждаются неравновесные фононы, от температуры. Следовательно, изменения этой величины Δx

$$\Delta x \propto \frac{c_V \Delta T}{\Delta E_{rad}} = \frac{E_p}{\Delta E_{rad}} \quad (3)$$

оказываются пропорциональными экспериментально измеряемым величинам.

Помимо изменений области занятой неравновесными фононами, связанными с изменениями температуры, эта область x изменяется и со временем в процессах релаксации, определяемых уравнением диффузии:

$$\frac{dQ}{dt} = \kappa \frac{dT}{dx}, \quad (4)$$

где Q — энергия, запасенная в подсистеме неравновесных фононов, а κ — коэффициент диффузии. Уравнение (4) позволяет в условиях эксперимента получить приближенное соотношение:

$$\rho S \Delta x c_V \frac{\Delta T}{\tau} \approx \frac{1}{3} c_V v_s l_{ph} \frac{\Delta T}{\Delta x}, \quad (5)$$

где ρ — плотность материала микрорезонатора, v_s — скорость звука, l_{ph} — длина свободного пробега фононов, а τ — время релаксации неравновесных фононов.

Времена релаксации τ при различных температурах были измерены в экспериментах аналогичных представленным на рис. 2а–2е и приведены на рис. 4а в виде сплошных символов (правая ось ординат). Из соотношения (5) следует, что длина свободного пробега фононов l_{ph} оказывается пропорциональной величине $(\Delta x)^2/\tau$. Это, с учетом соотношения (3), позволяет из полученных экспериментальных данных построить температурную зависимость изменения длины свободного пробега фононов от температуры, которая представлена на рис. 4б открытыми символами. Видно, что с повышением температуры до 220 К длина свободного пробега уменьшается почти на два порядка.

Для описания экспериментально полученной зависимости $l_{ph}(T)$ может быть предложена следующая формула:

$$l_{ph} = l_0 / [1 + \alpha T + \beta \exp(-\Theta/T)]. \quad (6)$$

Расчет по формуле (6) представлен на рис. 4б в виде сплошной кривой. Видно, что эта формула позволяет описать экспериментальные результаты с хорошей точностью. При низких температурах основной вклад в вероятность рассеяния неравновесных фононов вносит постоянный член,

который приводит к длине свободного пробега порядка l_0 . При высоких температурах важный вклад в рассеяние дает экспоненциальный член, отвечающий за процессы переброса (Θ — температура Дебая). Член пропорциональный температуре в вероятности рассеяния может быть связан либо с упругими полями, возникающими на многочисленных интерфейсах лазерной структуры, либо с рассеянием фононов на свободных носителях, концентрация которых достаточно высока в режиме развитой лазерной генерации. Естественно предположить, что длина свободного пробега фононов при низких температурах l_0 будет порядка толщин слоев составляющих брэгговские зеркала микрорезонатора. Действительно, величина $l_0 \sim 60$ нм позволяет получить разумную оценку величины сдвига ΔE_{rad} , получаемую на эксперименте при низких температурах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выполнены детальные исследования кинетики стимулированного излучения в вертикально излучающих инжекционных полупроводниковых лазерных структурах, возбуждаемых электрическими импульсами. Лазеры были созданы на основе высокочастотного AlAs/(Al,Ga)As микрорезонатора с GaAs квантовыми ямами в активной области и с хиральным фотонным кристаллом, сформированным на верхнем брэгговском зеркале. Измерены времена релаксации полупроводникового лазера после действия мощного электрического импульса возбуждения при различных температурах. Благодаря высокой чувствительности спектральных характеристик стимулированного излучения к изменениям активной среды полученные экспериментальные результаты временных зависимостей спектров и интенсивности лазерной генерации при возбуждении электрическими импульсами различной длительности позволили построить температурную зависимость длин свободного пробега фононов в широком температурном диапазоне.

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

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. Ando H., Sogawa T., Gotoh H. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. No. 5. P. 566.
4. Holub M., Bhattacharya P. // J. Phys. D. 2007. V. 40. Art. No. R179.

5. *Chen J.-Y., Wong T.-M., Chang C.-W. et al.* // Nature Nanotech. 2014. V. 9. P. 845.
6. *Lindemann M., Xu G., Pusch T. et al.* // Nature. 2019. V. 568. P. 212.
7. *Žutić I., Xu G., Lindemann M. et al.* // Solid State Commun. 2020. V. 316–317. Art. No. 113949.
8. *Kopp V.I., Fan B., Vithana H.K.M. et al.* // Opt. Lett. 1998. V. 23. P. 1707.
9. *Ha N.Y., Ohtsuka Y., Jeong S.M. et al.* // Nature. Mater. 2008. V. 7. P. 43.
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., 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.
13. *Maksimov A.A., Filatov E.V., Tartakovskii I.I. et al.* // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 17. Art. No. L021001.
14. *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.
15. *Afromowitz M.F.* // Solid State Commun. 1974. V. 15. P. 59.
16. *Goñi A.R., Syassen K., Cardona M.* // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. No. 14. Art. No. 10104.
17. *Goñi A.R., Cantarero A., Syassen K. et al.* // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. No. 14. Art. No. 10111.

Non-equilibrium processes in a semiconductor laser based on AlAs/(Al,Ga)As/GaAs microcavity under electric pulses excitation

A. A. Maksimov^{a,*}, E. V. Filatov^a, V. V. Filatov^b, I. I. Tartakovskii^a

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

^b *Semenov Federal Research Center of Chemical Physics, Branch in Chernogolovka, Chernogolovka, 142432 Russia*

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

Stimulated radiation with a high circular polarization degree in chiral semiconductor microcavities was studied in a wide temperature range. The kinetics of the spectra emission rearrangement in injection laser nanostructures during the action of a rectangular electric excitation pulse is studied in detail.

УДК 535.2

ВЛИЯНИЕ КАЧЕСТВА ИНТЕРФЕЙСОВ НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ ИНКАПСУЛИРОВАННЫХ МОНОСЛОЕВ MoSe_2

© 2023 г. А. В. Черненко¹, *, А. С. Бричкин¹, Г. М. Голышков¹, А. Ф. Шевчун¹

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 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Исследованы спектры фотолюминесценции экситонов и трионов в инкапсулированных гексагональным нитридом бора монослоях MoSe_2 при нерезонансном лазерном возбуждении. При уменьшении размера пятна лазерного возбуждения с 8 до 3 нм, в спектрах фотолюминесценции начинают разрешаться отдельные пики, с шириной линии ~ 2 мэВ, которые при большем пятне не были разрешимы. Исследования поверхности образца с помощью сканирующего электронного микроскопа выявили существование большого количества особенностей на интерфейсах структур, с характерными размерами в диапазоне от субмикронных до микронных и больше. Ожидалось, что линии, проявляющиеся в спектре при малых размерах пятна возбуждения, связаны с подобными субмикронными неоднородностями. Исследования специально изготовленной гетероструктуры с напыленной на ее поверхность металлической маской с отверстиями диаметром 1.6 мкм подтвердили выдвинутое предположение.

DOI: 10.31857/S0367676522700351, EDN: AEIHOQ

ВВЕДЕНИЕ

Ширина линий фотолюминесценции (ФЛ) является важнейшей характеристикой качества полупроводниковых слоистых структур. Структуры высокого качества характеризуются малым неоднородным уширением линий. В случае квантовых ям, полученных одним из эпитаксиальных методов, неоднородное уширение линий ФЛ связано с флуктуациями ширины ямы, дефектами, неоднородной деформацией [1]. Гетероструктуры на основе дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ), полученные с помощью механической эксфолиации, также характеризуются значительным неоднородным уширением линий ФЛ. Времена жизни экситонов в них определяются излучательной рекомбинацией и лежат в диапазоне 1–10 пс, поэтому радиационная ширина линии ФЛ в таких структурах не превышает 1 мэВ [2]. Межэкситонное взаимодействие и взаимодействие экситонов с фононами дает дополнительный вклад в однородное уширение, который не превышает 1 мэВ. Таким образом, ширина линии ФЛ, превышающая 3 мэВ при гелиевых температурах связана с неоднородным уширением, в которое дают вклад различные процессы, в первую очередь пузыри на интерфейсах [3]. Существенное неоднородное уширение оказывается глав-

ным препятствием для спектроскопического изучения различных эффектов в ДПМ.

Многочисленные исследования показывают, что ширина линий фотолюминесценции неинкапсулированных монослоев ДПМ в атмосфере порядка 20–30 мэВ даже при гелиевых температурах [4]. Инкапсулирование монослоев, то есть помещение их между слоями гексагонального нитрида бора (hBN), позволяет существенно уменьшить ширину линий ФЛ [4, 5]. Ширина линий ФЛ инкапсулированных слоев при температуре 10 К – 3–15 мэВ, тогда как при комнатной температуре ~ 35 мэВ. Ширина линий ФЛ инкапсулированных структур, измеренная при гелиевых температурах, сильно зависит от технологии их изготовления [4].

Уширение линий ФЛ вызвано, в первую очередь, пузырями на интерфейсах, приводящими к неоднородной деформации, а также иными дефектами. Пузыри на интерфейсах структур хорошо разрешимы оптически, как это показано на рис. 1. Для того чтобы добиться минимальной ширины линии ФЛ, естественно выбирать однородные места на поверхности структур, то есть такие, где пузыри отсутствуют. Для этого пятно лазерного возбуждения уменьшалось с 8 до 3 мкм с помощью выбора фокусирующего объектива с максимальным увеличением и минимальным фо-

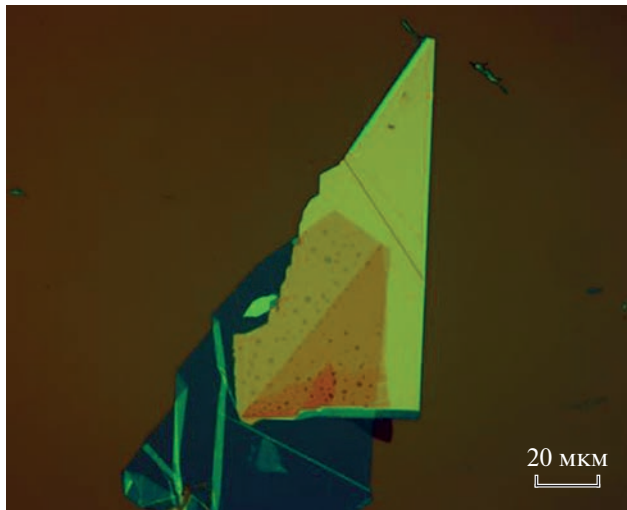


Рис. 1. Фотография типичной гетероструктуры hBN-MoSe₂-hBN, сделанная с помощью оптического микроскопа. Отчетливо видны пузыри на интерфейсах.

кусным расстоянием. Оказалось, что в этом случае линии ФЛ перестают быть однородными, у них могут появляться плечи как с высокоэнергетической, так и с низкоэнергетической сторон. Так же в спектре начинают разрешаться линии, не разрешимые при большем размере пятна. Естественно предположить, что эти линии связаны с неоднородностями, не разрешимыми оптически. Для того чтобы подтвердить это предположение, в дополнение к измерениям ФЛ поверхность структур была изучена с помощью сканирующего электронного микроскопа. Кроме того, на поверхность одной из структур была оптически напылена непрозрачная маска с отверстиями диаметром 1.6 мкм. Эти исследования позволили установить, что тонкие линии, появляющиеся в спектре, связаны с неоднородностями субмикронного размера, которые являются центрами локализации экситонов и трионов.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Образцы, фотография одного из которых представлена на рис. 1, представляли собой инкапсулированные hBN монослои MoSe₂, которые помещались на подложку Si/SiO₂ с толщиной слоя SiO₂ 285 нм. Характерные толщины нижнего слоя hBN составляли 100–250 нм, верхний слой hBN, через который осуществлялось возбуждение ФЛ и сбор сигнала, выбирался толщиной 10–15 нм. Технология сборки таких гетероструктур описана в [4].

Измерения микроФЛ проводились при нерезонансном возбуждении одномодовым лазером с длиной волны 532 нм, который фокусировался на

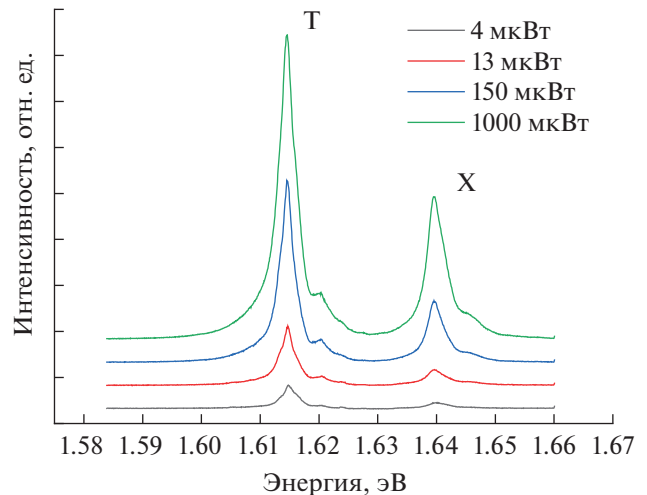


Рис. 2. Спектры ФЛ инкапсулированного монослоя MoSe₂ при различных уровнях лазерного возбуждения, лежащего в диапазоне от 4 мкВт до 1 мВт. X и T-линии экситона и триона, соответственно. Диаметр пятна возбуждения ~6 мкм.

поверхности образца с помощью одного из объективов Mitutoyo ($\times 10$, $\times 20$ или $\times 50$) в пятно диаметром 3–8 мкм в диаметре. Измерения проводились в оптическом криостате при $T = 2$ К или в проточном криостате в диапазоне температур от 10 до 120 К. Сигнал люминесценции анализировался с помощью спектрометра и детектировался Пельтье-охлаждаемой ПЗС камерой.

Характерные спектры ФЛ инкапсулированных структур при разных уровнях накачки приведены на рис. 2. В спектрах ФЛ хорошо разрешаются линии ФЛ экситона X и отрицательно заряженного триона T. При повышении температуры линии ФЛ уширяются, а интенсивность линии триона относительно экситона постепенно падает из-за диссоциации трионов.

Экспериментально было обнаружено, что наиболее узкие линии ФЛ получаются в структурах с толщиной нижнего слоя hBN более 100 нм. Точная причина этого не ясна и требует дополнительного изучения, возможно, она связана с особенностями процесса приготовления гетероструктур.

Оказалось, что при уменьшении размера пятна лазерного возбуждения с 8 до 3 мкм, в линиях ФЛ начинают проявляться внутренняя структура и разрешаются линии, которые не были разрешимы при большем пятне. Кроме того, смещением лазерного пятна возбуждения на ~1 мкм с помощью прецизионной пьезо-подвижки можно добиться переигрывания разрешившихся узких линий, как это показано на рис. 3. Естественно предположить, что причиной этого является наличие латеральных неоднородностей на поверхности образца.

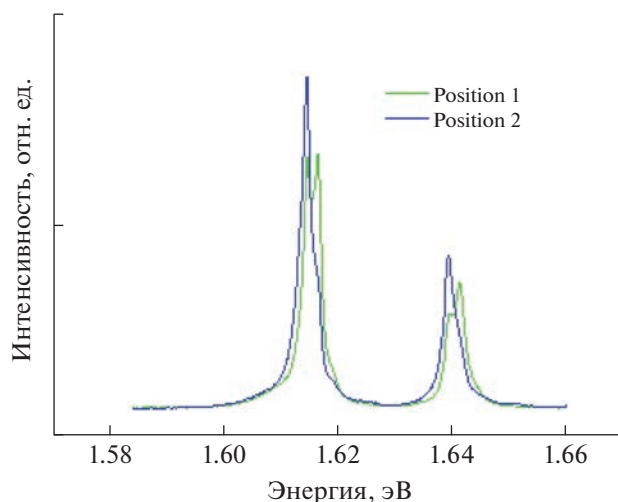


Рис. 3. Спектры ФЛ инкапсулированного слоя MoSe_2 в двух точках образца (position 1 и position 2), расстояние между которыми не превышает 1 мкм. Спектр существенно меняется при смещении пятна лазерного возбуждения от position 1 к position 2 прецизионной пьезо-подвижкой на ~ 1 мкм. Спектры такого типа характерны для исследованных структур. Это — следствие латеральных субмикронных неоднородностей и флуктуаций их распределения.

На фотографии образца на рис. 1 хорошо различимы пузыри большого масштаба, диаметром более микрона. Однако описанные выше особенности линий ФЛ наводят на мысль о том, что кроме крупных пузырей, возможно существование неоднородностей субмикронного масштаба, не наблюдаемых визуально.

Для того чтобы проверить эту гипотезу, были проведены исследования поверхности инкапсулированных слоев MoSe_2 с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ). Результаты анализа поверхности, представленные на рис. 4, выявили существование пузырей субмикронных размеров на интерфейсах структур. Скорее всего, эти пузыри ответственны за узкие линии, которые начинают разрешаться при уменьшении размера пятна возбуждения и которые отвечают за тонкую перестройку спектра при микронных смещениях, как показано на рис. 3. В то время как неоднородности размером более микрона могут заметно изменять форму линии приводить к сдвигу ее максимума по энергии до 8 мэВ в зависимости от позиции на образце, внутри самих относительно однородных островков образца тоже возможна тонкая перестройка спектра, за которую отвечают неоднородности субмикронного размера. Этот вид неоднородностей стимулировал нас создать и исследовать структуру с напыленной на ней непрозрачной маской.

Для этого был приготовлен образец, содержащий инкапсулированный слой MoSe_2 , с нанесен-

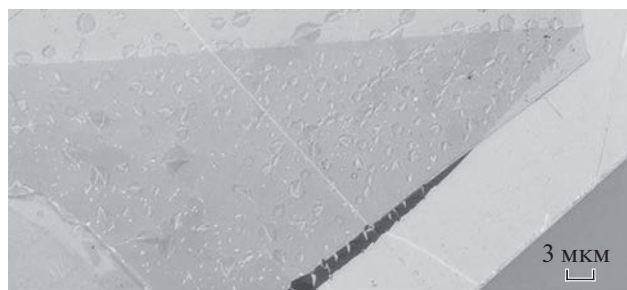


Рис. 4. Фотография структуры $\text{hBN-MoSe}_2\text{-hBN}$ на подложке Si/SiO_2 полученная СЭМ. Хорошо видны пузыри субмикронного размера на интерфейсах.

ной на поверхность золотой маской, как показано на рис. 5. Толщина слоя золота 500 нм. В маске вытравлены отверстия диаметром 1.6 мкм, которые показаны при большом увеличении на рис. 6. Расстояния между центрами отверстий 10 мкм, что превышает размер лазерного пятна. На рис. 7 приведены спектры ФЛ, полученные при избирательном возбуждении каждого из двух отверстий, #1 и #2, указанных на рис. 5 стрелками, расстояние между центрами которых 10 мкм. Для сравнения на рис. 7 приведен спектр ФЛ, снятый на этом же образце при такой же температуре 10 К и сравнимом уровне лазерного возбуждения до нанесения металлической маски. Во-первых, видно, что внутренняя структура линий не видна в интегральном спектре, во-вторых, у линии ФЛ из отверстия #2, становится заметно плечо. Изображение электронного микроскопа на рис. 6 действительно показывает неоднородную внутреннюю структуру поверхности не в отверстии #2, в то время как поверхность в отверстии #1 выглядит однородной. Действительно, линия ФЛ из отверстия #1 не имеет плеч. Таким образом, линии ФЛ,

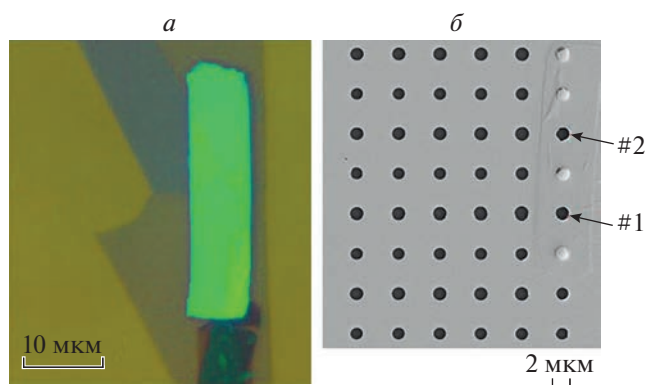


Рис. 5. Фотография образца, содержащего инкапсулированный монослой MoSe_2 , полученная с помощью оптического микроскопа перед напылением маски (а), на СЭМ после напыления маски (б). Стрелками указаны отверстия #1 и #2.

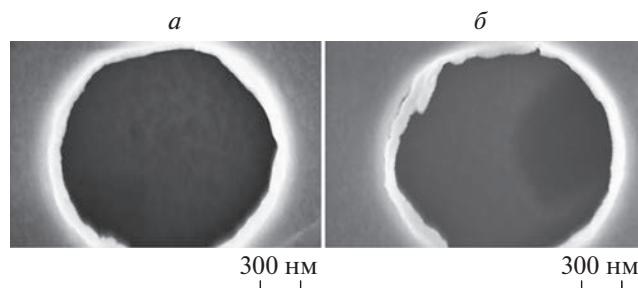


Рис. 6. Фотография образца, полученная СЭМ а) отверстия #1, б) отверстия #2 в маске, нанесенной на поверхность образца $\text{hBN-MoSe}_2\text{-hBN}$, см. рис. 5

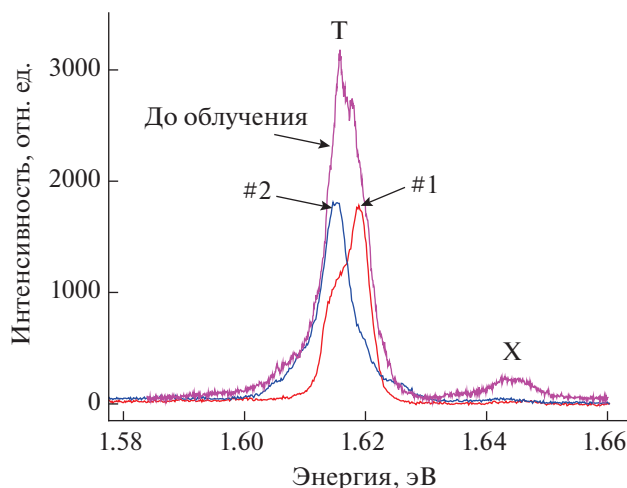


Рис. 7. Спектры, полученные при возбуждении ФЛ при $T = 10$ К из разных отверстий, отверстия #1 и отверстия #2, образца с маской, изображенного на рис. 5, а также спектр ФЛ из той же области образца до нанесения на него литографической маски.

проявляющиеся при уменьшении размеров пятна возбуждения, связаны с ФЛ из пузырей субмикронного размера.

Распределение поля деформации в окрестности пузыря приводит к тому, что в пузыре расположен минимум энергии, в котором локализуются экситоны [6]. С учетом достаточно высокой плотности пузырей субмикронного размера возникает вопрос о том, существуют ли в данных структурах свободные, то есть нелокализованные экситоны и трионы.

То, что свободные экситоны существуют в подобных структурах доказывают измерения закона дисперсии экситонных поляритонов в широком диапазоне температур от 10 до 150 К, проведенные, например, в [7]. Согласно этой работе, спектры не демонстрируют никаких скачкообразных изменений, которые можно было бы ожидать при делокализации экситонов с температурой. Рас-

щепление Раби и типичный поляритонный закон дисперсии наблюдался в составных структурах в работе [8], где исследовались поляритоны в гибридных слоях $\text{WSe}_2\text{-hBN}$, помещенных между высокочастотными брэгговскими зеркалами. Ответ на вопрос о свободных трионах не столь очевиден. В частности, в работе [8] наблюдается сильная связь между экситонами и фотонами микрорезонатора, в то время как для трионов эта связь слабая, что указывает на их сильную локализацию. Очевидно, что доля свободных и локализованных экситонов зависит от качества интерфейсов и может меняться от образца к образцу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование ФЛ инкапсулированных hBN монослоев MoSe_2 выявило зависимость спектров от размера пятна возбуждения: при его уменьшении у линий ФЛ экситонов и трионов возникали плечи или появлялись тонкие пики, весьма чувствительные к смещениям пятна возбуждения. Было выдвинуто предположение, что подобное поведение спектра является следствием наличия субмикронных пузырей на интерфейсах структур, не видимых оптическими методами. Изображения, полученные с помощью электронного сканирующего микроскопа, подтвердили это предположение. Они выявили существование пузырей размером меньше микрона. Кроме того, на одну из исследованных гетероструктур была нанесена непрозрачная металлическая маска с отверстиями диаметром 1.6 мкм и расстоянием между ними, превышающим размер лазерного пятна. Измерения ФЛ из каждого из отверстий и сопоставление полученных спектров со снимками поверхности с помощью СЭМ подтвердили то, что пузырьки субмикронных размеров ответственны за наблюдаемые особенности в поведении спектров.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ivchenko E.L.* Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures. Harrow: Alpha Science International Ltd, 2005. 350 p.
2. *Kolobov A.V., Tominaga J.* Two-dimensional transition-metal dichalcogenides. SSMaterials. V. 239. Berlin: Springer, 2016.
3. *Khestanova E., Guinea F., Fumagalli L. et al.* // Nature Commun. 2016. V. 7. Art. No. 12587.
4. *Geim A.K., Grigorieva I.V.* // Nature. 2013. V. 499. P. 419.
5. *Черненко А.В., Бричкин А.С.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 245.
6. *Tyrnina A.V., Bandurin D.A., Khestanova E. et al.* // ACS Photonics. 2019. V. 6. No. 2. P. 516.

7. *Schneider L., Esdaille S., Rhodes D. et al. // Opt. Express. 2019. V. 27. No. 26. Art. No. 37131.*
8. *Dufferwiel S., Schwarz S., Withers F. et al. // Nature Commun. 2015. V. 6. Art. No. 8579.*

Effect of interface quality on photoluminescence of encapsulated MoSe₂ monolayers

A. V. Chernenko^{a, *}, A. S. Brichkin^a, G. M. Golyshkov^a, A. F. Shevchun^a

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

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

Photoluminescence spectra of excitons and trions in MoSe₂ monolayers encapsulated with hexagonal boron nitride under nonresonant laser excitation were studied. When the size of the laser excitation spot decreases from 8 to 3 nm, individual peaks with a line width of ~2 meV emerge in the photoluminescence spectra, which were unresolved with a larger spot. Studies of the sample surface using a scanning electron microscope revealed the existence of a large number of features at the interfaces of structures with characteristic sizes ranging from submicron to micron and more. It was expected that the lines appearing in the spectrum at small excitation spot sizes were associated with similar submicron inhomogeneities. A study of a specially made heterostructure covered by a metal mask with holes of 1.6 microns in diameter confirmed this assumption.

УДК 535.016

СИСТЕМАТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА КАТИОННЫХ РАМАНОВСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ, АДсорБИРОВАННЫХ НА ЦИТРАТ-СТАБИЛИЗИРОВАННЫЕ СЕРЕБРЯНЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ

© 2023 г. Д. А. Грибанев^{1, *}, Е. В. Рудакова^{1, 2}, Е. Г. Завьялова³

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, Черноголовка, Россия

² Институт физиологически активных веществ Федерального государственного бюджетного учреждения науки

Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии

Российской академии наук, Черноголовка, Россия

³ Федеральное государственное образовательное учреждение высшего образования

“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

*E-mail: digrib@gmail.com

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Методом спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния исследована адсорбция (кинетика и устойчивость сигнала) катионных триарилметановых красителей и производного акридина с различными противоионами на цитрат-стабилизированные гидроксилмин-восстановленные серебряные золи. При помощи спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния света изучено влияние способа получения наночастиц, а также состава и ионной силы среды на устойчивость комплексов наночастица-краситель.

DOI: 10.31857/S0367676522700363, EDN: AEJCMV

ВВЕДЕНИЕ

Явление рамановского рассеяния, открытое в 30-х гг. 20 в., долгое время не получало широкого распространения в практике из-за низкой чувствительности метода. Однако в 70-х гг. 20 в. было обнаружено явление поверхностно-усиленного рамановского рассеяния [1]. Согласно теории, что сечения светорассеяния молекул, адсорбированных на некоторых шероховатых поверхностях металла или нано-размерных металлических частиц или рядом с ними, значительно увеличиваются при лазерном возбуждении, усиливая спектры комбинационного рассеяния (КР) в миллионы раз. Согласно общепринятой теории гигантского комбинационного рассеяния (ГКР), основной вклад в усиление сигнала рассеяния неупругих колебаний вносит электромагнитная (ЭМ) составляющая. ЭМ усиление возникает за счет значительного увеличения напряженности электрического поля (в 10^3 – 10^4 раз) вблизи шероховатых поверхностей [2], на границе между средами с различной диэлектрической проницаемостью [3], или горячих точек в случае коллоидных растворов [4], что соответствует значению факто-

ра усиления КР в 10^6 – 10^8 для различных молекул, независимо от их структуры или электронного состояния [5].

Кроме того, заметное дополнительное усиление комбинационного рассеяния в 10^2 – 10^3 раза было получено для конкретных молекул и колебательных мод при химическом усилении, которое возникает в результате резонанса переноса электрона между металлом и молекулами [2]. Однако целостная картина процессов, лежащих в основе химического усиления, так и не была полностью развита. Соответственно, дальнейшее накопление эмпирической информации о механизмах электромагнитного и химического усиления имеет важное значение для установления оптимальных механизмов усиления ГКР-сигнала и создания методик обнаружения отдельных молекул, которая требует фактора усиления КР более чем 10^{10} раз. Обнаружение отдельных молекул с помощью спектроскопии ГКР необходимо для надежного применения в биохимическом анализе [6] и медицинской диагностике [7] с высокой спектральной специфичностью, мультиплексными возможностями и фотостабильностью [8].

Механизм химического усиления изучался многими группами, так в работе Hildebrandt и Stockburger [9], сигнал ГКР красителя R6G, адсорбированного исключительно на наночастицах серебра, дает лишь незначительное усиление (фактор $G = 1.3 \cdot 10^4$), но в присутствии галогенид-анионов фактор усиления возрастает более чем на три порядка (до $G = 4.3 \cdot 10^7$). Деринг и Ни изучали роль галогенида в спектрах ГКР, в наночастицах Ag, иммобилизованных на стеклянной подложке [10]. Они обнаружили резкую активацию сигнала КР, вызванную добавлением галогенида, и оценили коэффициент химического усиления в данной системе в 10^2 – 10^3 .

В ходе этой работы был рассмотрен механизм адсорбции катионных красителей (структура красителей показана на рис. 1а–1в) в растворах серебряных наночастиц ($d \sim 12$ – 14 nm), полученных путем восстановления нитрата серебра боргидридом и гидроксиламином в присутствии цитрата натрия. Также было изучено поведение цитрат-стабилизированных гидроксиламин-восстановленных серебряных наночастиц с адсорбированными красителями в средах различного состава, а также была исследована устойчивость полученных систем с течением времени.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

В синтезах растворов серебряных наночастиц и в приготовлении стоковых растворов и буферов использовалась деионизированная (18 МОм/см) полученная на установке Millipore (Merck Millipore, Burlington, Massachusetts, США)

Синтез растворов серебряных наночастиц

Синтез гидроксиламин-восстановленных серебряных коллоидов производили по известной методике без добавления цитрата [11]. Синтез цитрат-стабилизированных боргидрид-восстановленных серебряных наночастиц проводили согласно методике [12].

Синтез гидроксиламин-восстановленных серебряных коллоидов, стабилизированных цитратом, проводили следующим образом. К 40 мл воды при комнатной температуре и при умеренном перемешивании (450 об./мин) добавили последовательно водные растворы гидроксилamina гидрохлорида $\text{NH}_2\text{OH} \cdot \text{HCl}$ (150 mM), гидроксида натрия NaOH (300 mM) по 400 мкл каждый, 90 мкл 500 mM цитрата натрия. Растворы перемешивали в течение 1 мин. К полученной смеси быстро добавили 4.5 мл 10 mM раствора AgNO_3 . Полученный золь перемешивали в течение часа до окончания реакции восстановления серебра.

Для исследования ГКР-активности получаемых наночастиц использовался стоковый

100 мкМ водный раствор малахитового зеленого изотиоцианата перхлората, полученный разведением коммерческой соли (Thermo Fisher) водой.

Получение стоковых растворов катионных красителей с различными противоionsами

Замена противоionsа в катионных красителях осуществлялась взаимодействием 2 mM водных растворов хлоридных солей катионных красителей (бриллиантового зеленого, метилового фиолетового и акридинового желтого G, исходные соли марки ч. д. а — Реахим) с равным объемом 2 mM раствора соответствующих растворимых серебряных солей (AgF , AgNO_3 , Ag_2SO_4 , AgBF_4 , исходные соли х.ч. — Sigma Aldrich) с последующей очисткой от золь хлорида серебра путем центрифугирования при 10000 мин^{-1} , в течение 20 мин при 4°C . Концентрация растворов полученных солей красителей определялась по максимальной интенсивности поглощения, в согласии с известными коэффициентами экстинкции. Растворы после удаления хлорида серебра разбавлялись деионизированной водой до концентрации 10^{-4} моль/л.

Адсорбция катионных красителей на поверхность цитрат-стабилизированных гидроксиламин-восстановленных серебряных наночастиц

Адсорбция катионных красителей с различными противоionsами проводилась путем разбавления в 1000 раз 100 мкМ стоковых растворов красителей серебряными зольями с последующим перемешиванием при 300 об./мин в течение 2 ч и выдерживанием в течение 20 ч в темноте при комнатной температуре.

Измерение изменений ГКР сигналов красителей в различных средах. Для исследований поведения серебряных зольей с адсорбированным метиловым фиолетовым исходный раствор разбавляли в 2 раза водой и соответствующими соляными буферами (см. результаты экспериментов). Полученные коллоидные системы содержали 0.5 mM металлического серебра.

Спектры ГКР адсорбированных на серебряных зольях катионных красителей записывали на приборе RaPort (Enhanced Spectrometry, США) с длиной волны лазерного излучения 532 нм, для регистрации использовали рабочую мощность 30 мВт. Спектрометр имеет спектральный диапазон 160 – 4000 см^{-1} . Спектры записывали с экспозицией 1 с в 9 повторях. Диаметр лазерного луча составляет 20 мкм. Щель спектрометра составляла 20 мкм. Схема спектрометра основана на схеме Черни–Тернера. Лазерный луч фокусируется в центре стеклянного флакона объемом 1.5 мл (Акивилон, Россия), а рассеянный свет через тот же

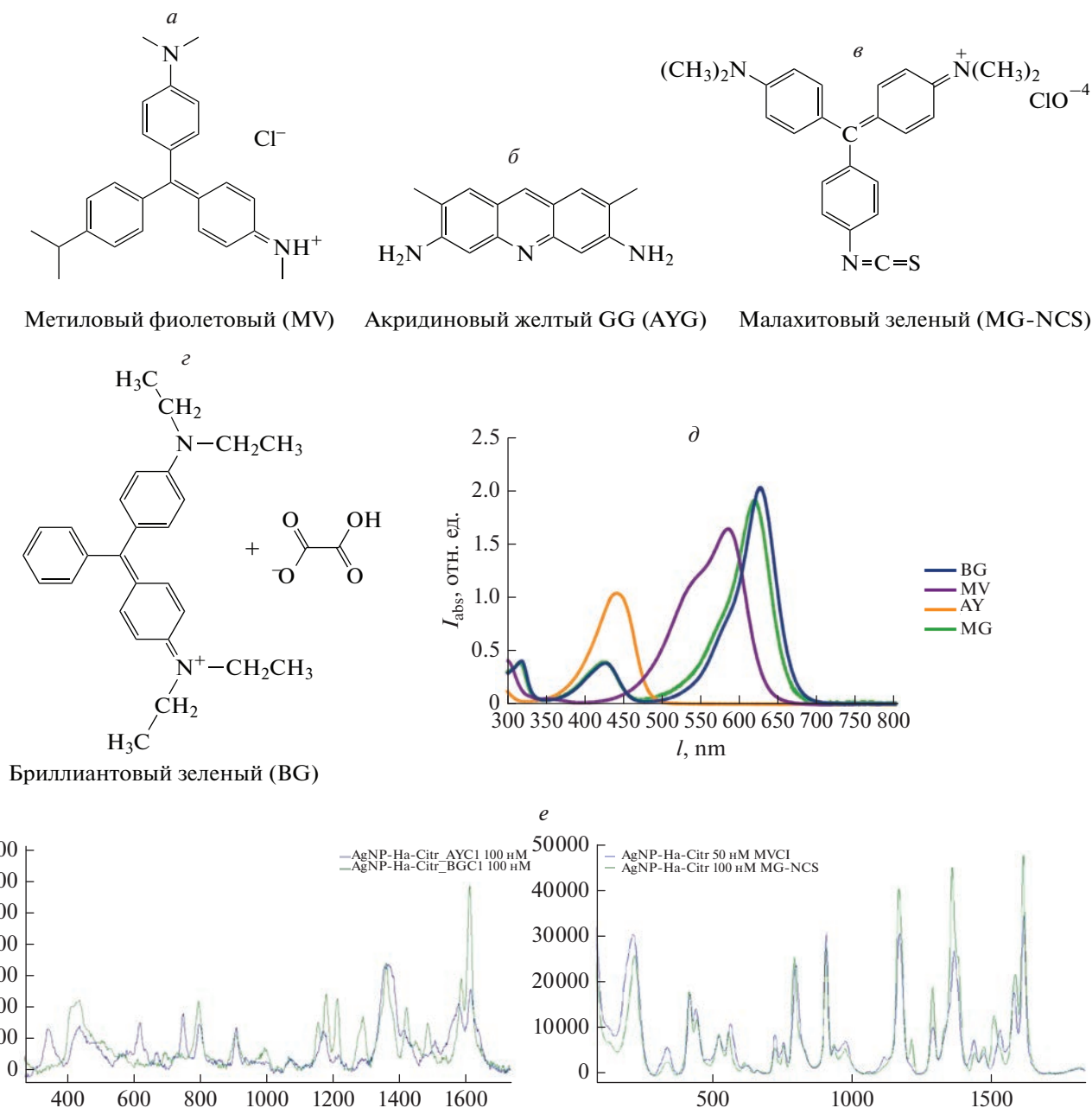


Рис. 1. Структурные формулы используемых в работе красителей (а–г), их UV-Vis спектры (для 25 мкМ водных растворов) (д) и ГКР-спектры 100 нм (для MVCl раствор коллоида разбавили в 2 раза из-за сильнейшего сигнала ГКР) растворов используемых в работе красителей, адсорбированных на AgNP-HA-Citr (е).

выход поступает обратно в спектрометр. Спектры поглощения красителей и серебряных золей регистрировали на спектрометре NanoDrop 2000 (Thermo Scientific, Waltham, MA, США). Размеры наночастиц и агрегатов оценивали методом динамического светорассеяния с использованием Zetasizer Nano ZS (Malvern, Worcestershire, Великобритания). Усреднение проводили по 3–5 повторам.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Основными достоинствами коллоидных растворов серебра, полученных восстановлением раствора AgNO_3 гидросиламином, является узкое распределение по размерам серебряных наночастиц (средний размер НЧ – 23 нм) и их высоко-развитая поверхность [11]. На поверхности частиц отсутствуют какие-либо сильные стабилизаторы

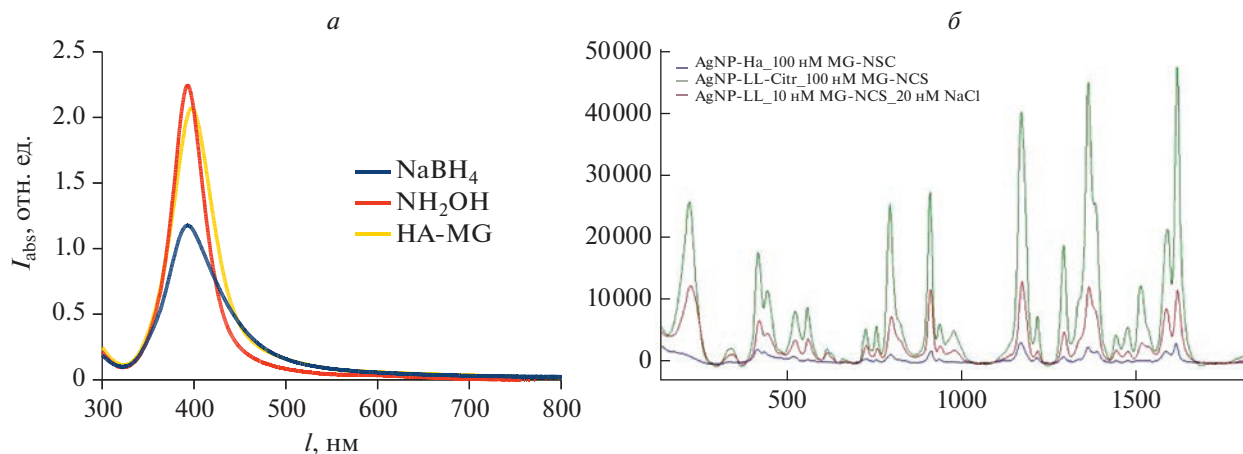


Рис. 2. Видимые спектры цитрат-стабилизированных наночастиц и спектр гидроксилмин-восстановленных цитрат-стабилизированных серебряных наночастиц с адсорбированным красителем (малахитовый зеленый изотиоцианат перхлорат, MG-NCS) (а). ГР-спектры MG-NCS, адсорбированного на цитрат-стабилизированные борогидрид-восстановленные серебряные наночастицы (спектр выделен синим), гидроксилмин-восстановленные (зеленым) и на агрегаты, полученные в 20 мМ растворе NaCl гидроксилмин-восстановленных серебряных наночастиц без стабилизатора (LL-MG) (б).

(двойной электрический слой на поверхности частиц образуют хлорид-анионы и продукты реакции окисления гидроксилмина), что позволяет легко модифицировать наночастицы прямо во время их синтеза (“one-pot reaction”) любыми анионными стабилизаторами [13]. С другой стороны устойчивость серебряных золей, полученных данным путем сравнительно невелика, и за достаточный промежуток времени при хранении в растворе образуется довольно заметное количество агрегатов серебряных наночастиц. Низкая устойчивость исследуемых золей особенно заметна при добавлении катионного рамановского красителя в концентрациях меньших чем 10^{-7} М. Так, перемешивание гидроксилмин-восстановленных серебряных наночастиц в течение 20 мин в 50 нМ растворе малахитового зеленого изотиоцианата ведет к видимой агрегации наночастиц (постепенное обесцвечивание золя и образования серого осадка). Цитрат-стабилизированные борогидрид-восстановленные серебряные золи обладают куда большей стабильностью в присутствии того же катионного рамановского красителя, однако, при этом они же и обладают заметно более низкой ГР-активностью (рис. 2).

С целью получения высокоактивных плазмонных серебряных золей, обладающих при этом высокой стабильностью, нами была модифицирована их методика получения путем добавления в реакционную смесь раствора цитрата натрия. Из обзора [14] по синтезу серебряных золей известно, что 1 мМ серебряные золи достаточно устойчивы в диапазоне концентраций цитрата натрия 0.25 мМ–2.5 мМ, поэтому для удобства сравнения с цитрат-восстановленными серебряными

золями (AgNP-Citr) мы выбрали концентрацию цитрата равную 1 мМ. Далее обозначение полученных НЧ – AgNP-HA-Citr.

Следует отметить, что гидродинамический диаметр полученных в данной работе серебряных коллоидов (12–14 нм) незначительно отличается от гидроксилмин-восстановленных серебряных золей, полученных без добавления цитратов (8–10 нм) [11, 13], полученные наночастицы обладают несколько меньшим коэффициентом усиления КР, чем агрегированные в 20 мМ растворе NaCl AgNP-LL (рис. 2). ζ -потенциал после адсорбции малахитового зеленого значительно повышается (с -60 мВ до -10 мВ), что указывает на практически полную компенсацию поверхностного заряда AgNP-HA-Citr катионным красителем, гидродинамический размер повышается тоже незначительно ($d \sim 14$ –16), таким образом при адсорбции красителя не происходит образования агрегатов, но возможно образование скоплений наночастиц (т.е. комплексов из нескольких наночастиц и краски).

В следующей части работы исследовалась степень адсорбции исследуемых красителей за одинаковый промежуток времени в зависимости от противоиона и pH раствора красителя. Ранее подобные исследования по адсорбции малых количеств катионных красителей проводились группой М. Futamata. Авторы в работе обнаружили, что близко расположенные НЧ Ag образуют флокуляты в водном растворе при добавлении следовых количеств катионных ксантовых красителей в концентрации 10^{-7} – 10^{-8} моль/л [15]. Для понимания механизма образования флокулятов серебра в коллоидных растворах эти же авторы в

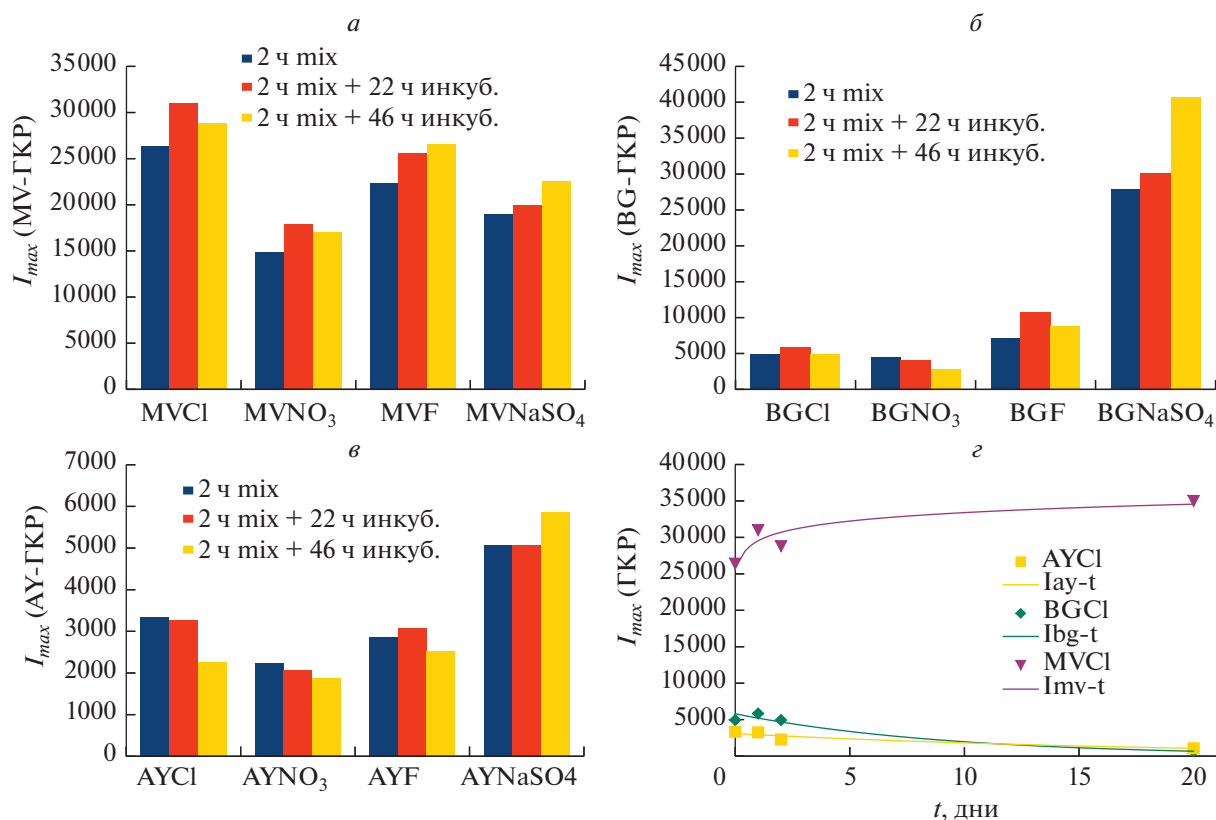


Рис. 3. Зависимость интенсивностей полос в ГКР-спектрах акридинового желтого ($\nu = 1370 \text{ см}^{-1}$) (а), метилового фиолетового ($\nu = 1585 \text{ см}^{-1}$) (б) и бриллиантового зеленого ($\nu = 1615 \text{ см}^{-1}$) (в) от времени адсорбции в зависимости от противоиона. Устойчивость сигнала хлоридных солей адсорбированных красителей с течением времени (в днях выдержки) (г).

дальнейшем [16] изучали спектры экстинкции и SERS для нейтральных молекул и сравнивали их со спектрами для катионных форм. Действительно, катионные ксантеновые и трифенилметановые красители давали заметное красное смещение пиков флуоресценции. Последнее наблюдение предполагает возмущенное электронное состояние красителей, связанное с механизмом химического усиления. Поскольку красители адсорбируются на поверхности Ag через amino группы, авторы исследовали влияние размера и количества amino $=N^+(C_2H_5)_2$, $-NH_2$, $-N(CH_3)_2$ и $-N(C_2H_5)_2$ в красителях на флокуляцию серебряных золь и спектры флуоресценции. Было сделано предположение, что электростатическое взаимодействие между катионными красителями и наночастицами серебра приводит к образованию близко расположенных скоплений наночастиц. Катионные красители располагались в зазорах скоплений, что приводило к огромному усилению КР и значительному сдвигу длины волны испускания флуоресценции в красную область. Объемность аммонийной или amino групп в красителях не повлияла на флокуляцию серебряных

золь из-за доминирующей роли электростатического взаимодействия.

В данной работе изучалась адсорбция катионных красителей, содержащих amino группы с разной степенью замещенностью и разной симметричностью расположения в молекулах красителей. Исследовались малахитовый зеленый изотиацианат с тремя симметрично расположенными азот-содержащими группами соответственно $(=N^+(CH_3)_2 \text{ и } -N=C=S)$, метиловый фиолетовый – 2 группы $=N^+(CH_3)_2$ и одна $(=NH-CH_3)$, а также менее симметричные производные трифенилметана – бриллиантовый зеленый 2 группы $=N^+(CH_3)_2$ на три ароматических кольца и производное акридина (акридиновый желтый G) с двумя незамещенными $(-NH_2)$ amino группами и азотом в ароматическом кольце. Исследования проводились в среде с меньшей чем в работе [16] ионной силой, при этом дополнительно исследовано с помощью видимой спектроскопии и спектроскопии ГКР влияние противоиона исходной соли красителя, а также поведение комплексов НЧ-краситель с течением времени (рис. 3).

Можно заметить, что при одинаковом анионе наиболее сильная и стабильная адсорбция наблюдается у метилового фиолетового и малахитового зеленого изотиацианата, содержащего в своей структуре симметрично расположенные атомы азота, при этом интенсивность сигналов красителей не сильно зависит от противоиона. Более слабые сигналы наблюдаются либо у красителей с несимметричным расположением аминогрупп (бриллиантового зеленого и акридинового желтого). Из рис. 3 можно заметить, что максимумы ГКР-сигналов исследуемых красителей с различными анионами (кроме $\text{Na}^+\text{SO}_4^{2-}$) наблюдаются в основном после 2 ч перемешивания и 20 ч инкубации смесей. При этом особенно заметно влияние пары $\text{Na}^+\text{SO}_4^{2-}$ на ГКР-спектр этих красителей, что, по-видимому, связано со значительной степенью замещения этой ионной парой цитрат-аниона в двойном электрическом слое наночастицы. Как следствие, сульфат-анион оказывает значительное влияние на подвижность электронов проводимости в металлических нано-частицах и на изменение диэлектрической постоянной двойного электрического слоя наночастиц. Согласно выводам в обзоре Paul Mulvaney [17] подобный эффект будет наиболее выражен в случае очень мелких нано-кристаллов, где отношение величины двойного слоя к объемному заряду наиболее существенно.

Зависимость ГКР-сигнала от pH стокового раствора красителя изучалась на примере гидрооксалатной соли бриллиантового зеленого (BGNOx , где $\text{Ox}^{2-} = \text{C}_2\text{O}_4^{2-}$). Изменение pH производилось путем полного или частичного замещения (нейтрализации) аниона NOx^- 200 мкМ раствора BGNOx равным объемами 100 или 200 мкМ растворами HCl и NaOH . Для корректного сравнения с нейтральному 200 мкМ раствору BGNOx добавлялся равный объем 200 мкМ раствора NaCl . Адсорбция полученных солей на AgNP-HA-Citr производилась путем перемешивания в течение 2 ч вышеуказанных растворов с раствором AgNP-HA-Citr в соотношении 1 : 999, без дополнительной инкубации. Оказалось, что в нейтральной среде наблюдается наименьший ГКР-сигнал полосы при $\nu = 1615 \text{ см}^{-1}$ красителя ($I_{\text{BG-нейтр}} \sim 2500$), в то время как в более кислой и более щелочной средах интенсивность ГКР-спектра почти в три раза выше ($I_{\text{BG-кисл}} \sim I_{\text{BG-щел}} \sim 7000$). Такое заметное падение интенсивности КР в нейтральной среде связано со слабой способностью Н-оксалат аниона менять диэлектрические свойства цитратного слоя наночастиц.

Для дальнейшего использования полученных комплексов (адсорбатов) в аналитических и диагностических целях изучалось поведение наиболее устойчивого из них, а именно AgNP-HA-

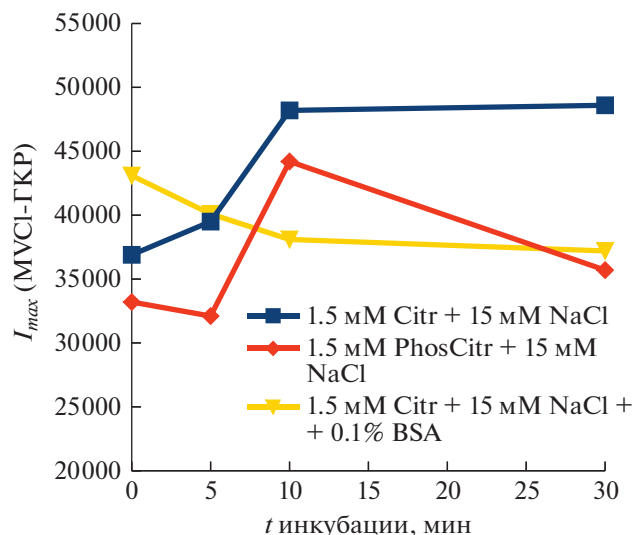


Рис. 4. Зависимость интенсивности пика (при $\nu = 1585 \text{ см}^{-1}$) в ГКР-спектре метилового фиолетового адсорбированного на AgNP-HA-Citr от времени в трех средах. 1.5 мМ три натрия цитрат + 15 мМ NaCl (синяя линия), 1.5 мМ фосфатно-цитратный буфер (pH ~ 7.6) + 15 мМ NaCl (красная линия), 1.5 мМ три натрия цитрат + 15 мМ NaCl (линия) + 0.1% BSA (желтая линия).

Citr:MV в различных средах. Из рис. 3 видно, что даже в течение 3 недель интенсивность ГКР-спектра адсорбированного красителя в этом комплексе не падала, а даже, наоборот, выросла на $\sim 10\%$. Интенсивность сигнала красителя с течением времени измерялась в трех средах: в растворе 1.5 мМ цитрата натрия + 15 мМ NaCl с pH ~ 8.2 (1); в растворе 1,5 мМ цитратно-фосфатного буфера + 15 мМ NaCl с pH ~ 7.6 (2); и в растворе (1), содержащего дополнительно 0.1% BSA (3).

На рис. 4 приведена зависимость интенсивности полосы метилового фиолетового ($\nu = 1585 \text{ см}^{-1}$) от времени во всех трех системах. Можно заметить, что в среде смеси цитрата и хлорида наблюдается определенный рост сигнала до насыщения, связанный, по-видимому, с дополнительным образованием флоккулянтов наночастиц. При внесении в систему фосфат-аниона наблюдается хаотическое изменение сигнала. В присутствии белка (BSA) наблюдается устойчивое падение сигнала с выходом на плато. Такой характер возможно связан с частичным замещением на серебряных наночастицах цитратного слоя с адсорбированным красителем отрицательно заряженной при pH ~ 8.2 молекулы BSA (изоэлектрическая точка BSA находится в диапазоне pH 4.5–4.8) с образованием белковой короны [18].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты экспериментов по адсорбции катионных красителей с различными анионами на цитрат-стабилизированные наночастицы с развитой поверхностью показали, что при сильном взаимодействии катиона красителя (метилового фиолетового и малахитового зеленого изотиацианата) с поверхностью наночастицы влияние природы противоиона на скорость адсорбции, образования флюкулятов наночастиц и, соответственно, на ГКР-сигнал красителя незначительно. Для катионов красителей бриллиантового зеленого и акридинового желтого, слабо взаимодействующих с двойным электрическим слоем наночастицы способность противоиона воздействовать на свойства поверхности наночастиц начинает играть заметную роль, что проявляется в сильной вариации усиления сигналов ГКР красителей в зависимости от аниона.

Было отмечено, что при увеличении ионной силы с помощью цитрата и хлорида натрия может быть достигнута точка максимального сигнала ГКР для данной системы за счет максимального образования флюкулятов серебряных наночастиц. Внесение же новых анионов в систему приводит к нарушению комплексов краситель—частица и, следовательно, хаотическому изменению сигнала. Присутствие в системе отрицательного заряженного высокомолекулярного соединения, способного к взаимодействию с поверхностью серебряных наночастиц приводит к постепенному понижению сигнала ГКР красителя.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fleischmann M., Hendra P.J., McQuillan A.J. // Chem. Phys. Lett. 1974. V. 26. No. 2. P. 163.
2. Otto A., Mrozek I., Grabhorn H., Akemann W. // J. Phys. Cond. Matter. 1992. V. 4. P. 1143.
3. Kukushkin V.I., Van'kov A.B., Kukushkin I.V. // JETP Lett. 2013. V. 98. P. 64.
4. Moskovits M. // Rev. Mod. Phys. 1985. V. 57. P. 783.
5. Le Ru E.C., Etchegoin P.G. Principles of surface-enhanced Raman spectroscopy. New York: Elsevier, 2009.
6. Cialla D., Pollock S., Steinbrücker C., Weber K., Popp J. // Nanophotonics. 2014. V. 3. No. 6. P. 383.
7. Moisoiu V., Iancu S.D., Stefancu A. et al. // Coll. Surf. B. 2021. V. 208. Art. No. 112064.
8. Ambartsumyan O., Gribanyov D., Kukushkin V. et al. // Int. J. Mol. Sci. 2020. V. 21. No. 9. P. 3373.
9. Hildebrandt P., Stockburger M. // J. Phys. Chem. 1984. V. 88. P. 5935.
10. Doering W.E., Nie S. // J. Phys. Chem. B. 2002. V. 106. P. 311.
11. Leopold N., Lendl B. // J. Phys. Chem. B. 2003. V. 107. No. 24. P. 5723.
12. Langxing Chen, Wenfeng Zhao, Yufen Jiao et al. // Spectrochim. Acta A. 2007. V. 68. No. 3. P. 484.
13. Canamares M.V., Garcia-Ramos J.V., Sanchez-Cortes S. et al. // J. Colloid. Interface. Sci. 2008. V. 326. P. 103.
14. Krutyakov Yu.A., Kudrinskiy A.A., Olenin A. Yu., Lisichkin G.V. // Russ. Chem. Rev. 2008. V. 77. P. 233.
15. Futamata M., Yu Y., Yanatori T., Kokubun T.J. // Phys. Chem. C. 2010. V. 114. P. 7502.
16. Futamata M., Yu Y., Yajima T. // J. Phys. Chem. C. 2011. V. 115. P. 5271.
17. Mulvaney P. // Langmuir. 1996. V. 12. No. 3. P. 788.
18. Banerjee V., Das K.P. // Coll. Surf. B. 2013. V. 111. P. 71.

A systematic study of SERS spectra of cationic Raman dyes adsorbed on citrate-stabilized silver nanoparticles

D. A. Gribanyov^{a, *}, E. V. Rudakova^{a, b}, E. G. Zavyalova^c

^a Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Science, Chernogolovka, 142432 Russia

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

^c Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: digrib@gmail.com

The adsorption (kinetics and signal stability) of cationic triarylmethane dyes and an acridine derivative with various counter-ions on citrate-stabilized hydroxylamine-reduced silver sols was studied using SERS spectroscopy. The influence of the method of nanoparticle synthesis, as well as the composition and ionic strength of the medium on the stability of nanoparticle—dye complexes was investigated.

УДК 535.016

АПТАСЕНСОРЫ НА ОСНОВЕ ТРЕКОВЫХ МЕМБРАН С НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫМ СЛОЕМ СЕРЕБРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВИРУСОВ ГРИППА А И Б

© 2023 г. В. И. Кукушкин¹, О. В. Криставчук², Г. А. Жданов³, А. К. Кешек³, А. С. Гамбарян⁴,
Е. В. Андреев², А. Н. Нечаев², Е. Г. Завьялова³, *

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

²Международная межправительственная научно-исследовательская организация
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

⁴Федеральное государственное автономное научное учреждение
“Федеральный научный центр исследований и разработки иммунобиологических препаратов имени М.П. Чумакова
Российской академии наук” (Институт полиомиелита), Москва, Россия

*E-mail: zlenka2006@gmail.com

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Предложен биосенсор на основе трековой мембраны из полиэтилентерефталата с покрытием из наночастиц серебра для определения вирусов гриппа А и Б с использованием аптамеров для специфической сорбции вирусов на поверхности мембраны, а также для введения раман-активной или флуоресцентной метки. Аналитический сигнал регистрировали с помощью рамановского спектрометра, наблюдая эффекты поверхностного усиления интенсивности оптических откликов от меток.

DOI: 10.31857/S0367676522700375, EDN: AEMCJO

ВВЕДЕНИЕ

Спектроскопия гигантского комбинационно-го рассеяния (ГКР, SERS, surface-enhanced Raman scattering) — высокочувствительный метод определения молекулярных веществ, основанный на усилении интенсивности рамановского рассеяния на границах раздела металла и диэлектрика [1, 2]. Помимо усиления интенсивности рамановского рассеяния происходит усиление сигнала флуоресценции (SEF, surface-enhanced fluorescence) [3, 4]. Многократное усиление сигнала может быть использовано для создания биосенсоров с ультранизкими пределами обнаружения аналитов [5–10]. Специфичность биосенсоров и предел обнаружения аналитов значительно увеличиваются в вариантах с введением раман-активных меток или флуорофоров [6, 8]. Безметочные методы уступают вариантам с введением меток из-за схожести химической структуры аналитов со структурами других компонентов биологических жидкостей: например, белки состоят из одних и тех же аминокислот, соединенных в разной последовательности, а нуклеиновые кислоты — из ограниченного количества нуклео-

тидов. Спектральные методы не позволяют дискриминировать последовательность, в которой соединены аминокислоты и нуклеотиды в макромолекулах. В настоящее время значительное количество работ направлено на использование антител и аптамеров, которые узнают эпитоп поверхности биомолекулы, в SERS- и SEF-биосенсорах [6, 11, 12]. Аптамеры более технологичны по сравнению с антителами, поскольку их синтез дешевле, есть возможность введения разнообразных модификаций, их структуре не свойственна необратимая денатурация [13, 14].

Сравнение работоспособности сенсоров в биологических жидкостях, например, в плазме крови, показало, что требуется разбавление растворов для снижения уровня неспецифической сорбции на поверхность сенсоров [15]. Использование мембранной фильтрации снижает предел обнаружения вируса гриппа А с 1.7 РГА/мл до $2.2 \cdot 10^{-5}$ РГА/мл [16] (РГА — единицы реакции геммагглютинации, отражающие способность вируса взаимодействовать с клетками).

В литературе описаны способы создания пористых поверхностей, на основе которых кон-

струируются оптические сенсоры, работающие на эффектах SERS/SEF [17]. Поры могут выступать в роли концентраторов, которые пропускают анализируемую жидкость на поверхность сенсора [18, 19] или в качестве проточного SERS-чипа, в котором одновременно реализуется две функции — фильтрация и усиление оптического сигнала [20].

В данной работе предложен биосенсор на основе трековой мембраны с нанесенными наночастицами металлов для определения вирусов гриппа А и Б с использованием аптамеров для специфической адсорбции вирусов на поверхности мембраны и их меченая раман-активными и флуоресцентными красителями.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Неорганические соли приобретены в Sigma-Aldrich (США). Органические растворители были приобретены в MP Biomedicals (Франция). ДНК-аптамеры, модифицированные тиолом, (RHA0385-SH, (SH-dT)-5'-ttg₃ttat₄g₃ag₃cg₅tt-3', и BV42-SH, SH-5'-aacgctcactc₅aagaagaac₂₂agtgagcgtt-3'), аминокислотой (RHA0385-амино, NH₂-5'-ttg₃ttat₄g₃ag₃cg₅tt-3') и Cyanine-3 (RHA0385-Cy3, Cy3-5'-ttg₃ttat₄g₃ag₃cg₅tt-3', и BV42-Cy3, Cy3-5'-aacgctcactc₅aagaagaac₂₂agtgagcgtt-3') синтезированы ООО Синтол (Россия). Малахитовый зеленый изотиоцианат приобретен у Thermo Fisher Scientific (США). Все растворы приготовлены в ультрачистой воде (удельное сопротивление менее 18.2 МОм · см).

Инактивированные вирусы

Вирус гриппа А подтипа H5N1 (A/chicken/Kurgan/3654-at/2005), вирус гриппа А подтипа H7N1 (A/chicken/Rostock/45/1934), вирус гриппа Б (B/Victoria/2/1987) и вирус болезни Ньюкасла были выращены в аллантоисной полости 10-дневных куриных яиц. Яйца инкубировались при 37°C, охлаждались до 4°C через 48 ч после инфицирования, и аллантоисная жидкость собиралась через 16 ч. Вирусосодержащие аллантоисные жидкости были инактивированы путем добавления 0.05 об. % глутарового альдегида и законсервированы путем добавления 0.03 мас. % NaN₃ и хранились при +4°C. Титр вирусов определяли с помощью реакции гемагглютинации (РГА) с использованием 0.5% суспензии куриных эритроцитов в 0.14 М NaCl. За значение титра РГА в пробе принималось максимальное разведение вируса, при котором наблюдается положительный результат агглютинации эритроцитов.

SERS-мембраны

На поверхность трековых мембран из полиэтилентерефталата (средний диаметр пор на поверхности 0.36 мкм, плотность пор составляла $2.6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, мембраны получены в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова ОИЯИ [21]) с использованием системы вакуумного термического напыления NANO 38 (Kurt J. Lesker Company, США) с автоматическим контролем толщины напылялись слои металлов (либо Ag толщиной 8 нм, либо комбинация Cr толщиной 1 нм и Ag толщиной 8 нм) при давлении в камере $8 \cdot 10^{-7}$ Торр со скоростью напыления 0.4 Å/с. Затем проводилось нагревание мембраны на плитке HP-20D-Set (Daihan Scientific, Южная Корея) при температуре 120°C в течение 6 мин.

Синтез аптамера, модифицированного малахитовым зеленым

Раствор буры Na₂B₄O₇ · 10H₂O готовили растворением навески 1.9 г в 50 мл воды. 10 мг изотиоцианата малахитового зеленого растворили в 560 мкл диметилсульфоксида. Затем 14 мкл изотиоцианата малахитового зеленого смешивали с 7 мкл воды, 75 мкл раствора буры и 4 мкл 3 мМ раствора RHA0385-амино. После 18 ч инкубации при комнатной температуре меченый аптамер был отделен от непрореагировавшей краски центрифугированием с помощью колонки Vivaspin 500 с отсечкой по молекулярной массе 3000 а. е. м. (Sartorius, Великобритания) при 12000 об./мин в течение 10 мин. Для промывки аптамера было добавлено 30 мкл 40% этилового спирта с последующим центрифугированием при 12000 об./мин в течение 10 мин. Затем было добавлено 70 мкл изопропилового спирта с последующим центрифугированием при 12000 об./мин в течение 10 мин. К оставшейся жидкости с осадком было добавлено 50 мкл изопропанола и 50 мкл воды. Конечная концентрация аптамера, модифицированного малахитовым зеленым (RHA0385-MG) — 80 мкМ.

SERS-сенсор для определения вируса гриппа А на мембранах, не допированных хромом

Для образования активной конформации аптамера в концентрации 2 мкМ в буфере 1 (10 мМ трис-HCl, 10 мМ KNO₃, 140 мМ NaNO₃) нагревали 5 мин при 95°C и охлаждали при комнатной температуре. Вирусосодержащую аллантоисную жидкость разбавляли в 1000 раз буфером 1 и добавляли RHA0385-MG (конечная концентрация 2.5 нМ). Аптамер RHA0385 специфически взаимодействует с вирусом гриппа А, не связываясь с вирусами гриппа Б и болезни Ньюкасла [9, 22, 23]. После 5 мин инкубации смесь пропускали через мембрану с SERS-активным покрытием. Фраг-

мент мембраны диаметром 2 мм помещали на дно блока центробежной фильтрации центрифужной пробирки с ацетат-целлюлозной мембраной с размером пор 0.45 мкм. В экспериментах по модификации мембран аптамером, образцы были предварительно выдержаны в 20 нМ растворе RHA0385-SH в течение 5 мин. Затем 200 мкл образца вирусосодержащей жидкости с RHA0385-MG центрифугировали через мембрану при 2400 об./мин 2 мин. Измерения сигнала SERS проводились в течение 8 с (10 повторов) с использованием рамановского спектрометра RamanLife RL532 SERS (ООО “ФОТОН-БИО”, РФ) с лазерным излучением с длиной волны 532 нм.

SERS-сенсор для определения вирусов гриппа А на мембранах, допированных хромом

Для образования активной конформации аптамеры в концентрации 2 мкМ в фосфатном буфере PBS нагревали 5 мин при 95°C и охлаждали при комнатной температуре. Вирусосодержащую аллантоисную жидкость разбавляли в $20 \cdot 10^9$ раз PBS и добавляли RHA0385-Cu3 (конечная концентрация 200 нМ). После 5 мин инкубации смесь пропускали через мембрану с SERS-активным покрытием, предварительно выдержанную в 200 нМ растворе RHA0385-SH в течение 15 мин. Фрагмент мембраны диаметром 2 мм помещали на дно блока центробежной фильтрации центрифужной пробирки с ацетат-целлюлозной мембраной с размером пор 0.45 мкм. Затем 200 мкл образца вирусосодержащей жидкости с RHA0385-Cu3, центрифугировали через мембрану при 2400 об./мин 2 мин. Измерения сигнала SERS проводились в течение 0.4 с (20 повторов) с использованием рамановского спектрометра RamanLife RL532 SERS (ООО “ФОТОН-БИО”, РФ) с лазерным излучением с длиной волны 532 нм.

SERS-сенсор для определения вирусов гриппа Б на мембранах, допированных хромом

Для образования активной конформации аптамеры в концентрации 2 мкМ в буфере 1 нагревали 5 мин при 95°C и охлаждали при комнатной температуре. Вирусосодержащую аллантоисную жидкость разбавляли в $20 \cdot 10^9$ раз буфером 1 и добавляли BV42-Cu3 (конечная концентрация 200 нМ). Аптамер BV42 связывается как с вирусами гриппа А, так и с вирусами гриппа Б, обладая структурой i-мотива [24, 25]. После 5 мин инкубации смесь пропускали через мембрану с SERS-активным покрытием, предварительно выдержанную в 20 нМ растворе BV42-SH в течение 15 мин. Фрагмент мембраны диаметром 2 мм помещали на дно блока центробежной фильтрации центрифужной пробирки с ацетат-целлюлозной мембраной с размером пор 0.45 мкм. Затем

200 мкл образца вирусосодержащей жидкости с BV42-Cu3, центрифугировали через мембрану при 2400 об./мин 2 мин. Измерения сигнала SERS проводились в течение 0.4 с (20 повторов) с использованием рамановского спектрометра RamanLife RL532 SERS (ООО “ФОТОН-БИО”, РФ) с лазерным излучением с длиной волны 532 нм.

Сканирующая электронная микроскопия

Сканирующую электронную микроскопию (СЭМ) проводили с помощью микроскопа SU 8020, оснащенного холодным полевым катодом (Hitachi, Япония). Чтобы улучшить разрешение и контрастность изображений, на образцы наносился слой сплава золото-палладий толщиной 5 нм. Некоторые изображения были сделаны без распыления проводящих металлических слоев.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Мембраны из полиэтилентерефталата, покрытые наноструктурированным слоем серебра были описаны ранее в качестве поверхностей, усиливающих сигнал рамановского рассеяния [26]. В наших экспериментах мембраны позволяли увидеть SERS-спектр метки аптамера (малахитового зеленого) при достаточно низких концентрациях красителя — 2.5 нМ. Сигнал появлялся в образцах с вирусами гриппа А разных подтипов (H5N1 и H7N1), которые узнаются аптамером RHA0385-MG, и отсутствовал в образцах контрольных вирусов — вирусов гриппа Б и болезни Ньюкасла (рис. 1). При этом спектр малахитового зеленого отсутствовал при попытке сборки тройного комплекса RHA0385-SH — вирус гриппа А — RHA0385-MG.

По данным сканирующей электронной микроскопии наноструктурированная поверхность на мембране претерпевает значительные изменения при взаимодействии с биологической жидкостью (разбавленной аллантоисной жидкостью). Обработка поверхности аптамером RHA0385-SH не изменяет ее геометрию, но усиливает изменения при фильтрации биологической жидкости, приводя к полному снятию наноструктурированного слоя вирусом гриппа А (рис. 2). В отсутствие тиомодифицированного аптамера наноструктурированная поверхность нарушена, дополнительный этап промывки мембраны буфером смывает остатки слоя, при этом исчезает спектр малахитового зеленого и появляется спектр материала мембраны — полиэтилентерефталата.

Для увеличения стабильности наноструктурированного слоя был добавлен этап напыления хрома, что создает допированный хромом слой наночастиц серебра, с увеличенной адгезией к поверхности мембраны. Новый вариант мембраны стабильнее: покрытие сохраняется в присутствии

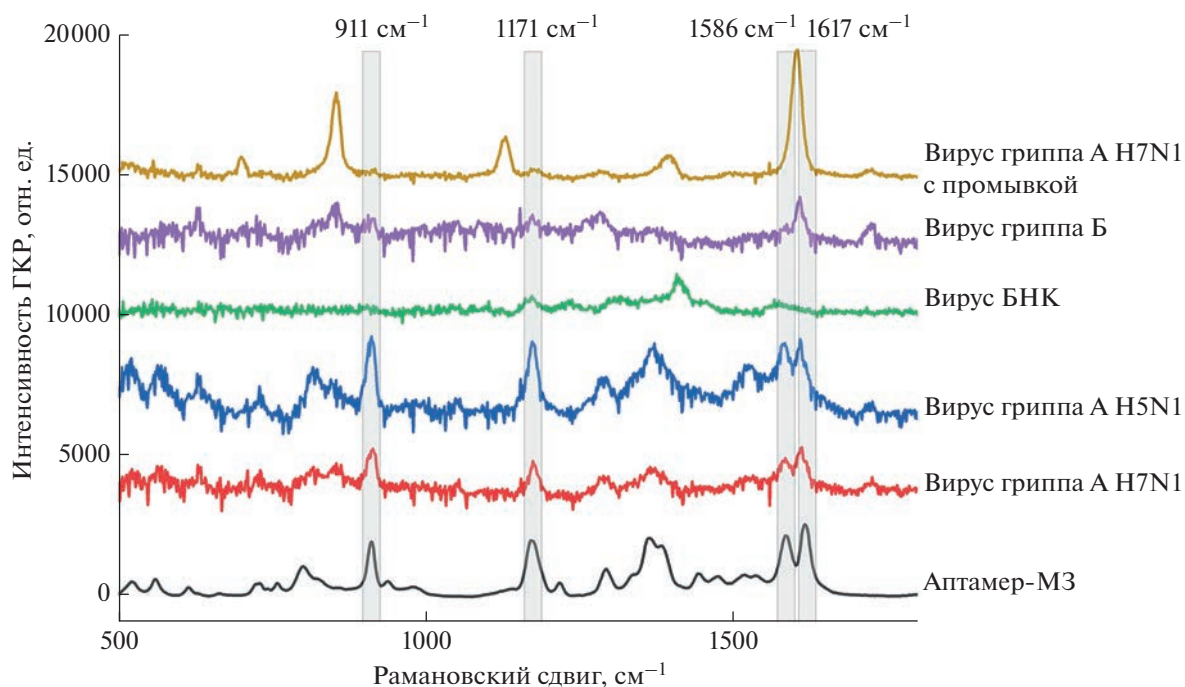


Рис. 1. SERS-спектры мембран с SERS-активным покрытием в присутствии вирусов гриппа А (подтипы H5N1 и H7N1), гриппа Б и болезни Ньюкасла (БНК), а также контрольные спектры мембраны с промывкой и аптамера RHA0385-MG.

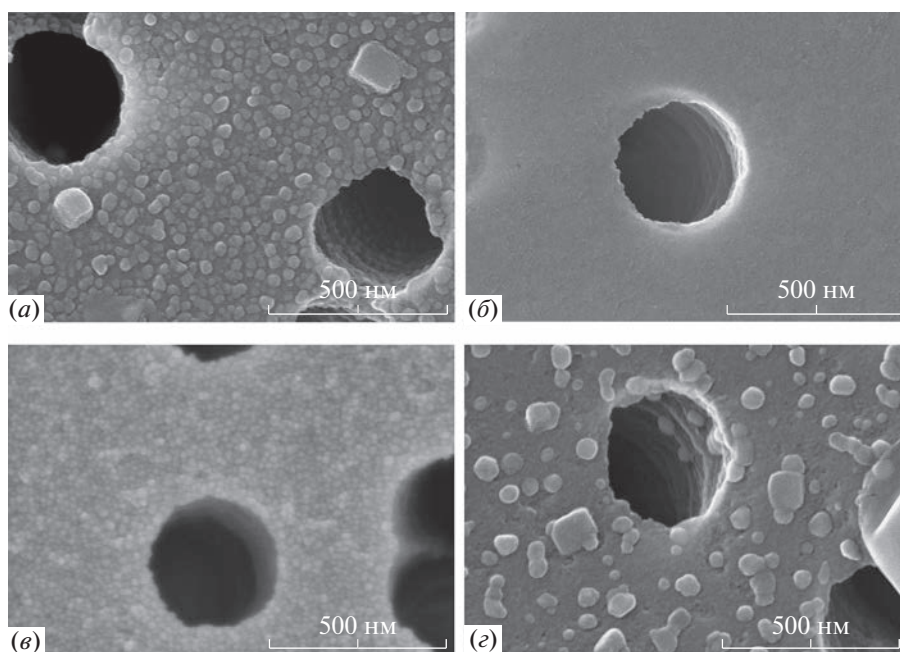


Рис. 2. Сканирующая электронная микроскопия образцов мембраны со слоем наноструктурированного серебра после фильтрации смеси вируса гриппа А H7N1 и RHA0385-MG (а), мембраны, предварительно обработанной RHA0385-SH с последующей фильтрацией смеси вируса гриппа А H7N1 и RHA0385-MG (б), исходной мембраны, обработанной RHA0385-SH без последующей фильтрации (в), мембраны, предварительно обработанной RHA0385-SH с последующей фильтрацией смеси неспецифического вируса (вируса болезни Ньюкасла) и RHA0385-MG (г).

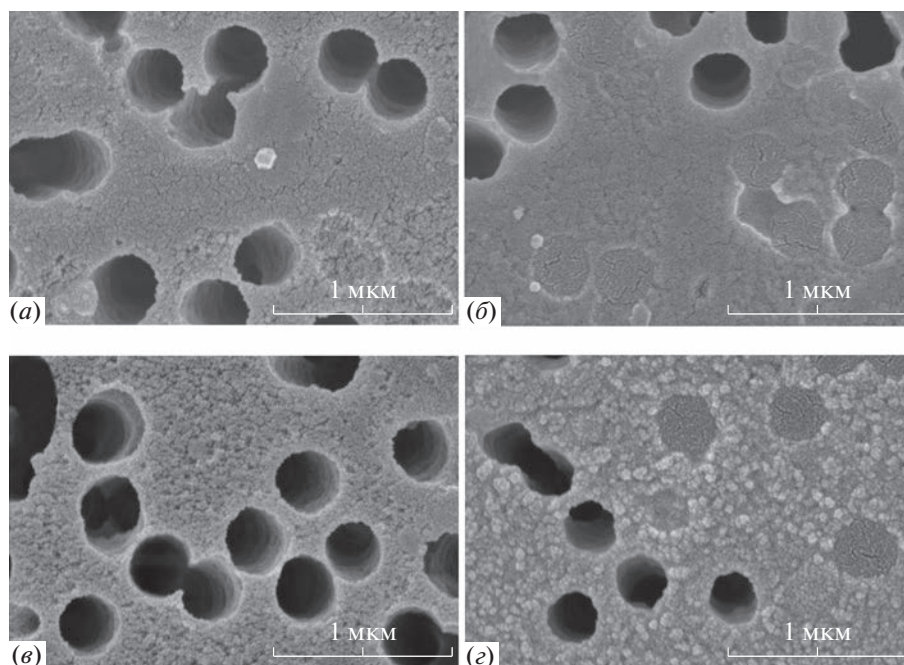


Рис. 3. Сканирующая электронная микроскопия образцов мембраны со слоем наноструктурированного серебра с допированием хромом, предварительно обработанной RHA0385-SH с последующей фильтрацией смеси RHA0385-Su3 с: буфером без биологической жидкости (а); вирусом гриппа А H7N1 в концентрации $3.7 \cdot 10^{10}$ (б), $2.4 \cdot 10^4$ (в) и $3.8 \cdot 10^3$ частиц/мл (г).

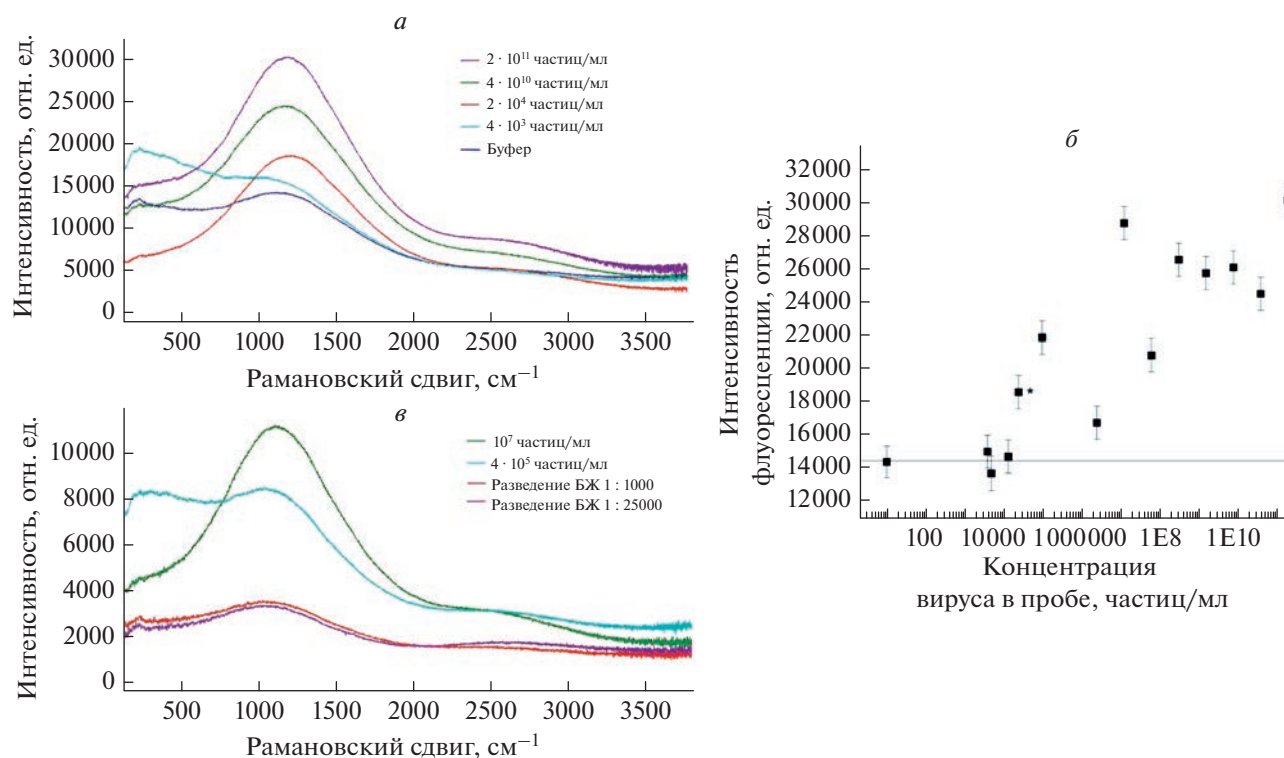


Рис. 4. Спектры флуоресценции образцов мембраны со слоем наноструктурированного серебра с допированием хромом, предварительно обработанной RHA0385-SH с последующей фильтрацией смеси RHA0385-Su3 с разными концентрациями вируса гриппа А подтипа H7N1 (а). Зависимость флуоресцентного сигнала при 1180 см^{-1} от концентрации вируса гриппа А подтипа H7N1 (б). * Помечен наблюдаемый предел обнаружения вируса гриппа А. Спектры флуоресценции образцов мембраны со слоем наноструктурированного серебра с допированием хромом, предварительно обработанной BV42-SH с последующей фильтрацией смеси BV42-Su3 с разными концентрациями вируса гриппа Б (в). В качестве контролей приведены спектры, полученные после фильтрации образцов биологической жидкости без вируса (БЖ), разбавленной идентично образцам с вирусом.

биологических жидкостей и вируса гриппа А, в том числе, при модификации поверхности аптамером RHA0285-SH (рис. 3).

Стабилизация покрытия снизила интенсивность рамановских спектров как в случае бинарных (вирус гриппа А — RHA0285-метка), так и тройных комплексов RHA0385-SH — вирус гриппа А — RHA0385-метка. В данном случае динамичное покрытие было важным для усиления сигнала, возможно, за счет образования слоя наночастиц на поверхности вируса. Покрытие, допированное хромом, обладает эффектом усиления флуоресценции, например флуоресценции красителя Суанине-3 (рис. 4), что было использовано для создания сенсоров. Была получена зависимость интенсивности флуоресценции от концентрации вируса с характерным увеличением сигнала в диапазоне концентраций вируса от $2 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^{11}$ частиц/мл. Предел обнаружения данного сенсора — $2 \cdot 10^4$ частиц/мл — превосходит тест-системы экспресс-анализа на основе антител ($1 \cdot 10^6$ – $4 \cdot 10^8$ частиц/мл), но уступает методу ПЦР ($3 \cdot 10^2$ – $1.2 \cdot 10^3$ частиц/мл) [27–29]. Низкий для тест-систем экспресс-анализа предел обнаружения и широкий диапазон определяемых количеств вируса гриппа А был достигнут благодаря использованию мембраны, которая удаляет значительную часть примесных биомолекул. Эффективность фильтрации вирусов гриппа А через полиэтилентерефталатную мембрану с таким же размером пор была оценена в нашей недавней работе, где показано, что SERS в коллоидных системах с образцами биологических жидкостей может быть улучшен за счет такой фильтрации [16].

Для оценки возможности использования предложенной методики для других вирусов, был предложен сенсор для определения вируса гриппа Б. Сенсор сработал аналогичным образом: в присутствие вируса гриппа Б происходило увеличение флуоресценции по сравнению с биологической жидкостью без вируса (рис. 4в). Были определены титры вируса гриппа 10^7 и $4 \cdot 10^5$ частиц/мл. Таким образом, предложенный подход можно считать универсальным.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-74-10019).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кукушкин В.И., Гришина Я.В., Соловьев В.В. и др. // Письма ЖЭТФ. 2017. Т. 105. С. 637; Kukushkin V.I., Grishina Y.V., Solov'ev V.V. et al. // JETP Lett. 2017. V. 105. P. 677.
2. Кукушкин В.И., Гришина Я.В., Егоров С.В. и др. // Письма ЖЭТФ. 2016. Т. 103. С. 572; Kukushkin V.I., Grishina Y.V., Egorov S.V. et al. // JETP Lett. 2016. V. 103. P. 508.
3. Белик А.Я., Кукушкин В.И., Рыбин А.Я. и др. // Докл. РАН. 2018. Т. 481. С. 270; Belik A.Y., Kukushkin V.I., Rybkin A.Y. et al. // Dokl. Phys. Chem. 2018. V. 481. P. 95.
4. Kukushkin V.I., Mukhametzhayev I.M., Kukushkin I.V. et al. // Phys. Rev. B. V. 90. Art. No. 235313.
5. Perumal J., Wang Y., Attia A.B.E. et al. // Nanoscale. 2021. V. 13. No. 2. P. 553.
6. Ambartsumyan O., Gribanyov D., Kukushkin V. et al. // Int. J. Mol. Sci. 2020. V. 21. No. 9. Art. No. 3373.
7. Eskandari V., Sahbafar H., Zeinalizad L., Hadi A. // ISSS J. Micro Smart Syst. 2022. V. 11. P. 363.
8. Zavyalova E., Tikhonova D., Zhdanov G. et al. // Analyt. Chim. Acta. 2022. V. 1221. Art. No. 340140.
9. Kukushkin V.I., Ivanov N.M., Novoseltseva A.A. et al. // PLoS One. 2019. V. 14. No. 4. Art. No. e0216247.
10. Ye J., Yeh Y.T., Xue Y. et al. // Proc. National. Acad. Sci. USA. 2022. V. 119. No. 23. Art. No. e2118836119.
11. Lin Y.-J., Wu C.-Y., Li T. et al. // J. Biosens. Bioelectron. 2014. V. 5. P. 2.
12. Lee J.H., Kim B.C., Oh B.K., Choi J.W. // J. Biomed. Nanotechnol. 2015. V. 11. No. 12. P. 2223.
13. Adachi T., Nakamura Y. // Molecules. 2019. V. 24. No. 23. Art. No. 4229.
14. Ni S., Zhuo Z., Pan Y. et al. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2021. V. 13. No. 8. P. 9500.
15. Жданов Г.А., Грибанев Д.А., Гамбарян А.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 4. С. 527; Zhdanov G.A., Gribanyov D.A., Gambaryan A.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 4. P. 434.
16. Zhdanov G., Nyhrikova E., Meshcheryakova N. et al. // Front. Chem. 2022. V. 10. Art. No. 937180.
17. Kristavchuk O.V., Nikiforov I.V., Kukushkin V.I. et al. // Colloid J. 2017. V. 79. P. 637.
18. Laserna J.J., Campiglia A.D., Winefordner J.D. // Analyt. Chim. Acta. 1988. V. 208. P. 21.
19. Muniz-Miranda M., Neto N., Sbrana G. // J. Mol. Struct. 1997. V. 410. P. 205.
20. Taurozzi J.S., Tarabara V.V. // Environ. Engin. Sci. 2007. V. 24. No. 1. P. 122.
21. Apel P.Yu. // Rad. Inst. 1995. V. 25. No. 1–4. P. 667.
22. Bizyaeva A.A., Bunin D.A., Moiseenko V.L. et al. // Int. J. Mol. Sci. 2021. V. 22. No. 5. Art. No. 2409.
23. Novoseltseva A.A., Ivanov N.M., Novikov R.A. et al. // Biomolecules. 2020. V. 10. No. 1. P. 119.
24. Musafia B., Oren-Banaroya R., Noiman S. // PLoS One. 2014. V. 9. No. 5. Art. No. e97696.
25. Zavyalova E., Kopylov A. // In: Nanostructures for the engineering of cells, tissues and organs. From design to applications. Chennai: William Andrew, Elsevier, 2018. 249 p.
26. Серебренникова С.И., Кукушкин В.И., Криставчук О.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 4. С. 516; Serebrennikova S.I., Kukushkin V.I., Kristavchuk O.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 4. P. 423.
27. Herrmann B., Larsson C., Zweyberg B.W. // J. Clin. Microbiol. 2001. V. 39. P. 134.
28. Chan K.-H., To K.K.W., Chan J.F.W. et al. // J. Clin. Microbiol. 2013. V. 51. P. 3160.
29. Peters T.R., Blakeney E., Vannoy L., Poehling K.A. // Diagnostic Microbiol. Infect. Dis. 2013. V. 75. P. 200.

Aptasensors based on track-etched membranes coated with nanostructured silver layer for influenza A and B virus detection

**V. I. Kukushkin^a, O. V. Kristavchuk^b, G. A. Zhdanov^c, A. K. Keshek^c, A. S. Gambaryan^d,
Ye. V. Andreev^b, A. N. Nechaev^b, E. G. Zavyalova^{c,*}**

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

^b *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia*

^c *Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

^d *Chumakov Federal Scientific Centre for Research and Development of Immune and Biological Products
of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 108819 Russia*

**e-mail: zlenka2006@gmail.com*

A biosensor based on a polyethylene terephthalate track membrane coated with silver nanoparticles is proposed for the detection of influenza A and B viruses using aptamers for specific sorption of the viruses on the membrane surface, as well as for the introduction of a Raman-active or fluorescent label in the complex. The analytical signal was recorded using a Raman spectrometer, observing the effects of surface-enhancing of the intensity of optical responses from the labels.

УДК 535.373.3

КИНЕТИКА СВЕЧЕНИЯ ИОНОВ Eu^{3+} В ВОЛЬФРАМАТАХ $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{WO}_4)_3$ И МОЛИБДАТАХ $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{MoO}_4)_3$

© 2023 г. С. В. Зайцев*

Федеральное 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 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Исследована кинетика люминесценции ионов Eu^{3+} для электронного перехода $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ (~613 нм) в вольфраматах $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{WO}_4)_3$ и молибдатах $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{MoO}_4)_3$. Наблюдаемая близость времен свечения при $x \geq 0.2$ и их существенная разница при малых $x < 0.1$ связывается с отличием электронной структуры двух соединений.

DOI: 10.31857/S0367676522700387, EDN: AENFWN

ВВЕДЕНИЕ

Сложные оксиды на основе молибдатов редкоземельных элементов в настоящее время широко используются в качестве лазерных материалов, пьезоэлектрических и других датчиков, а также светодиодных источников света. При разработке и изготовлении светодиодов представляется важным управляемое изменение спектральных и иных характеристик материалов. Как показано в работах [1–3], при изменении структурного состояния материала, каждой модификации полиморфных соединений молибдатов или боратов соответствует определенный спектр фотолюминесценции (ФЛ) оптически активных центров. В этой связи представляется целесообразным исследование взаимной связи между структурой и спектрально-кинетическими характеристиками фотолюминесценции твердых растворов молибдатов лютетия и европия $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{MoO}_4)_3$ в широком диапазоне концентраций Lu^{3+} и Eu^{3+} . Также представляет интерес исследование родственных им соединений вольфраматов $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{WO}_4)_3$, которые демонстрируют высокий квантовый выход ФЛ [4]. В работах [5, 6] были проведены детальные исследования структуры, ФЛ и инфракрасных (ИК) спектров поглощения твердых растворов молибдатов состава $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{MoO}_4)_3$ и вольфраматов $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{WO}_4)_3$ в широком диапазоне концентраций Eu ($0 \leq x \leq 1$). Было установлено соответствие между структурной модификацией и спектральными характеристиками люминесценции и ИК-поглощения в этих соединениях.

В то же время имеется ограниченное число работ, посвященных изучению кинетики свечения ионов Eu^{3+} в молибдатах и вольфраматах [4, 7, 8]. Для сравнения отметим, что в работе [9] было исследовано влияние морфологии и структуры на люминесцентные свойства наночастиц $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}$ (5 ат. %), полученных методом низкотемпературного термолиза. Было установлено существенное влияние геометрических параметров, таких как форма и размер наночастиц, на абсолютную спектральную интенсивность и время свечения электронного перехода ионов Eu^{3+} в красной области спектра.

В настоящей работе исследована кинетика свечения ионов Eu^{3+} в вольфраматах $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{WO}_4)_3$ и молибдатах $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{MoO}_4)_3$ в широком диапазоне концентраций европия ($0 \leq x \leq 1$). Найдено, что зависимости времен свечения τ от x в вольфраматах и молибдатах близки при $x \geq 0.2$ и заметное расхождение $\tau(x)$ начинается только при $x \leq 0.1$. Наблюдаемая разница $\tau(x)$ связывается с особенностями электронной структуры этих соединений и ее разницей при $x \sim 0$.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для синтеза образцов вольфраматов $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{WO}_4)_3$ и молибдатов $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{MoO}_4)_3$ ионы Lu^{3+} и Eu^{3+} вводили в реакцию в виде водных растворов нитратных солей, полученных растворением исходных оксидов редких земель в азотной кислоте. Стехиометрические количества паравольфрамата или парамолибдата аммония и

нитратов редких земель смешивали в воде и реакционную массу доводили до кипения. Далее в реакционную массу при добавляли водный аммиак. На конечном этапе полученный продукт тщательно перетирали в агатовой ступке, переносили в корундовый тигель и подвергали высокотемпературному отжигу при 970°C в течение 2 ч. Детально синтез образцов молибдатов лютеция и европия описан в работе [5], а вольфраматов — в работе [6].

Рентгенодифракционные исследования образцов полученных вольфраматов проводились с использованием дифрактометра Bruker Phaser-2. Морфология образцов изучалась с использованием рентгеновского микроанализатора Supra 50VP. Оптические свойства образцов исследовались при комнатной температуре $T \sim 300$ К. Для нерезонансного возбуждения использовался эксимерный лазер ультрафиолетовый (УФ) лазер с длиной волны $\lambda_L = 308$ нм (длительность импульса ~ 10 нс, частота импульсов 15 Гц, энергия в импульсе ~ 2 мДж). Лазерное излучение фокусировалось на засыпанный в кварцевую кювету порошок в пятно диаметром ~ 100 мкм, плотность лазерного возбуждения на поверхности образца P_{exc} варьировалась с помощью калиброванных градиентных фильтров в широком диапазоне вплоть до $P_{\text{max}} \sim 10$ МВт/см² в пересчете на одиночный импульс длительностью ~ 10 нс. Спектры ФЛ записывались на спектрометре МУМ-2, оснащенном охлаждаемым CCD и фотоумножителем ФЭУ-79 с регистрирующим временным интегратором BOXCAR Stanford SR 250, что позволяло получать как интегрированные по времени спектры ФЛ, так и записывать импульсы свечения с разрешением ~ 20 мкс.

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Синтезированные образцы вольфраматов и молибдатов лютеция и европия представляют собой микрокристаллы. Морфология образцов молибдатов лютеция зависит от содержания европия. С увеличением содержания европия в образцах молибдатов $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{MoO}_4)_3$ от $x = 0.01$ до $x = 0.4$ происходит увеличение количества округлых частиц при размере частиц 3–5 мкм [5]. Дальнейшее увеличение количества европия приводит к увеличению размера частиц до 10–20 мкм, при этом возрастает количество ограненных частиц, достигая максимума при 80 ат. %. Частицы вольфраматов также $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{WO}_4)_3$ имеют округлую формы. Их размер составляет 1–3 мкм и практически не зависит от содержания Eu x и структурной модификации образца [6]. Отсутствие огранки у микрокристаллов вольфраматов, возможно, связано с их частичным оплавлением

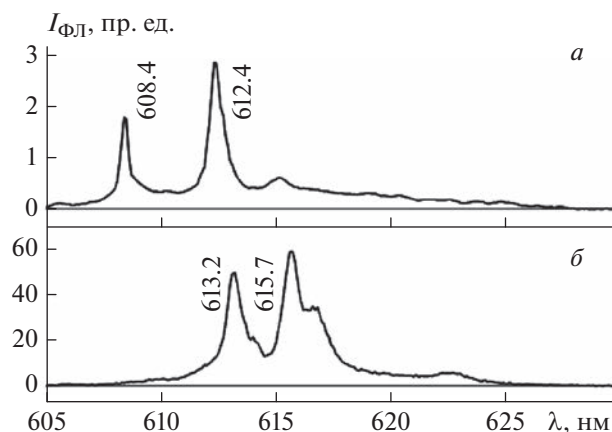


Рис. 1. Спектры люминесценции вольфраматов $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{WO}_4)_3$ при $x = 0.01$ (а) и $x = 0.8$ (б). Температура $T \approx 300$ К.

при отжиге. В вольфраматах с ростом концентрации Eu происходит последовательная смена двух типов кристаллических фаз: в интервале $0 \leq x \leq 0.4$ твердый раствор вольфраматов является однофазным с орторомбической структурой $Pb\bar{c}n$. В интервале значений $0.4 \leq x \leq 0.8$ наряду с орторомбической появляется моноклинная фаза $C2/c$, а при $x > 0.8$ твердый раствор является также однофазным с моноклинной структурой $C2/c$. Образцы составов $x \sim 0.5$ – 0.8 являются смесью двух фаз с орторомбической и моноклинной структурой, причем доля последней возрастает с увеличением x . В молибдатах увеличение концентрации европия также приводит к последовательному изменению структурного состояния и спектральных характеристик. При $0 \leq x < 0.2$ образцы имеют моноклинную структуру, при $0.2 \leq x < 0.4$ реализуется орторомбическая структура $Pb\bar{c}n$, и при $0.8 < x \leq 1$ образцы имеют орторомбическую структуру $Pba2$. В диапазоне $0.4 \leq x \leq 0.8$ образцы содержат обе орторомбические фазы $Pb\bar{c}n$ и $Pba2$, а спектры ФЛ и ИК-поглощения являются суперпозицией спектров этих двух фаз. Также образцы вольфраматов и молибдатов с $x = 0.1$ – 0.8 гигроскопичны.

На рис. 1а представлен спектр ФЛ для вольфрамата $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{WO}_4)_3$ при малой концентрации европия $x = 0.01$, который имеет орторомбическую структуру $Pb\bar{c}n$ [6]. В спектре ФЛ этого соединения наибольшую интенсивность имеют две полосы с $\lambda_{\text{max}} = 608.4$ и 612.4 нм. Отметим, что практически такие же полосы ($\lambda_{\text{max}} = 608.3$ и 612.4 нм) наблюдались для молибдата $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{MoO}_4)_3$ с орторомбической структурой $Pb\bar{c}n$ [5]. При $x = 0.5$ в соединении $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{WO}_4)_3$ наряду с орторомбической структурой $Pb\bar{c}n$ образуется моноклинная фаза $C2/c$. В орторомбической фазе оп-

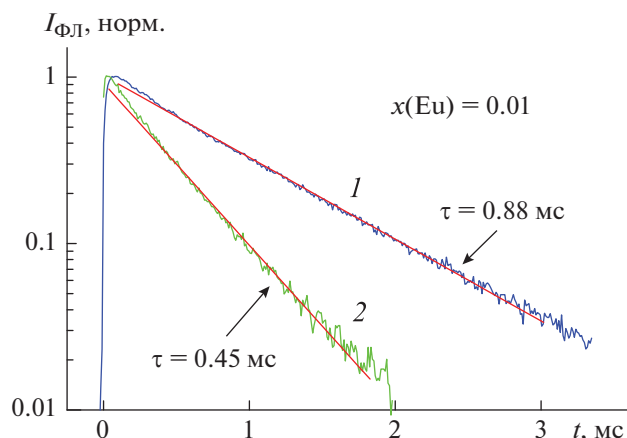


Рис. 2. Кривые свечения линии электронного перехода $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ иона Eu^{3+} (~ 613 нм) для вольфрамата (кривая 1) и молибдата (кривая 2) с содержанием Eu $x = 0.01$ после импульсного фотовозбуждения ($\lambda_L = 308$ нм, $P_{\text{exc}} \sim 10$ МВт/см 2). Красные линии – примеры моно-экспоненциальной подгонки.

тически активный ион Eu^{3+} окружен шестью анионами кислорода, тогда как в моноклинной структуре ион Eu^{3+} окружен восемью анионами кислорода [10]. Изменение локального окружения вокруг иона Eu^{3+} приводит к существенным изменениям ФЛ: в спектре этого образца имеются линии с $\lambda_{\text{max}} = 613.2$ и 615.7 нм (рис. 1б), характерные для моноклинной фазы. Наряду с этими полосами наблюдаются также слабые линии, соответствующие орторомбической фазе. При увеличении концентрации Eu количество моноклинной фазы возрастает, и при $0.8 < x \leq 1$ твердый раствор имеет моноклинную структуру $C2/c$. В спектрах ФЛ этих образцов наблюдаются только линии, соответствующие моноклинной фазе.

Для изучения кинетики свечения регистрировались импульсы свечения ФЛ в широком спектральном окне $\lambda = 613 \pm 5$ нм, что соответствует линиям тонкой структуры электронного перехода $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ иона Eu^{3+} . Важно отметить, что независимо от конкретной спектральной линии ФЛ, попадающей в детектор, суммарный детектируемый сигнал затухает с единым временем распада возбужденного состояния 5D_0 иона Eu^{3+} . На рис. 2 приведены импульсы свечения для обоих соединений с малым содержанием Eu $x = 0.01$ при фотовозбуждении импульсным эксимерным лазером ($P_{\text{exc}} \sim 10$ МВт/см 2 , $\lambda_L = 308$ нм) в полосу переноса заряда от $(\text{WO}_4)^{2-}$ к Eu^{3+} [5, 6]. Видно, что в логарифмическом масштабе импульсы свечения практически линейные, что позволяет определить время свечения τ простой экспоненциальной подгонкой, как показано красными линиями

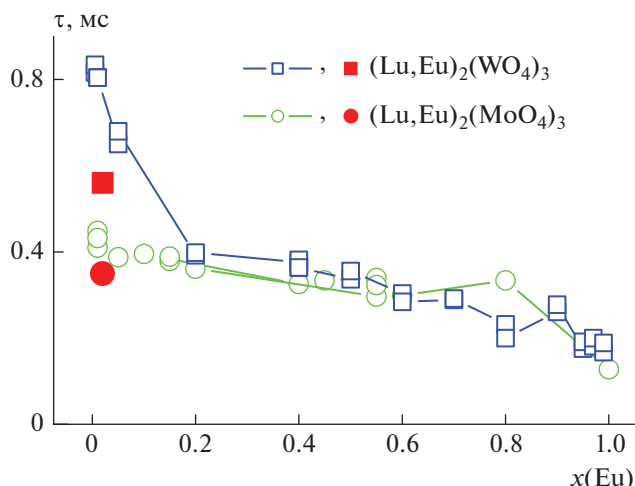


Рис. 3. Зависимости времен свечения $\tau(x)$ от содержания европия x в вольфрамате $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{WO}_4)_3$ (открытые квадраты) и молибдате $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{MoO}_4)_3$ (открытые кружки), полученные экспоненциальной подгонкой. Сплошные красные символы при $x \sim 0.02$ – данные из работы [4]: квадрат – вольфрамат и кружок – молибдат.

на рис. 2: $\tau = 0.82 \pm 0.02$ мс в вольфрамате и $\tau = 0.45 \pm 0.01$ мс в молибдате. Изменение плотности лазерного возбуждения P_{exc} на два порядка ~ 0.1 – 10 МВт/см 2 изменяет τ незначительно, на 3–5% (разные точки при одинаковой P_{exc} на рис. 3). В целом этот экспериментальный факт свидетельствует о несущественном влиянии эффектов стимулированной люминесценции и/или безызлучательного гашения ФЛ в исследованных образцах и их высоком качестве.

Зависимости полученных времен свечения τ от содержания европия x во всем диапазоне $0 \leq x \leq 0.1$ приведены на рис. 3. Видно, что при $x \geq 0.2$ эти зависимости $\tau(x)$ близки в вольфраматах и молибдатах и заметное расхождение начинается только при малых концентрациях. Существенная разница времен свечения, почти в 2 раза, наблюдается только в узком интервале концентраций $x < 0.1$. Отметим, что близкие времена свечения, отличающиеся в ~ 1.5 раза при малом содержании европия $x = 0.02$, также наблюдались в работе [4]: $\tau = 0.56$ мс в вольфрамате $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{WO}_4)_3$ и $\tau = 0.35$ мс в молибдате $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{MoO}_4)_3$, синтезированных гидротермальным методом (показаны сплошными красными символами на рис. 3).

Для понимания наблюдаемой разницы времен свечения $\tau(x)$ при $x < 0.2$ заметим, что электронные переходы между состояниями свободных ионов Eu^{3+} , принадлежащих одной, в данном случае $4f^n$ -конфигурации, запрещены по четности [11]. Под действием кристаллического поля этот

запрет частично снимается, поэтому ионы Eu^{3+} чрезвычайно чувствительны к ближайшему окружению [11]. По изменению спектральных характеристик можно судить об изменении их локального окружения даже тогда, когда дальний порядок (определенная структурная модификация) отсутствует. Так, например в вольфрамите оптиически активный ион Eu^{3+} в орторомбической фазе ($0 < x \leq 0.5$) окружен шестью анионами кислорода, тогда как в моноклинной фазе ($x \geq 0.5$) — восемью анионами кислорода [10], что приводит к существенной перестройке спектров ФЛ (рис. 1). Несколько иная ситуация реализуется в молибдатах $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{MoO}_4)_3$: замещение атомов Lu атомами Eu при $x \geq 0.2$ приводит к переходу из моноклинной фазы $P2_1/a$ в орторомбическую фазу $Pbcn$. Надо отметить, что эти фазы родственны, и моноклинная фаза является результатом незначительного искажения более высокосимметричной орторомбической фазы в результате подгруппового фазового перехода. Эти две фазы объединяют в один структурный тип 1 [5], чтобы подчеркнуть их принципиальное отличие от структуры $\text{Eu}_2(\text{MoO}_4)_3$ — структурного типа 2, который имеет более плотную структуру (на 12%). В структурном плане отличие является более принципиальным: окружение ионов Eu^{3+} анионами кислорода в типе 1 является шестикратным, октаэдрическим, и семикратным — во втором типе.

Таким образом, в узком интервале концентраций $0 \leq x \leq 0.1$, в котором наблюдается существенная разница времен свечения $\tau(x)$ (~2 раза), ион Eu^{3+} окружен шестью анионами кислорода, как в вольфраматах, так и в молибдатах. Одинаковая октаэдрическая симметрия окружения иона Eu^{3+} анионами кислорода в обоих соединениях может приводить к разнице $\tau(x)$ только в случае отличия других параметров кристаллического поля. В отсутствии взаимодействия редкоземельных ионов между собой (при их малой концентраций $x \sim 0$) время жизни 5D_0 -уровня в высококачественных образцах определяется вероятностью излучательных переходов и зависит от взаимодействия редкоземельного иона с соседями в кристаллической решетке [11]. В первом приближении можно считать, что общая энергия связи иона с решеткой складывается из его электростатической энергии в модели жестких шаров и эффектов несферического распределения зарядов. Было найдено, что рост электростатической силы связи $\text{Eu}-\text{O}$ приводит к разгоранию люминесценции Eu^{3+} [11]. Молибдатные анионные группы MoO_4^{2-} отличаются от групп WO_4^{2-} большей поляризуемостью, так как молибден имеет большее сродство к электрону, чем вольфрам. Как следствие, при прочих

равных условиях электростатическая сила связи $\text{Eu}-\text{O}$ в молибдатах меньше. Кроме того, в молибдатах большую роль играют решеточные процессы, которые также в значительной степени определяют интенсивность и время свечения τ [11]. Более определенные количественные сравнения требуют проведения модельных расчетов, аналогичных расчетам в работе [12] для органических лигандов, содержащих ионы Eu^{3+} . Также для более полного понимания требуются дополнительные сравнительные исследования в легированных европием вольфраматах и молибдатах с разным количеством анионных групп (например CaMoO_4 , $\text{NaNd}(\text{MoO}_4)_2$, $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$ и т.п.).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована кинетика свечения ионов Eu^{3+} в вольфраматах $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{WO}_4)_3$ и молибдатах $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{MoO}_4)_3$ в широком диапазоне концентраций европия ($0 \leq x \leq 1$). При $x \geq 0.2$ эти зависимости времен свечения $\tau(x)$ в вольфраматах и молибдатах близки и заметное расхождение $\tau(x)$ наблюдается только при $x \leq 0.1$. Наблюдаемая существенная разница при малых $x \leq 0.1$ связывается с более сильной поляризуемостью анионных групп MoO_4^{2-} в молибдатах по сравнению с анионными группами WO_4^{2-} в вольфраматах. Близость времен свечения при $x \geq 0.2$ возникает в условиях растущего взаимодействия редкоземельных ионов между собой, что ослабляет их индивидуальное взаимодействие с кристаллической решеткой, существенное при малой концентрации $x \sim 0$. Для более определенных количественных сравнений требуются модельные расчеты и сравнительные исследования в вольфраматах и молибдатах с разным количеством анионных групп.

Автор благодарит А.П. Киселева и В.В. Кедрова за предоставленные образцы.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhou Y.H., Lin J., Wang S.B., Zhang H.J. // Opt. Mater. 2002. V. 20. P. 13.
2. Dmitriev V., Sinitsyn V., Dilanyan R. et al. // J. Phys. Chem. Solids. 2003. V. 64. P. 307.
3. Shmurak S.Z., Kiselev A.P., Klassen N.V. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2008. V. 55. P. 1128.
4. You Zhou, Bing Yan // Cryst. Engin. Comm. 2013. V. 15. P. 5694.
5. Шмурак С.З., Кедров В.В., Киселев А.П. и др. // ФТТ. 2019. Т. 61. № 4. С. 747; Shmurak S.Z., Kedrov V.V., Kiselev A.P. et al. // Phys. Sol. State. 2019. V. 61. No. 4. P. 632.

6. Шмурак С.З., Кедров В.В., Киселев А.П. и др. // ФТТ. 2019. Т. 61. № 11. С. 2142; Shmurak S.Z., Kedrov V.V., Kiselev A.P. et al. // Phys. Sol. State. 2019. V. 61. No. 11. P. 2117.
7. Wang B., Li X., Zeng Q. et al. // Mater. Res. Bull. 2018. V. 100. P. 97.
8. Tang R., Chen H., Yin W. et al. // J. Mater. Sci. Mater. Electron. 2019. V. 30. P. 7347.
9. Зайцев С.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. №. 7. С. 1054; Zaitsev S.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 7. P. 876.
10. Burcham L.J., Wachs I.E. // Spectrochim. Acta A. 1998. V. 54. P. 1355.
11. Гайдук М.И., Золин В.Ф., Гайгерова Л.С. Спектры люминесценции европия. М.: Наука, 1974. С. 150.
12. Werts M.H.V., Jukes R.T.F., Verhoeven J.W. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2002. V. 4. P. 1542.

Luminescence kinetics of Eu^{3+} ions in tungstates $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{WO}_4)_3$ and molybdates $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{MoO}_4)_3$

S. V. Zaitsev*

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

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

The luminescence kinetics of the electron transition $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ (~613 nm) of Eu^{3+} ions has been studied in tungstates $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{WO}_4)_3$ and molybdates $(\text{Lu}_{1-x}\text{Eu}_x)_2(\text{MoO}_4)_3$. Luminescence decay times are very close in both compounds at $x \geq 0.2$, while a significant difference is observed at $x < 0.1$. Observed behavior is attributed to the difference in electronic structure of compounds.

УДК 537.622.4:621.318.122

ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ InGaAs/GaAs/CoPt

© 2023 г. С. В. Зайцев*

Федеральное 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 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

В структуре GaAs/InGaAs/GaAs/Al₂O₃(1 нм)/CoPt с узким спейсером GaAs толщиной $d_S = 5$ нм наблюдается ферромагнитное влияние тонкого (~ 8 нм) слоя CoPt на циркулярную поляризацию фотолуминесценции квантовой ямы InGaAs/GaAs, при этом электролюминесценция поляризована для всех $d_S = 5–100$ нм. Короткодействующий характер эффекта близости связывается с туннельной связью электронов квантовой ямы с ферромагнитным слоем CoPt.

DOI: 10.31857/S0367676522700399, EDN: AESWOU

ВВЕДЕНИЕ

Открытие ферромагнитных (ФМ) полупроводников p -типа In_{1-x}Mn_xAs и Ga_{1-x}Mn_xAs стимулировало исследования интеграции магнетизма в полупроводниковую электронику [1]. Однако в таких полупроводниках происходит полное гашение межзонной люминесценции магнитными ионами или дефектами, с ними связанными [1]. Эти трудности сместили фокус исследований к низкоразмерным гетероструктурам, в которых ФМ слой и квантовая яма (КЯ) разделены туннельно-прозрачным спейсером толщиной $d_C = 2–10$ нм, и в которых температура Кюри T_C может достигать ~ 200 К благодаря сильному перекрытию носителей (дырок) высокой плотности с ФМ слоем [2]. С одной стороны, этот дизайн сохраняет транспортные и оптические свойства КЯ, а с другой — позволяет управлять спиновой поляризацией в КЯ за счет магнитного слоя [3]. Влияние ФМ слоя на поляризацию носителей в КЯ InGaAs/GaAs/ δ -(Mn) экспериментально наблюдалось как достижение высоких значений циркулярной поляризации $P_C \sim 10–30\%$ фотолуминесценции из КЯ уже в слабом магнитном поле $B \sim 0.1$ Тл [4, 5]. Поляризация оптического перехода в этих гетероструктурах с близлежащим ФМ дельта-слоем Mn (спейсер GaAs толщиной $d_C = 3–10$ нм) была интерпретирована равновесной поляризацией спинов дырок из КЯ в обменном поле ФМ слоя вследствие туннельной связи носителей в КЯ с δ -(Mn)-слоем. Ферромагнитное влияние на магнитооптические свойства было обнаружено так-

же в гибридных структурах на основе полупроводников II–VI системы. Структуры имели КЯ CdTe/CdMgTe и тонкую ФМ пленку Co толщиной 4–10 нм, напыленную на поверхность структуры, отделенную от КЯ широким спейсером CdMgTe толщиной $d_C = 30$ нм и более [6, 7]. Константы обменного взаимодействия с ФМ слоем как свободных электронов (s - d обмен), так и свободных зонных дырок в КЯ (p - d обмен) оказались неизмеримо малы, в то время как обменное взаимодействие дырки, связанной на акцепторе в КЯ, оказалось заметным $\sim 50–100$ мкэВ [7]. В этих работах была предложена модель непрямого дальнего действия обменного взаимодействия носителей заряда и ФМ слоя Co посредством эллиптически поляризованных фононов. В последние годы активно развивается еще один подход к созданию сложных гибридных светоизлучающих (диодных) наноструктур на основе III–V системы с КЯ InGaAs/GaAs и тонкой поверхностной ФМ пленкой CoPt (~ 10 нм) [8, 9]. Поэтому исследование механизмов и закономерностей спиновой поляризации в ФМ наноструктурах является важным направлением в современной спинтронике.

В настоящей работе изучено влияние тонкого (~ 8 нм) ферромагнитного слоя CoPt на поляризацию излучения квантовой ямы InGaAs/GaAs в диодных гетероструктурах InGaAs/GaAs/Al₂O₃(1 нм)/CoPt со спейсером GaAs толщиной $d_C = 5, 30$ и 100 нм между активной областью и ФМ инжектором — слоем CoPt. В слабом магнитном поле (< 0.1 Тл) во всех структурах наблюдается ги-

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

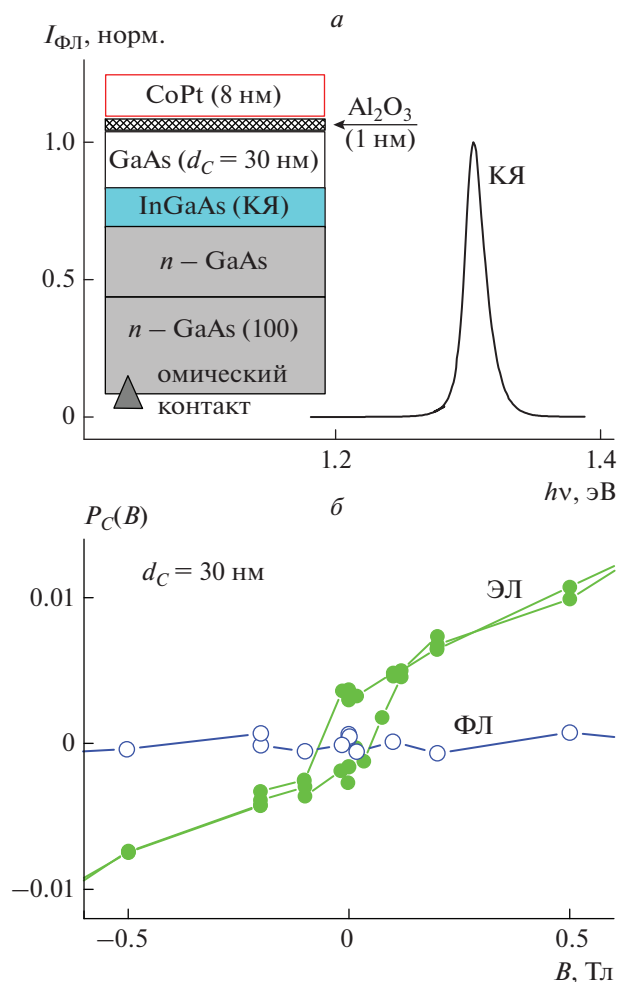


Рис. 1. Спектр ФЛ для структуры InGaAs/GaAs/Al₂O₃/CoPt с шириной спейсера GaAs $d_C = 30$ нм при фотовозбуждении лазером $\lambda_L = 845$ нм со стороны подложки и $T = 2$ К (а). Зависимости $P_C(B)$ оптического перехода КЯ для ЭЛ и ФЛ в геометрии Фарадея в структуре с $d_C = 30$ нм (б). На вставке – схема структуры.

стерезис циркулярной поляризации электролюминесценции, обусловленный инжекцией спин-поляризованных носителей из ФМ электрода CoPt в квантовую яму. В то же время для фотолюминесценции гистерезис наблюдается только в структуре с самым узким спейсером $d_C = 5$ нм, при этом величина поляризации значительно слабее, чем в случае электролюминесценции. Предполагается, что короткодействующий характер наблюдаемого ферромагнитного влияния на спиновую поляризацию носителей в КЯ обусловлен туннельной связью КЯ и слоя CoPt, т.е. перекрытием волновых функций электронов из КЯ с магнитным слоем CoPt.

Светоизлучающие структуры InGaAs/GaAs/Al₂O₃/CoPt были выращены на подложках *n*-GaAs (100) методом газовой фазной эпитаксии и представляли собой эпитаксиальные слои с квантовыми ямами GaAs/In_xGa_{1-x}As ($x = 0.22$), где толщина КЯ (слой InGaAs) составляла 10 нм [8]. Общая схема структуры приведена на вставке к рис. 1а. Квантовые ямы заравнивались покровным слоем GaAs (спейсером), толщина которого d_C варьировалась в пределах $d_C = 5$ –100 нм. На поверхность спейсера GaAs методом электронно-лучевого послойного осаждения наносились тонкий слой диэлектрика Al₂O₃ (толщина 1 нм) и контакт Шоттки на основе сплава Co₄₅Pt₅₅. Для формирования сплава Co₄₅Pt₅₅ поочередно наносились слои Pt толщиной 0.5 нм и слои Co толщиной 0.3 нм, температура нанесения варьировалась в пределах 200–400°C, общая толщина пленки составляла ≈ 8 нм. Ферромагнетизм контактного слоя Co₄₅Pt₅₅ исследовался ранее и был подтвержден данными измерения намагниченности этих пленок [8]. Туннельно-тонкий слой Al₂O₃ служил диффузионным барьером для атомов Co, а также выполнял функцию повышения поверхностного сопротивления контакта, что является необходимым условием для спиновой инжекции [8]. К обратной стороне структур формировался базовый омический контакт путем искрового вжигания Sn фольги (для *n*-GaAs). Процесс формирования светоизлучающих диодов завершался травлением мез диаметром 500 мкм.

На полученных структурах были исследованы магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции (ЭЛ) и фотолюминесценции (ФЛ). Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности структур (геометрия Фарадея). Для возбуждения электролюминесцентного излучения на образцы подавалось прямое электрическое смещение, а сама ЭЛ регистрировалась со стороны подложки, что позволяет избежать дополнительной поляризации света при прохождении через ферромагнитный электрод (магнитный круговой дихроизм). ФЛ возбуждалась диодным лазером (длина волны $\lambda_L = 845$ нм) также со стороны подложки и регистрировалась в геометрии Фарадея (магнитное поле направлено перпендикулярно к поверхности образцов) с помощью CCD-камеры на монохроматоре со спектральным разрешением лучше 0.1 мэВ. Циркулярно-поляризованные ЭЛ и ФЛ исследовались стандартным образом с использованием линейного поляризатора и четвертьволновой пластинки. Степень циркулярной поляризации определялась параметром $P_C(B) = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-)$, где I_+ (I_-) – интенсивности компонент с правой (левой) поляризацией,

полученные путем интегрирования части спектра, соответствующей оптическому переходу в КЯ.

Измерения циркулярной поляризации люминесценции были выполнены в двух диапазонах магнитных полей: в слабом поле (до 0.3 Тл), обеспечивающем намагничивание слоя CoPt и в сильном поле (до 5 Тл), оказывающем существенное влияние на процессы спиновой инжекции и спинового транспорта. Исследования в малых магнитных полях до 300 мТл проводились при температуре $T \approx 10$ К в криостате замкнутого цикла. Исследования в магнитных полях до 5 Тл проводились при температуре $T \approx 2$ К в криостате со сверхпроводящим соленоидом в жидком гелии под откачкой.

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 1а показана низкоэнергетическая часть спектра ФЛ (ниже межзонных переходов в барьере GaAs) при низкой температуре $T = 2$ К для структуры с шириной спейсера $d_c = 30$ нм. Линия КЯ спектра ФЛ с энергией $h\nu \sim 1.3$ эВ отвечает излучательной рекомбинации фотовозбужденных дырок, релаксировавших в КЯ, и электронов, находящихся в КЯ в силу легирования подложки n -GaAs. Полуширина линий ФЛ более 10 мэВ, что свидетельствует о высокой степени беспорядка в КЯ, присущей структурам, выращенным методом газовой фазной эпитаксии. Во внешнем магнитном поле изучаемые диоды InGaAs/GaAs/Al₂O₃/CoPt в режиме электролюминесценции излучают частично поляризованный свет [8, 9]. Типичный вид магнитолевых зависимостей степени циркулярной поляризации $P_C(B)$ для ЭЛ показан на рис. 1б на примере структуры со спейсером GaAs толщиной $d_c = 30$ нм. Представленная зависимость для $P_C(B)$ описывают замкнутую петлю гистерезиса с коэрцитивной силой $B_c \approx 0.1$ Тл и подобна магнитолевой зависимости намагниченности тонкого поверхностного ФМ слоя CoPt [8]. В режиме прямого смещения, когда на слой CoPt подается положительный относительно базы потенциал, для выращенных на подложке n -GaAs структур через туннельно-тонкий барьер Al₂O₃ (≈ 1 нм) в спейсерный слой GaAs инжектируются спин-поляризованные дырки [9, 10]. Под действием приложенного электрического поля инжектированные дырки дрейфуют в КЯ, где они излучательно рекомбинируют с резидентными электронами. Сравнение поведения $P_C(B)$ с контрольными немагнитными структурами позволяет связать наблюдаемые в эксперименте особенности с инжекцией спин-поляризованных дырок именно из ФМ слоя CoPt. Отметим, что приведенная на рис. 1б зависимость $P_C(B)$ для ФЛ в этой же структуре, в которой от-

сутствуют какие-либо особенности вблизи $B = 0$, свидетельствует об отсутствии ферромагнитного влияния этого слоя на спиновую поляризацию фотовозбужденных в КЯ дырок или резидентных электронов. Дело в том, что линейно-поляризованный лазер $\lambda_L = 845$ нм с энергией $E_L = 1.47$ эВ, что меньше ширины запрещенной зоны в барьере GaAs $E_g \approx 1.51$ эВ, создает в КЯ неполяризованные электронно-дырочные пары. Отметим, что вследствие используемого подбарьерного фотовозбуждения носителей именно в КЯ, они не могут поляризоваться на границе между спейсером GaAs и поверхностным ФМ слоем CoPt вследствие отражения, что исключает из рассмотрения этот эффективный механизм поляризации. Вблизи $B = 0$ (< 0.1 Тл), когда наведенная магнитным полем поляризация $P_C(B)$ несущественна, единственным источником спиновой поляризации носителей в КЯ может быть только их обменное взаимодействие с поверхностным ФМ слоем CoPt [1], что для этой структуры со спейсером $d_c = 30$ нм не реализуется.

Зависимости $P_C(B)$ для ФЛ во всех структурах приведены на рис. 2. Видно, что в отличие от структур с более широким спейсером GaAs $d_c = 30$ нм и $d_c = 100$ нм, для которых $P_C(B) \approx 0$ во всем диапазоне полей $B = \pm 5$ Тл, в структуре с самым узким спейсером $d_c = 5$ нм наблюдается более сложное поведение для ФЛ (рис. 2в). Во-первых, в ней зависимость $P_C(B)$ имеет отрицательный, приблизительно линейный наклон. Во-вторых, при $B \sim 0$ также наблюдается петля гистерезиса, что наглядно видно в увеличенном масштабе на рис. 3. Для сравнения на рис. 3 также показана зависимость $P_C(B)$ для ЭЛ. Видно, что величина поляризации ФЛ значительно, на порядок слабее, чем в случае ЭЛ. Как следствие, петля гистерезиса для случая ФЛ выражена менее резко и четко (рис. 3). Коэрцитивная сила в этой структуре $B_c \approx 0.1$ Тл, как и в структуре с $d_c = 30$ нм, что отражает гистерезис поверхностного ФМ слоя CoPt. В отличие от случая ЭЛ, для которого величина $P_C(B)$ отражает спиновую поляризацию дырок, инжектированных из слоя CoPt, ненулевая поляризация ФЛ отражает конечную спиновую поляризацию носителей в КЯ, резидентных или фотовозбужденных.

Таким образом, сравнение магнитолевых зависимостей $P_C(B)$ в трех исследованных структурах свидетельствует о существенном взаимодействии носителей в КЯ с ФМ слоем CoPt только в случае узкого спейсера $d_c = 5$ нм. Предполагается, что короткодействующий характер наблюдаемого ферромагнитного влияния поверхностного слоя CoPt на спиновую поляризацию фотовозбужденных или резидентных носителей в КЯ обусловлен туннельной связью КЯ и слоя CoPt, т.е. перекрытием их волновых функций с магнитным слоем

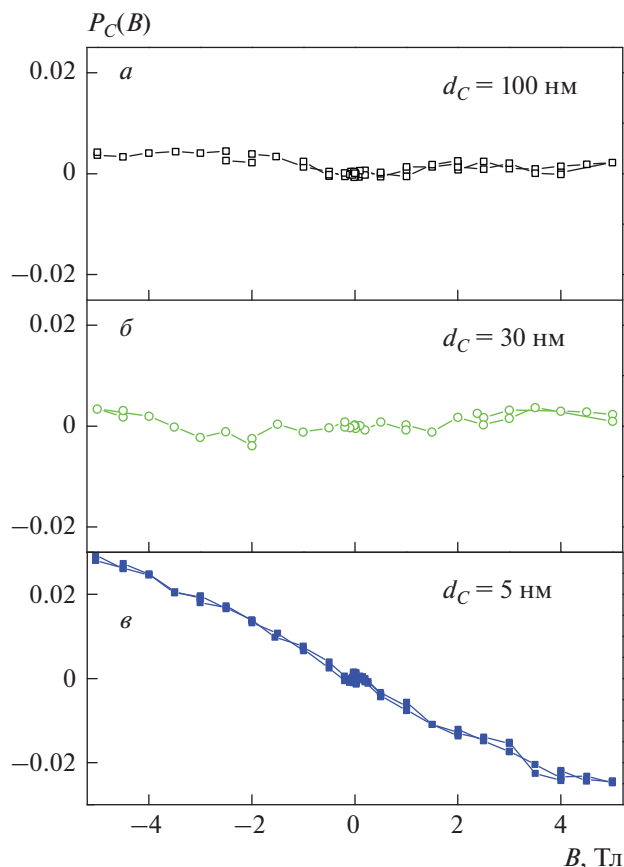


Рис. 2. Зависимости $P_C(B)$ для ФЛ оптического перехода в КЯ в геометрии Фарадея в структурах InGaAs/GaAs/Al₂O₃/CoPt с $d_C = 100$ нм (а), $d_C = 30$ нм (б) и $d_C = 5$ нм (в) при фотовозбуждении лазером $\lambda_L = 845$ нм ($E_L = 1.47$ эВ) со стороны подложки и $T = 2$ К.

CoPt. Для сравнения с литературой отметим, что ферромагнитное влияние поверхностного слоя магнитного металла на спиновую поляризацию носителей в КЯ было найдено в структурах Co/CdMgTe/CdTe [6] и Fe/CdMgTe/CdTe [11]. Что интересно и важно для сопоставления с исследуемыми структурами InGaAs/GaAs/Al₂O₃ (1 нм)/CoPt, в структурах с КЯ CdMgTe/CdTe тонкий (~10 нм) поверхностный ФМ слой Fe или Co наносился непосредственно на спейсер CdMgTe без разделительного слоя на границе раздела (типа Al₂O₃), что приводило к их перемешиванию и/или химическому взаимодействию и образованию промежуточного ФМ слоя [6, 11]. Этот промежуточный ФМ слой имеет магнитные характеристики, отличные от свойств поверхностной пленки ФМ металла и показывает дальнедействующий характер, предположительно фоновый [6, 11], что свидетельствует о многообразии возможных механизмов ФМ связи в гибридных полупроводниковых структурах. От-

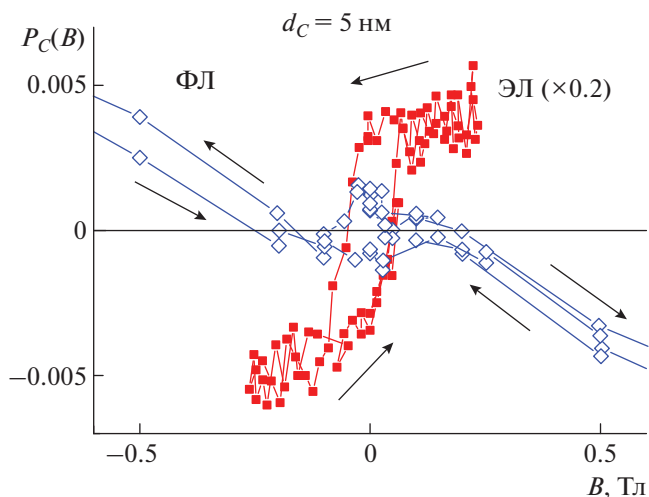


Рис. 3. Зависимости $P_C(B)$ для ЭЛ (закрытые символы) и ФЛ (открытые символы) оптического перехода КЯ в структуре с узким спейсером $d_C = 5$ нм. Стрелками отмечено направление развертки магнитного поля, $T = 2$ К.

метим, что для установления таких механизмов связи требуются детальные многосторонние исследования (см., например работу [7]), и для систем Co- и Fe/CdMgTe/CdTe находятся в стадии разработки. В настоящее время в этих гибридных структурах на основе полупроводников II–VI системы установлено одновременное наличие двух разных типов взаимодействия носителей в КЯ с ФМ слоем (Co или Fe), которые имеют короткодействующий и дальнедействующий характеры, соответственно [6, 7, 11]. Короткодействующее взаимодействие авторы приписывают стандартному обменному механизму через тонкий барьерный слой, туннельно-прозрачный для волновых функций электронов, тогда как дальнедействующее взаимодействие относят к непрямому обмену посредством эллиптических поляризованных фононов [6, 11]. Для изучаемых в настоящей работе структур InGaAs/GaAs/Al₂O₃(1 нм)/CoPt такие исследования также продолжаются [8–10]. Предполагается, что обнаруженный в настоящей работе короткодействующий характер влияния ФМ слоя CoPt на поляризацию излучения КЯ также обусловлен туннельной связью носителей в КЯ и ферромагнитного слоя CoPt, аналогично работам [6, 11]. Как показывают расчеты для сходных ФМ гетероструктур InGaAs/GaAs/ δ -(Mn), перекрытие волновых функций не только электронов, но и дырок с близлежащим ФМ дельта-слоем Mn (спейсер $d_C = 3$ –10 нм) существенно зависит от конкретных параметров структуры и может быть значительным [12].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано магнитополевое поведение циркулярной поляризации фотолюминесценции квантовой ямы InGaAs/GaAs в гибридных структурах GaAs/InGaAs/GaAs/Al₂O₃(1 нм)/CoPt для широкого диапазона толщин спейсера GaAs $d_s = 5, 30$ и 100 нм. Установлено, что влияние тонкого поверхностного ферромагнитного слоя CoPt (~ 8 нм) на циркулярную поляризацию излучения квантовой ямы InGaAs/GaAs наблюдается только в структуре с узким спейсером GaAs $d_s = 5$ нм, при этом инжекция спин-поляризованных носителей из ФМ слоя наблюдается в электролюминесценции при всех значениях $d_s = 5-100$ нм. Предполагается, что короткодействующий характер наблюдаемого ферромагнитного влияния слоя CoPt на поляризацию фотолюминесценции обусловлен спиновой поляризацией носителей вследствие туннельной связи квантовой ямы и поверхностного слоя CoPt. Полученные результаты могут быть интересны с практической точки зрения как демонстрация возможности управления циркулярной поляризацией излучения квантовой ямы в гибридных структурах.

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. Nazmul A.M., Amemiya T., Shuto Y. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. Art. No. 017201.
3. Захарченя Б.П., Коренев В.Л. // УФН. 2005. Т. 175. С. 629; Zakharchenya B.P., Korenev V.L. // Phys. Usp. 2005. V. 48. P. 603.
4. Myers R.C., Gossard A.C., Awschalom D.D. // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. Art. No. 161305(R).
5. 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.
6. Korenev V.L., Salewski M., Akimov I.A. et al. // Nature Phys. 2016. V. 12. No. 1. P. 85.
7. Akimov I.A., Salewski M., Kalitukha I.V. et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. Art. No. 184412.
8. Здоровейцев А.В., Дорохин М.В., Демина П.Б. и др. // ФТП. 2015. Т. 49. № 12. С. 1649; Zdoroveyshchev A.V., Dorokhin M.V., Demina P.B. et al. // Semiconductors. 2015. V. 49. No. 12. P. 1601.
9. Дорохин М.В., Ведь М.В., Демина П.Б. и др. // ФТТ. 2017. Т. 59. № 11. С. 2135; Dorokhin M.V., Ved' M.V., Demina P.B. et al. // Phys. Sol. State. 2017. V. 59. No. 11. P. 2155.
10. Дорохин М.В., Демина П.Б., Здоровейцев А.В. и др. // ЖТФ. 2022. Т. 92. № 5. С. 724; Dorokhin M.V., Demina P.B., Zdoroveyshchev A.V. et al. // Tech. Phys. 2022. V. 92. No. 5. P. 613.
11. Kalitukha I.V., Ken O.S., Korenev V.L. et al. // Nano Lett. 2021. V. 21. No. 6. P. 2370.
12. Зайцев С.В. // ФНТ. 2012. Т. 38. № 5. С. 513; Zaitsev S.V. // Low Temp. Phys. 2012. V. 38. No. 5. P. 399.

Proximity effect in ferromagnetic structures InGaAs/GaAs/CoPt

S. V. Zaitsev*

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

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

Ferromagnetic influence of a thin (~ 8 nm) surface CoPt layer on the circular polarization of the InGaAs/GaAs quantum well photoluminescence is observed in structure GaAs/InGaAs/GaAs/Al₂O₃(1 nm)/CoPt with narrow GaAs spacer $d_s = 5$ nm, while electroluminescence is polarized in the whole range of $d_s = 5-100$ nm. It is suggested that the short-range proximity effect is determined by overlap of electrons wave functions with the nearby ferromagnetic CoPt film.

УДК 621.37

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КАМЕРЕ С КОАКСИАЛЬНЫМ ВВОДОМ ЭНЕРГИИ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2023 г. А. А. Довгань¹, И. Ш. Бахтеев², С. Ю. Молчанов² *, В. В. Мартынов¹,
Б. М. Бржозовский¹, Е. П. Зинина¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
“Институт машиноведения имени А.А. Благодатова Российской академии наук”, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, Черноголовка, Россия

*E-mail: canishe@yandex.ru

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Рассмотрены основные конструктивные варианты подачи энергии сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения в торцевую стенку цилиндрического резонатора. Выбраны и оптимизированы конструкции двух типов коаксиального ввода энергии, отличающиеся расположением коаксиальной линии относительно требуемого направления распространения волны. В результате расчетов найдены электрические поля внутри цилиндрической камеры и в рупорных коаксиальных антеннах, определены коэффициенты стоячей волны систем. Проведено сравнение распределения электрического поля при помещении в камеру металлических объектов. Показаны области возникновения плазменного СВЧ разряда на поверхности цилиндрического объекта.

DOI: 10.31857/S0367676522700405, EDN: AEUGKB

ВВЕДЕНИЕ

Энергия сверхвысоких частот (СВЧ) уже десятки лет используется в самых различных областях, например, в быту — это всем известные микроволновые печи, в промышленности — это сушка древесины под воздействием СВЧ излучения, в разработках будущего — двигатели космических аппаратов на основе СВЧ плазмы и т.д.

Одним из перспективных применений энергии СВЧ, имеющих большую практическую направленность, является формирование разрядов при СВЧ излучении. По сравнению с другими типами, СВЧ-разряды обладают рядом существенных преимуществ, такими как: возможность изготовления электродов из непроводящих материалов, возможность создания плазмы в электродных и безэлектродных системах, простота получения плазмы с высоким и, наоборот, с малым удельным энерговыделением, широкая область рабочих давлений, возможность создания плазмы в малых и больших объемах. Перечисленные преимущества позволяют успешно применять СВЧ-разряды для обработки материалов.

Но плазму возможно получить не только в промышленных условиях. Так, например, ученые описали, как обычную микроволновую печь превра-

тить в устройство, которое генерирует плазму [1]. По идее авторов это можно использовать для того, чтобы изменять поверхностные свойства предметов, а также проводить опыты с “четвертым состоянием вещества” дома, а не на лабораторном оборудовании. Микроволновая печь работает благодаря встроенному генератору СВЧ энергии, которое создает электромагнитное поле, действующее на молекулы объекта, помещенного в камеру. Если частицы поляرنы, то есть обладают избытком плотности разноименных зарядов в разных частях, то в микроволновке они начнут вращаться. В обычной ситуации плотность молекул очень велика; это приводит к тому, что вся среда нагревается, не позволяя отдельным частицам набрать большую энергию. Если концентрацию сильно уменьшить, например, создав разреженный газ, то столкновения между молекулами будут происходить реже. Это позволит им вращаться быстрее, что может привести к образованию ионов и электронов. Подобрал оптимальное давление воздуха в герметичном сосуде, расположенном в микроволновой печи, создается плазма (газ в сосуде начинает светиться при подаче СВЧ-энергии).

Но для управления горением плазмы, зажигания в строго установленных местах с требуемой интенсивностью такая установка не пригодна. На ней нельзя реализовать нанесение покрытий и

тонких пленок, выполнить травление поверхности и синтезировать всевозможные наноструктуры. Для решения сложных промышленных задач необходимо разработать простую и в то же время универсальную камеру.

Кроме того, для практических применений важное значение приобретают исследования оптимальных размеров и положений в камере металлических объектов. В настоящее время результаты подобных исследований, проведение которых невозможно без высокопроизводительных программных средств, в литературе отсутствуют.

МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ПЛАЗМЕННОГО СВЧ-РАЗРЯДА

Большое количество работ посвящено моделированию источников и систем низкотемпературной плазмы. Инженеры и ученые используют такой подход для получения более ясного представления о физике разрядов и оценки рабочих характеристик существующих или возможных систем.

Для моделирования плазмы необходим специализированный инструмент, который поддерживает моделирование следующих явлений: разряд постоянного тока, индуктивно-связанная плазма и плазма СВЧ-разряда. Такой набор может предложить программный комплекс COMSOL с модулем Plasma, который применялся в работах [2, 3].

Плазма СВЧ разряда возникает при “подогреваемых” волной разрядах, которые поддерживаются, если электроны получают достаточно энергии от электромагнитной волны, проникающей в плазму. Физика плазмы СВЧ-разряда сильно различается в зависимости от того, распространяется ли волна в режиме ТЕ (электрическое поле лежит вне плоскости) или в режиме ТМ (электрическое поле лежит в плоскости). Диапазон давлений для образования плазмы СВЧ-разряда очень широк. Для плазмы электрон-циклотронного резонанса (ECR) давление может быть порядка 1 Па или меньше. Для прочих видов плазмы давление обычно находится в диапазоне от 100 Па до атмосферного. Мощность может составлять от нескольких Вт до нескольких кВт.

Плазма СВЧ-разряда широко используется благодаря дешевизне микроволновой энергии. Важным методом получения информации о местах возникновения СВЧ-разрядов является исследование напряженности электрического поля. С помощью такого исследования с высокой точностью определяют вероятные места возникновения плазменного разряда в исследуемой камере [4]. Для моделирования распределения напряженности электрического поля в заданной области не обязательно использовать пакет Comsol. Достаточно, чтобы пакетный продукт обладал возможностью 3D моделирования сложных радиофизических объектов методом конечных элементов (МКЭ) или конечных разностей. Для та-

ких целей, например, могут подойти пакеты программ CST, HFSS и другие.

Для многих применений необходим источник, который генерирует плазму вокруг заготовки или материала. Существует большое количество различных концепций источника микроволновой плазмы. Наибольшую популярность получили камеры со щелевым вводом энергии (slot antenna сокращенно SLAN) [4–8]. Данный тип ввода СВЧ энергии для цилиндрической камеры обеспечивает однородную и эффективную передачу энергии в плазменную камеру.

Перспективными также являются камеры с коаксиальным вводом энергии [9, 10]. Подобное техническое решение может быть направлено как для формирования низкотемпературной плазмы вокруг металлического проводника коаксиального выхода, так и для распространения СВЧ мощности вдоль плазменной камеры цилиндрической формы.

Расчет распределения электромагнитного поля в камере с любым типом ввода сложная инженерная задача, при которой нужно учитывать не только геометрические особенности и материалы источника излучения и камеры, но и 3D модели помещенных в камеру объектов.

Численное моделирование напряженности электрического поля имеет первостепенное значение в понимании оптимальных размеров камеры и обрабатываемого объекта. Численное моделирование подразумевает создание математической модели распространения электрического поля в заданном объеме и дальнейшее ее исследование с использованием численных методов, которые реализуются на компьютере с помощью программного комплекса.

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕДАЧИ СВЧ МОЩНОСТИ КООКСИАЛЬНЫМ ИЗЛУЧАТЕЛЕМ

Основная цель работы состоит в получении оптимальных параметров передачи энергии на частоте 2.45 ГГц в цилиндрическую камеру с помощью коаксиального разъема. Размеры камеры аналогичны [4]: длина 300 мм, диаметр 150 мм. В установках, способных генерировать плазменный СВЧ разряд, коаксиальный ввод энергии используется редко [9] и является слабоизученным по сравнению с камерами, где мощность подается через отверстия (щели). Но для обработки плазмой СВЧ-разряда длинных объектов цилиндрической формы щелевые камеры не годятся. А существующие камеры с коаксиальным вводом, как правило, формируют плазму в окрестности металлического проводника коаксиального выхода. Исследования в таких работах не направлены для структурных изменений поверхности каких-либо объектов, помещенных в камеру, потому что СВЧ излучение, формирующееся за счет представлен-

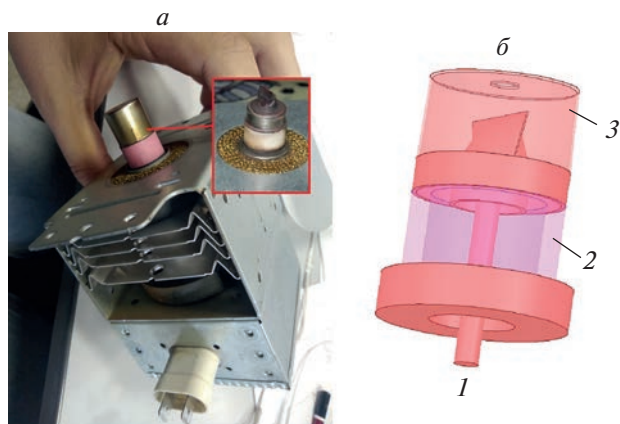


Рис. 1. Магнетрон LG 2M213 общий вид и увеличенная часть антенного элемента, находящаяся под колпачком (а). 3D модель излучателя (б): 1 – СВЧ-вход, 2 – изолятор, 3 – колпачок антенны.

ного коаксиального излучателя, слабо распространяется в замкнутую камеру.

В работах [11, 12] применяют несколько коаксиальных источников для поджига плазмы. Разработка камеры с несколькими источниками намного сложнее и затратнее. При проектировании необходимо учитывать коэффициенты стоячей волны (КСВ) каждого источника и его излучение СВЧ энергии в камеру (резонатор). При неверном подсчете мощности, направления излучения и других характеристик хотя бы одного источника можно вывести из строя остальные генераторы, работающие удовлетворительно. Такой массив 3×4 коаксиальных источников на расстоянии 15 мм формирует “лист” однородной плазмы. Описанная топология хорошо подходит для обработки больших плоских объектов низкотемпературной плазмой. Но, в свою очередь, актуальным является синтез коаксиального подвода энергии в камеру, при котором волна будет распространяться по всей длине объекта цилиндрической формы, образуя СВЧ разряды в местах повышенной концентрации напряженности электрического поля.

В работе [13] представлен вариант широкополосной передачи энергии. Предложенный излучатель может использоваться в качестве согласующего антенного перехода между коаксиальной линией и камерой с основной модой TE_{01} . Но такая конструкция сложна в изготовлении и более востребована в задачах, связанных с обеспечением излучения СВЧ мощности в широкой полосе [14, 15].

В цилиндрической камере может использоваться подвижный короткозамыкатель. Такая конструкция позволяет добиться наилучшего согласования между излучающей антенной и местом с максимальной напряженностью электрического поля. Но обеспечить подвижность элементов в камере с пониженным давлением непростая задача. Поэто-

му такие решения применяются в камерах, где не происходит откачки воздуха [16].

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИ КОАКСИАЛЬНОМ ВВОДЕ СВЧ ЭНЕРГИИ

Для создания электромагнитных колебаний в полом металлическом цилиндре необходимо подвести в него СВЧ энергию требуемой мощности. Для этого нужно использовать генератор СВЧ колебаний и волноводный или коаксиальный тракт.

В настоящее время дешевыми источниками СВЧ энергии, работающими в частотном диапазоне 2.45–2.50 ГГц, являются магнетроны [17, 18]. Обладая максимальной мощностью 800–1000 Вт, такие генераторы применяются, в том числе, и в бытовых СВЧ печах.

При проектировании резонаторной цилиндрической камеры с коаксиальным вводом энергии от магнетрона необходимо провести электродинамический анализ электрического поля, формируемого стоячими СВЧ-волнами, которые при определенных условиях (пониженном давлении) могут образовать плазму в областях сильного поля.

У большинства современных магнетронов выход энергии происходит через коаксиальную антенну. Излучение из него имеет не выраженное направление. Электромагнитное поле, формируемое магнетронным генератором, может отличаться в зависимости от производителя и модели магнетрона. Так, например, встречаются разные типы излучателей (антенн). Центральный проводник тоже может отличаться в зависимости от модели. Поэтому для численного анализа направления и интенсивности возбуждения электромагнитных волн необходимо учитывать особенности коаксиального излучателя, который планируется использовать на практике. Или использовать переход к стандартному сечению коаксиальной линии [19].

Магнетроны марки LG, произведенные в Коре, широко представлены на российском рынке. Для численного моделирования прямого излучения магнетрона возьмем геометрию антенного выхода магнетрона LG 2M213, представленного на рис. 1а. На рисунке также представлен элемент, расположенный под колпачком антенны. Для построения геометрической модели, представленной на рис. 1б, данный элемент был обмерен с высокой точностью.

Поиск оптимального варианта согласования коаксиального излучателя и цилиндрической камеры для передачи СВЧ энергии и дальнейшего поджига плазмы, представляющей большой интерес для низкотемпературного плазменного формирования композитных структур на поверхностях металлических изделий, в литературе отсутствует.

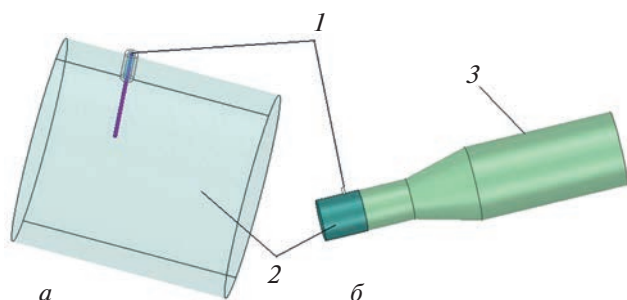


Рис. 2. Система передачи СВЧ-энергии от коаксиальной линии к резонаторной камере цилиндрического вида: переход с коаксиального входа на круглый волновод (а) и общий вид (б), где 1 — коаксиальный вход, 2 — волноводный тракт, 3 — цилиндрическая камера.

Первым вариантом является переход от коаксиальной линии к волноводной. Причем волноводная линия должна быть цилиндрической формы для возбуждения в ней волны TE_{11} . Размер сечения волноводной линии определяется исходя из частотного диапазона. Оптимальным будет являться диаметр 80 мм. Представленный вариант коаксиально-волноводного перехода (КВП) изображен на рис. 2а. КСВ системы, представленной на рис. 2б, (при помещении идеальной нагрузки со свободного торца цилиндра) для частоты 2.45 ГГц равен 3.3, что является не удовлетворительным результатом для распространения радиоволны. Распределение электрического поля в такой системе представлено на рис. 3.

Длина волновода и переход между волноводом и камерой согласованы не идеально. Для обеспечения наименьшего КСВ (режим наилучшей передачи энергии от коаксиального ввода в резонатор) проведем оптимизацию конструкции исследуемого объекта. Так как данная конструкция не имеет настроечного поршня, необходимо рассчитать оптимальную длину между коаксиальным штырем и закороченной стенкой, а также длину перехода до цилиндрической камеры. Полученная геометрия передающего тракта и резонаторной камеры с распределением электрической энергии представлена на рис. 4а. Рассчитанный КСВ для частотного диапазона 2.4–2.5 ГГц представлен на рис. 4б. Значение КСВ на частоте 2.45 ГГц ниже 1.2 является образцовым для такой системы. Распределение напряженности электрического поля относительно оси цилиндра не симметрично. Этот параметр является важным, для равномерной обработки плазменным СВЧ разрядом цилиндрических объектов. Стоит отметить, что рассмотренная система имеет коаксиальный ввод стандартного сечения 7/3.04. При использовании магнетрона с коаксиальным излучателем другого вида необходимо использовать адаптер, представленный в [19] или его аналоги.

Внутри резонаторной камеры должно быть пониженное давление. Средства откачки воздуха

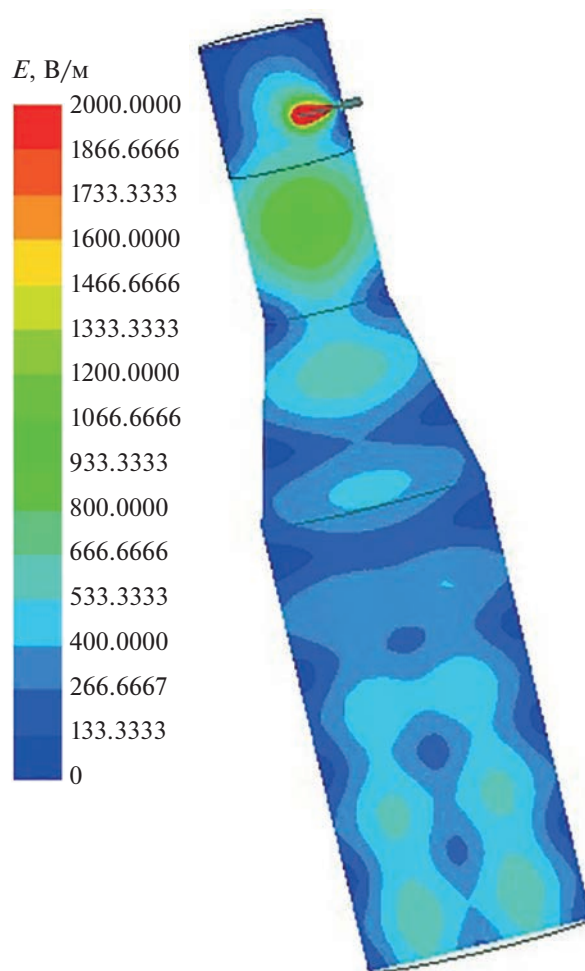


Рис. 3. Распределение электрического поля от коаксиального штыря до цилиндрической камеры.

могут быть выполнены в торцевой стенке резонатора. Их наличие не будет оказывать влияние на распространение СВЧ энергии, если в данной системе перед ними установить металлическую сетку, которая полностью отразит радиоволны. Для защиты СВЧ-генератора от избытка отраженной мощности возможно предусмотреть в торцевой стенке резонатора конус из радиопоглощающего материала, работающий как согласованная нагрузка. Данное техническое решение необходимо для случая, когда система находится без обрабатываемого материала, либо генератор работает на предельной мощности. Вакуумную герметичность камеры со стороны ввода энергии обеспечит кварцевое стекло. Полученная 3D структура системы с кварцевым стеклом толщиной 10 мм изображена на рис. 5а. КСВ системы при этом возрастает до 1.5 на частоте 2.45 ГГц.

В качестве объекта, помещенного в камеру для обработки плазменным СВЧ разрядом, рассмотрим цилиндр с радиусом 30 мм и длиной 100 мм. Полученное распределение электрического поля представлено на рис. 5б и 5в. В местах повышенной концентрации заряда возможно возникнове-

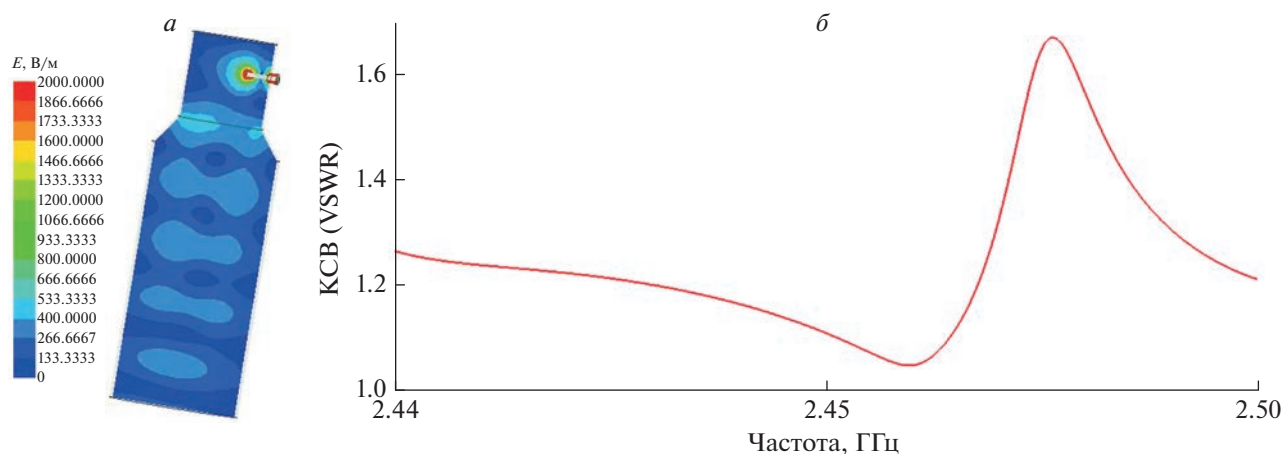


Рис. 4. Оптимизированная геометрия системы передачи и распределение электрического поля в ней (а); КСВ оптимизированной системы (б).

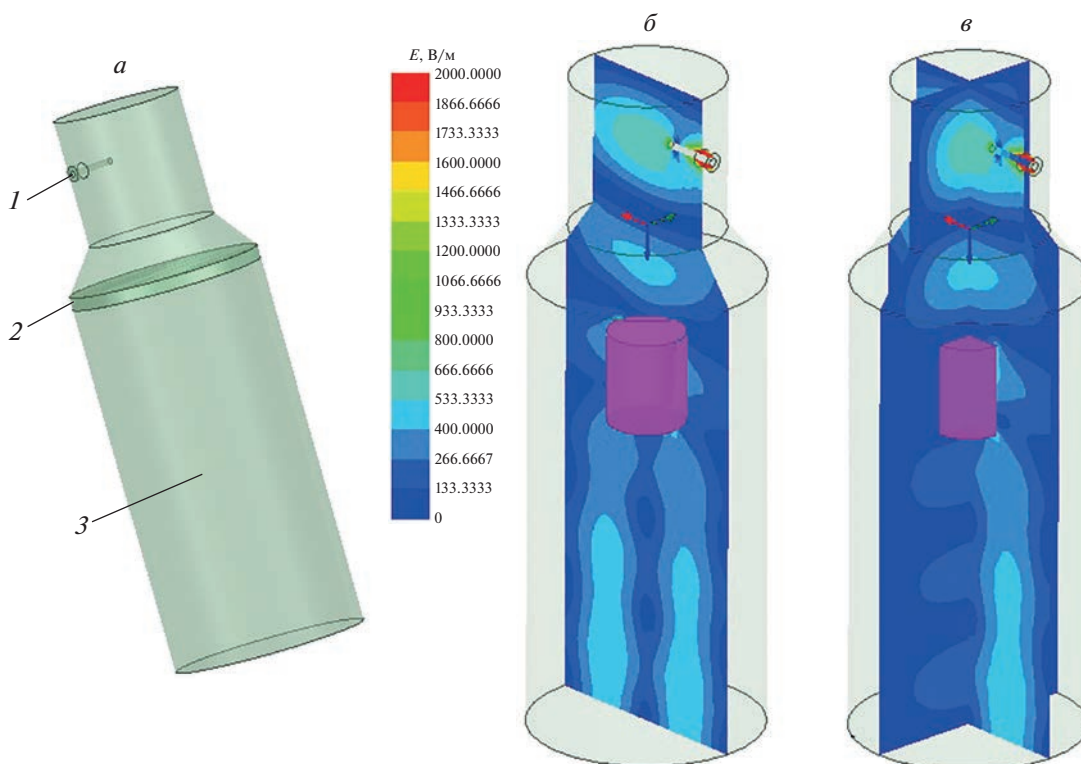


Рис. 5. Передающий тракт и цилиндрическая камера с кварцевым стеклом: 3D модель (а), где 1 – коаксиальный вход, 2 – кварцевое стекло, обеспечивающее герметизацию, 3 – цилиндрическая камера; распределение напряженности электрического поля в камере при образце с разрезом по оси OX (б); распределение напряженности электрического поля в камере при образце с разрезом по осям OX и OY (в).

ние плазменного СВЧ разряда при достаточном уровне мощности и пониженном давлении. Их расположение не оптимально с точки зрения обработки цилиндрических объектов, помещенных в камеру. Также результаты моделирования показали, что и при помещении образца распределение напряженности электрического поля будет не симметрично относительно оси цилиндра.

Для возбуждения поперечных электромагнитных волн (тип волны ТЕМ) необходимо исполь-

зовать коаксиальный ввод, установленный по направлению движения волны. Оптимизированная структура показана на рис. 6а. Система построена на стандартном коаксиальном вводе сечения 7/3.04 и имеет кварцевое стекло толщиной 10 мм, отдаленное от рупорного перехода на 10 мм. Рассмотренный коаксиальный ввод не является широкополосным, но оптимизированная геометрия рупора и увеличенная длина центрального проводника привела к согласованию коаксиального

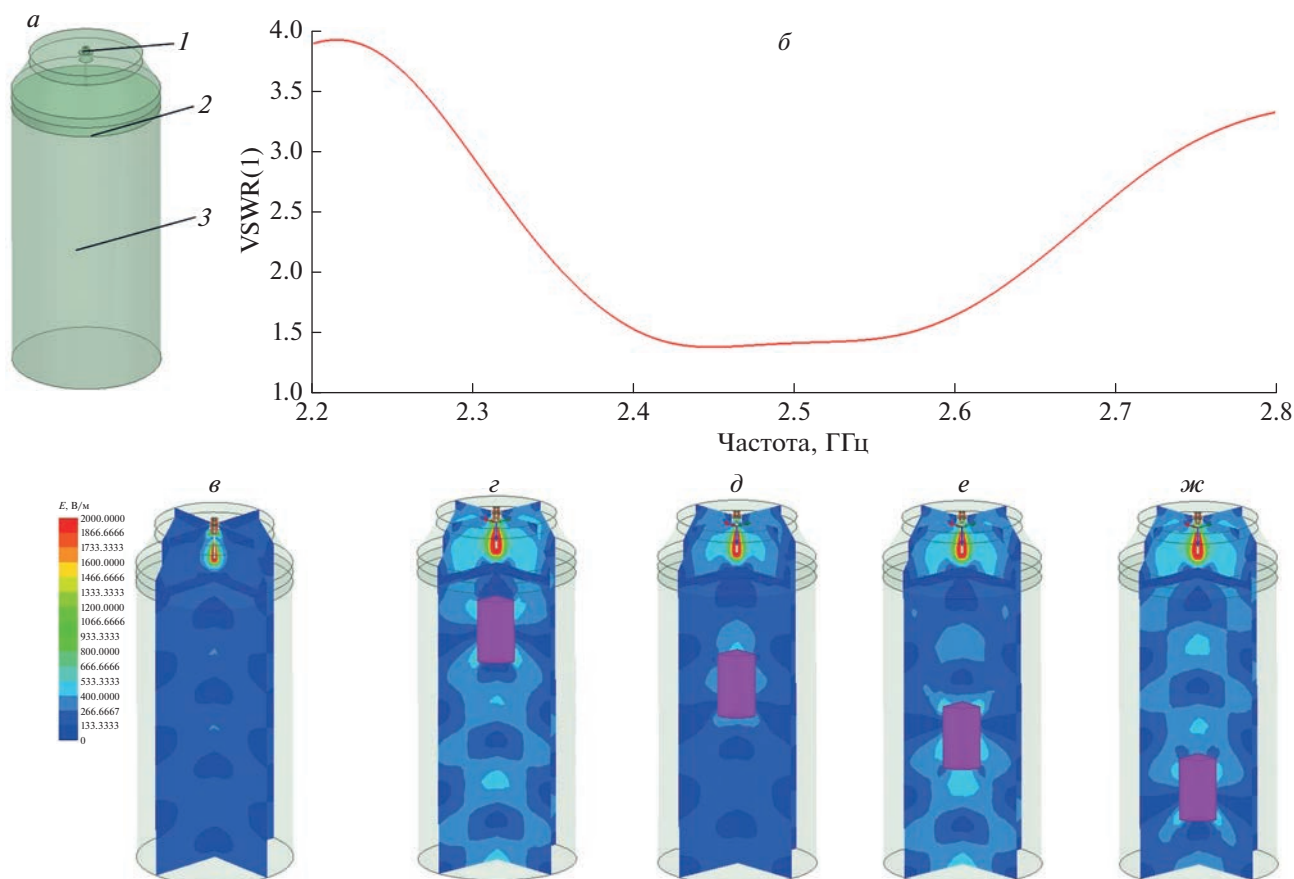


Рис. 6. Система с прямым коаксиальным вводом энергии в цилиндрическую камеру: 3D модель (а), где 1 – коаксиальный вход, 2 – кварцевое стекло, обеспечивающее герметизацию, 3 – цилиндрическая камера; КСВ системы (б); распределение напряженности электрического поля (в); распределение напряженности электрического поля с металлическим объектом в камере (г)–(ж).

ввода с КСВ не хуже 1.5 в частотном диапазоне 2.40–2.55 ГГц (рис. 6б). Распространение электрического поля на частоте 2.45 ГГц представлено на рис. 6в. Ввиду того, что ввод осуществляется в центре цилиндрической камеры, распространение электрической энергии происходит симметрично относительно центральной линии цилиндра.

Поместим цилиндрический объект с радиусом 30 мм и длиной 100 мм в резонаторную камеру на расстоянии 30 мм от кварцевого стекла. Распространение электрического поля представлено на рис. 6г. Рассчитанные распределения электрического поля при смещении образца вглубь по цилиндрической камере представлены на рис. 6д, 6е и 6ж. Даже при значительном удалении образца от СВЧ входа наблюдаются высокие значения напряженности на поверхности образца. Данная конструкция коаксиального ввода позволяет обрабатывать металлические объекты низкотемпературной СВЧ-плазмой на значительном удалении от места ввода энергии. Равномерность распределения электрического поля вдоль металлического объекта (на практике это распределение соответствует вероятным местам зажигания плазменного разряда) за-

висит от размеров обрабатываемого объекта и его положения в камере.

Последним этапом рассмотрения ввода энергии в камеру является передача энергии напрямую с магнетрона, точнее с его коаксиального излучателя. Анализ излучения и оптимизация передачи СВЧ энергии в камеру рассмотрена для магнетрона LG, представленного на рис. 1а. Форма излучателя у других моделей магнетрона может отличаться от выбранного типа, что приведет к искажению формируемого излучения. Поэтому использование магнетрона с коаксиальным излучателем, отличным от рассматриваемого, рекомендуется использовать в системе, представленной выше.

Полученная модель системы с прямым вводом энергии от магнетрона представлена на рис. 7а. Результат численного анализа в виде рассчитанной напряженности электрического поля в оптимизированном рупорном переходе от магнетрона LG до цилиндрической камеры диаметром 150 мм представлен на рис. 7б, а КСВ системы – на рис. 7в. Возросшее отражение связано с рассеивающей геометрией коаксиального излучателя магнетрона и, как следствие, не оптимальной пере-

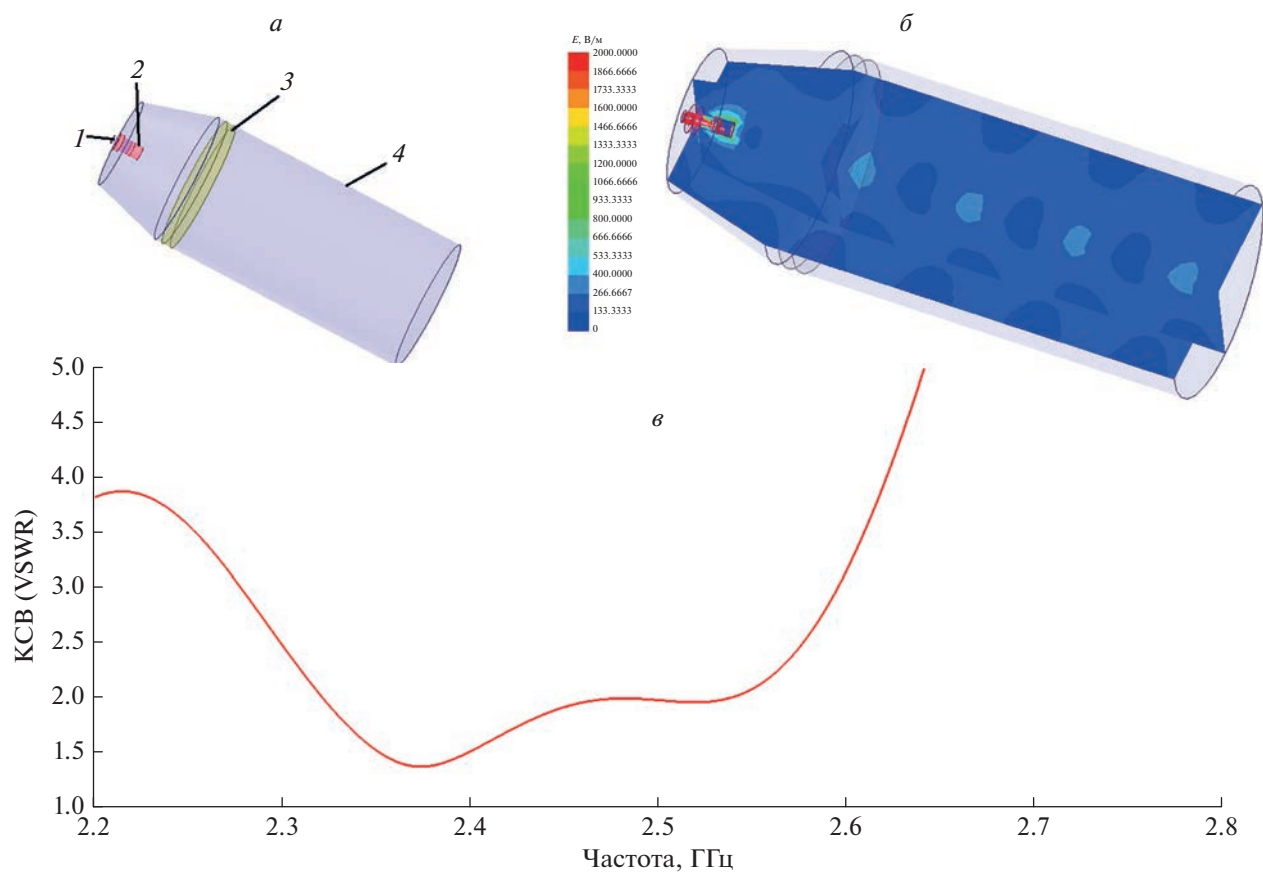


Рис. 7. Система с вводом энергии от магнетрона: 3D модель (а), где 1 – СВЧ вход, 2 – коаксиальный излучатель, 3 – кварцевое стекло, обеспечивающее герметизацию, 4 – цилиндрическая камера; передача СВЧ энергии через антенну коаксиального магнетрона, распределение напряженности электрического поля (б); KCB системы (в).

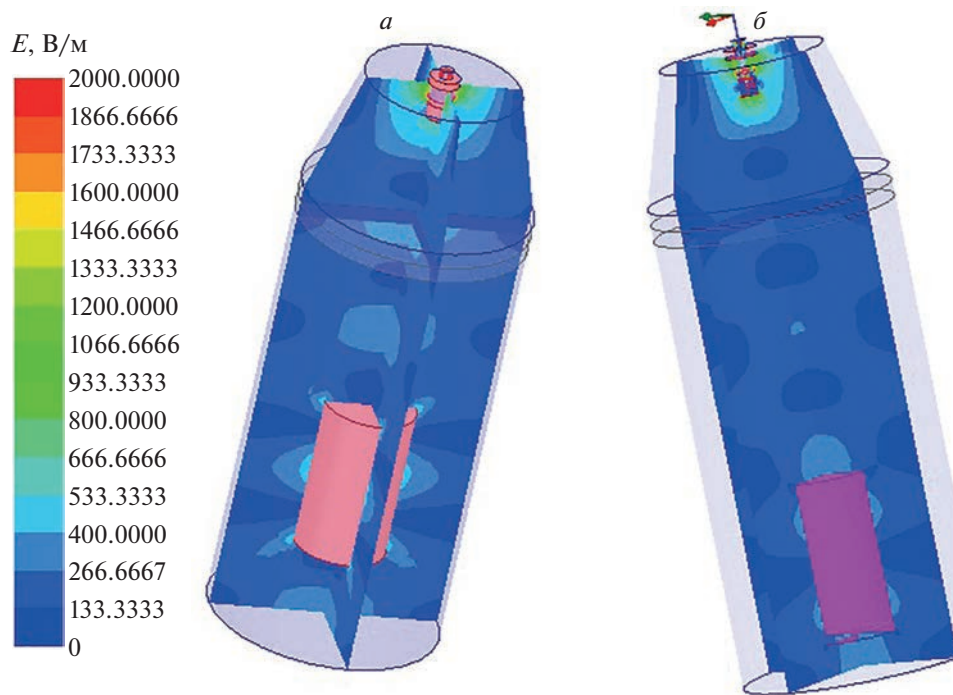


Рис. 8. Система с прямой подачей энергии от магнетрона. Напряженность электрического поля в камере при двух вариантах расположения образца, отличным друг от друга на $\lambda/4$.

дачей СВЧ энергии в рупорный переход. Но плюсом данной системы является передача мощности от магнетрона напрямую в камеру, не используя дополнительно адаптер [19], в котором также будет присутствовать некоторое отражение. Вместе с тем отсутствие адаптера уменьшает затраты и габаритные размеры итоговой установки.

Поместим в камеру металлический объект в виде цилиндра с длиной 100 мм и радиусом 30 мм. Рассчитанная напряженность электрического поля с помещенным в камеру металлическим цилиндром длиной 100 мм и диаметром 30 мм приведена на рис. 8. Распространение энергии симметрично относительно оси цилиндра, места повышенной напряженности электрического поля аналогичны рассматриваемой системе с коаксиальным выходом 7/3.04. Разница между размещением объекта на рис. 8а и 8б равна $\lambda/4$. В сумме эти два положения должны полностью обеспечить обработку всей поверхности цилиндрического объекта плазменным СВЧ разрядом. Выбор амплитуды электромагнитных колебаний и пониженного давления в камере необходимо произвести из условия достаточности возникновения СВЧ плазменного разряда в местах повышенной напряженности электрического поля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследования напряженности электрического поля в цилиндрической камере при подаче энергии через коаксиальный разъем. Для возбуждения плазмы в ограниченном пространстве требуется сконцентрировать СВЧ энергию до уровня напряженности электрической составляющей электромагнитного поля близкого к пробойному.

Рассмотрены 2 типа коаксиального ввода. Оба ввода образуют рупорные коаксиальные антенны и оптимизированы на излучение в цилиндрический резонатор через торцевую стенку с КСВ не хуже 1.5 на частоте 2.45 ГГц. Минимальное значение отраженных волн позволит использовать

магнетрон не на полную мощность, обеспечивая стабильную его работу без перегрева.

Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-19-00101).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Barnes B.K., Ouro-Koura H., Derickson J. et al. // Amer. J. Phys. 2021. V. 89. No. 4. P. 372.
2. Brecka J. // Proc. COMSOL Users Conf. (Boston, 2006) P. 431.
3. Turkoz E., Celik M. // J. Comput. Phys. 2015. V. 286. P. 87.
4. Бржозовский Б.М., Мартынов В.В., Молчанов С.Ю. и др. // Усп. прикл. физ. 2020. Т. 8. № 3. С. 189.
5. Werner F., Korzec D., Engemann J. // Plasma Sources Sci. Technol. 1994. V. 3. No. 4. P. 473.
6. Jiang Y., Hsu H.Y., Aranganadin K. et al. // Proc. IVEC-2019 (Busan, 2019). P. 1.
7. Liu F., Wang J., Dai S. // Int. J. Numer. Model. 2011. V. 24. No. 6. P. 526.
8. Hasegawa Y., Nakamura K., Lubomirsky D. et al. // Japan J. Appl. Phys. 2017. V. 56. No. 4. Art. No. 046203.
9. Deng X., Takaoka Y., Kousaka H., Umehara N. // Surf. Coat. Technol. 2014. V. 238. P. 80.
10. Kar S., Alberts L., Kousaka H. // AIP Advances. 2015. V. 5. No. 1. Art. No. 017104.
11. Latrasse L., Lacoste A., Sirou J., Pelletier J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2006. V. 16. No. 1. P. 7.
12. Latrasse L., Radoiu M., Nelis T., Antonin O. // J. Microw. Power Electromagn. Energy. 2017. V. 51. No. 4. P. 237.
13. Калиничев В.И., Калошин В.А. // Журн. радиоэлектроники. 2007. № 10. С. 23.
14. Dehdasht-Heydari R., Hassani H.R., Mallahzadeh A.R. // Progr. Electromagn. Res. 2008. V. 79. P. 23.
15. Mallahzadeh A.R., Imani A. // Progr. Electromagn. Res. 2009. V. 91. P. 273.
16. Rackow K., Ehlbeck J., Krohmann U., Baeva M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2011. V. 20. No. 3. Art. No. 035019.
17. Хлопов Ю.Н. Радиоэлектроника и связь. М.: Знание, 1967. 50 с.
18. Соколова Ж.М. Приборы и устройства СВЧ, КВЧ и ГВЧ диапазонов. Учебное пособие. Томск: ТУСУР, 2012. 283 с.
19. <http://npp-elmika.ru/info/index.php?id=219>.

Study of the electric field density distribution in cylindrical chamber with coaxial feed of super high frequency radiation energy

A. A. Dovgan^a, I. Sh. Bahteev^b, S. Yu. Molchanov^{b,*}, V. V. Martynov^a,
B. M. Brzhozovskii^a, E. P. Zinina^a

^a Mechanical Engineering Research Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 101990 Russia

^b Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia

*e-mail: canishe@yandex.ru

The main design options for supplying SHF energy to the end wall of a cylindrical resonator were considered. 2 types of designs for coaxial feed of energy were selected and optimized, differing in the location of the coaxial line relative to the required direction of wave propagation. As a result of the calculations, the electric fields inside the cylindrical chamber and in the horn coaxial antennas were found, and the SWR of the systems was determined. A comparison in distribution of the electric field when metal objects were placed in the chamber was carried out. The areas of occurrence of a plasma SHF discharge on the surface of a cylindrical object were shown.

УДК 537.525.6:621.372.824

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА МУЛЬТИПАКТОРНОГО РАЗРЯДА В КООКСИАЛЬНЫХ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЯХ

© 2023 г. А. А. Довгань¹, И. Ш. Бахтеев², С. Ю. Молчанов², *, С. И. Кузюткин¹

¹Акционерное общество «Научно-производственное предприятие «Алмаз», Саратов, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, Черноголовка, Россия

*E-mail: canishe@yandex.ru

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Представлены результаты исследования условий возникновения мультипакторного разряда в коаксиальных переключателях. Получена модель мощного коаксиального СВЧ переключателя типа SPDT, работающая в частотном диапазоне ниже 1.7 ГГц. Приведены расчетные значения электрических параметров и показана возможность изготовления коаксиального переключателя для космических аппаратов с запасом по уровню рабочей мощности. Изготовленный образец СВЧ переключателя способен выдерживать не менее 400 Вт непрерывной мощности на частоте 1 ГГц, что подтверждается проведенным экспериментом.

DOI: 10.31857/S0367676522700417, EDN: ANYIGS

ВВЕДЕНИЕ

Мультипакторный пробой возникает при работе СВЧ устройств в условиях вакуума. На свободные электроны (которые всегда в том или ином количестве присутствуют в волноводном канале) со стороны распространяющейся в канале электромагнитной волны действует сила Лоренца. Под действием этой силы электроны меняют свою кинетическую энергию и направление движения. В итоге это приводит к их разгону с последующим соударением о стенки канала.

При ударе электрона о поверхность материала может наблюдаться явление вторичной электронной эмиссии – испускание вторичных электронов с поверхности материала. Количество вторичных электронов зависит от энергии первичного электрона, материала и состояния поверхности на микроуровне.

Вторичные электроны, попав в волноводный канал, точно так же оказываются в зоне распространения электромагнитной волны, и, при совпадении многих факторов (геометрия СВЧ канала, распределение и мощность электромагнитного поля), процесс бомбардировки стенок канала с образованием вторичных электронов начинает лавинообразно нарастать во времени и приводит к возникновению мультипакторного пробоя [1]. В ходе пробоя нарушается нормальное распространение электромагнитной волны по каналу (волна отражается от электронного облака), а

также возможно разрушение поверхности материалов в зоне пробоя с полным выходом из строя всего узла.

Отдельно стоит отметить характерную особенность мультипакторного пробоя – весь процесс происходит в вакууме, где свободному движению электронов в пространстве не препятствуют молекулы газа. При повышении давления газа электроны, разогнанные электромагнитной волной, начинают все чаще соударяться с молекулами газа (выше давление – больше молекул газа на единицу объема) и терять накопленную за время свободного пробега кинетическую энергию [2]. При превышении давления выше определенного порога условия для возникновения мультипакторного пробоя полностью утрачиваются. При этом, возможно появление уже новых видов пробоя, например, коронного разряда при пониженном давлении.

МЕТОДЫ АНАЛИЗА СВЧ УСТРОЙСТВ НА МУЛЬТИПАКТОРНЫЙ ПРОБОЙ

До появления современных пакетов программ по расчету мультипакторного пробоя пороговая мощность образования мультипактора рассчитывалась приближенными методами. Например, для анализа прямоугольного волновода задача упрощалась: вместо волновода рассматривались две металлические пластины с расстоянием меж-

ду ними, равному размерам волновода, и требовалось найти тот диапазон мощностей электрического поля, в котором электроны при движении от одной пластины до другой разгоняются до энергий, ведущих к образованию вторичных электронов [3, 4].

Естественно, этот подход дает весьма приблизительные результаты, которые не учитывают реальную геометрию волноводного канала и распределение волны в нем. В любых структурах, с геометрией более сложной, чем прямоугольный волновод, вполне могут быть такие “узкие места”, в которых условия для возникновения мультипакторного пробоя складываются при значительно меньших мощностях.

В настоящее время разработаны программные пакеты, в которых мультипакторный пробой рассчитывается в реальной геометрии путем анализа движения вторичных электронов. Исходной точкой для анализа является электродинамическая модель с уже полученным распределением электрического и магнитного полей в узлах сетки. Далее, в свободные области пространства модели добавляются тестовые электроны со случайным расположением, и запускается итеративный процесс определения траектории движения электронов под действием поля. При столкновении электрона со стенкой канала по модели вторичной электронной эмиссии Вагхана [5] определяется вероятность возникновения вторичных электронов на основе энергии падения первичного электрона. При следующих итерациях количество электронов в модели будет либо убывать (электроны преимущественно поглощаются на стенках без образования вторичной эмиссии), либо расти (в каком-либо месте возникли условия, при которых соударения электронов в большинстве случаев приводят к образованию вторичных электронов).

До недавнего времени основным (и практически единственным) пакетом для мультипакторного анализа был Spark3D (входит в CST Studio) [6–10]. Пакет используется европейским космическим агентством, так же есть публикации, в которых теоретический расчет сравнивается с экспериментальными данными по мультипакторному пробую, демонстрируя хорошее согласование расчета с практикой. При этом, к сожалению, пакет имеет недостаток — в нем нельзя учесть диэлектрики, расположенные внутри канала. Так как исходными данными для пакета является распределение поля, а поле в электродинамическом анализе рассчитывается и внутри диэлектриков тоже, у пакета нет способа отличить какая точка пространства — это вакуум, а какая находится внутри диэлектрика, т. к. отсутствует информация об их границах. Мультипактор в диэлектриках имеет особенность в том, что поверхность диэлектрика приобретает электрический заряд при

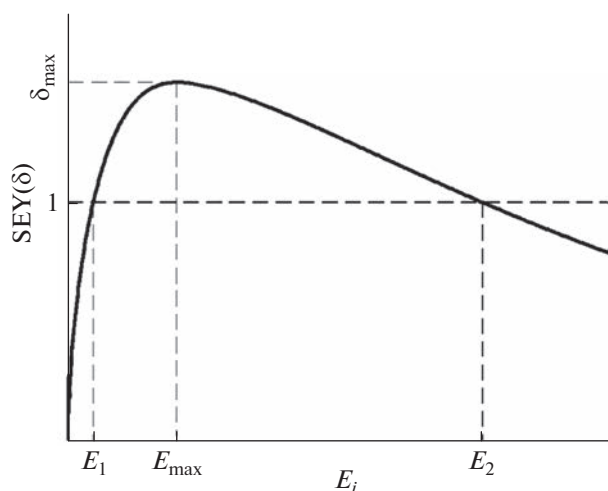


Рис. 1. Зависимость выхода вторичных электронов δ от воздействия энергии E_i .

высвобождению электронов, создавая поле постоянного тока, которое притягивает электроны обратно к поверхности эмиссии [11–13]. В случае, когда высокочастотное поле параллельно поверхности, например, в диэлектрических окнах, оно ускоряет электроны, параллельные поверхности, в то время как поле постоянного тока притягивает к ней электроны. В результате этого электроны воздействуют на поверхность с высокой скоростью и большим углом падения, освобождая тем самым дополнительные электроны под действием вторичной эмиссии и создавая одноповерхностный пробой.

С недавнего времени у Spark3D появилась альтернатива, в Ansys HFSS был добавлен аналогичный модуль по расчету мультипактора. Так как модуль довольно новый, на данный момент данные по точности его расчета представлены не полностью. Так же расчеты требуют больших ресурсов и выполняются дольше по сравнению со Spark3D. Но, сейчас в HFSS доступен учет диэлектриков при моделировании, причем не просто их наличие, а также заявлено, что берется в расчет накопление поверхностного заряда на их поверхности.

В итоге, основные моменты, которые влияют на расчет мультипакторного пробоя следующие. Первое — это данные по вторичной эмиссии материалов. Как уже было сказано, в программных пакетах в качестве модели вторичной эмиссии используется модель Вагхана [5]. В этой модели для каждого материала требуется задать кривую зависимости количества вторичных электронов от энергии падения первичного электрона. Кривая задается несколькими числами (рис. 1):

— E_1 , E_2 — диапазон энергий, в пределах которого количество вторичных электронов больше 1;

Таблица 1. Параметры вторичной электронной эмиссии для золота из различных источников

Параметр	Источник						
	[20]	[21]	[22]	[18]	Spark3D	[20]	[23]
δ_{max}	1.67	1.39	1.81	1.79	2	1.94	1.92
E_1	180	186	170	150	30	150	100
E_2	2000	3190	1500	4000	2000	2000	2400
E_{max}	900	800	700	1000	165	900	500

– E_{max} – энергия, при которой наблюдается максимальное количество вторичных электронов (равное δ_{max}).

И если данные по таким популярным материалам как медь, золото и алюминий представлены в относительно большом количестве, то данные по диэлектрикам и керамике в гораздо меньшем.

Вторая проблема является продолжением первой. Вторичная эмиссия материалов сильно зависит от состояния поверхности. Чистота обработки, степень шероховатости, наличие оксидных пленок – все это может существенно сказаться на параметрах кривой вторичной эмиссии. Это хорошо видно по представленным в статьях экспериментальным данным, где вид кривой может отличаться от статьи к статье, и даже в пределах одной работы в зависимости от конкретного образца [2, 14–17]. Сами методики определения вторичной эмиссии материалов отличаются, как и применяемые экспериментальные установки. Это также вносит большой разброс в полученные значения. В табл. 1 представлены параметры вторичной электронной эмиссии для золота.

Соответственно, так как нет данных по точному химическому составу и состоянию поверхности у реальных материалов, применяемых в коаксиальных переключателях, то возникает вопрос какие данные закладывать в модель. Наиболее ра-

зумный выход из этой ситуации – использование типовых наихудших значений, но нужно понимать в таком случае мы потенциально можем получить модель, лишь приблизительно отражающую анализируемое СВЧ устройство. Экспериментальные измерения показывают, что загрязняющие вещества, такие как отпечатки пальцев, пыль, адгезивы и смазки, снижают пороговое значение для воздействия мультипактора в среднем примерно на 3 дБ. По этим всем причинам спецификация ESA для мультипактора [18] рекомендуют устройствам работать как минимум на 6 дБ ниже испытанных в лаборатории.

Третья специфическая проблема – это учет наложенных внешних полей. Любое внешнее поле, будь то электрическое или магнитное, изменяет характер движения электронов, что может ухудшить либо наоборот улучшить условия, ведущие к возникновению мультипакторного пробоя [19].

АНАЛИЗ КОАКСИАЛЬНОГО ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЯ НА МУЛЬТИПАКТОРНЫЙ ПРОБОЙ

На первом этапе моделирования коаксиальных переключателей была поставлена задача получения электрических характеристик в соответствии с ТЗ. В качестве переключающего элемента, показанного на рис. 2а, используется коаксиальная линия с прямоугольным сечением внешнего экрана и внутреннего проводника с волновым сопротивлением 50 Ом (Rectax).

В среде Ansys HFSS полученная геометрия коаксиального переключателя SPDT типа имела следующие электрические параметры в частотном диапазоне 1–1.7 ГГц: КСВн не более 1.05; вносимые потери не более 0.1 дБ; изоляция между каналами не менее 70 дБ. Далее было проведено моделирование мультипакторного пробоя. К сожалению, полученная модель с покрытием из золота показала не работоспособность на высоких

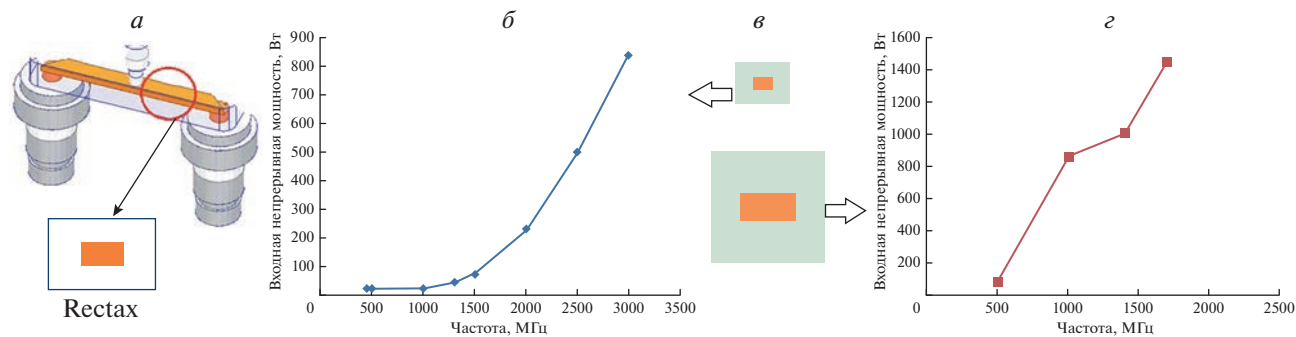


Рис. 2. Коаксиальный канал между входом и выходом коаксиального переключателя (а); частотная зависимость возникновения мультипактора у первой (начальной) модели переключателя (б); относительные размеры коаксиального канала у первой и второй модели коаксиального переключателя (в); частотная зависимость возникновения мультипакторного разряда у второй модели переключателя (г).

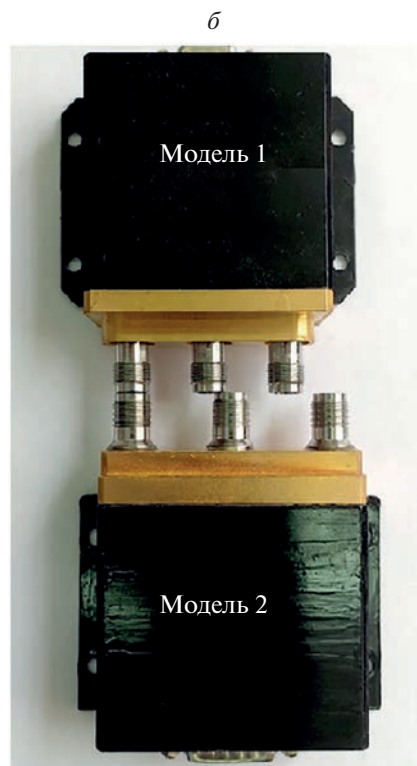
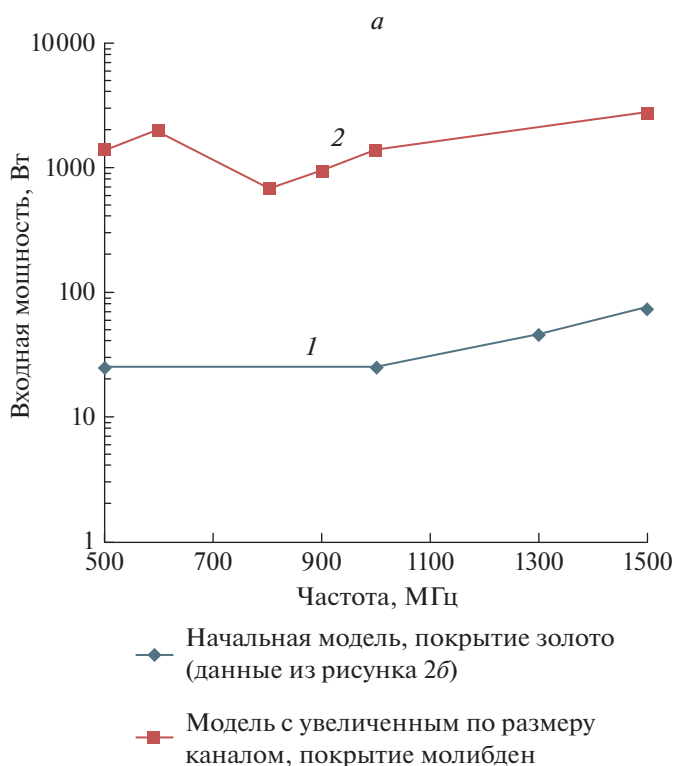


Рис. 3. Сравнение частотных зависимостей возникновения мультипакторного разряда в начальной модели и в модели с увеличенным размером коаксиального канала с молибденовым покрытием (а); изготовленные СВЧ-переключатели (б).

уровнях мощности в условиях вакуума. Зависимость возникновения мультипакторного пробоя от частоты для этой модели представлена на рис. 2б.

Снижение мультипакторного пробоя преимущественно осуществляется двумя путями. Первый — выход из зоны мультипакторного пробоя, который определяется произведением частоты на расстояние между ближайшими поверхностями ($f \times d$, ГГц · мм) [24]. Поэтому была произведена оптимизация канала переключателя с целью его увеличения при сохранении высоких требований к электрическим параметрам. Зависимость входной мощности, при которой возникает мультипакторный пробой, от частоты представлена на рис. 2г. Также для сравнения представлены размеры коаксиальной линии (Rectax) внутри переключателя первой и второй моделей (с сопротивлением 50 Ом в обоих случаях). Относительные размеры представлены на рис. 2в.

Зарубежные аналоги такого типа переключателя стабильно работают на уровнях 200–250 Вт [25]. Учитывая требуемый теоретический запас в 6 дБ, необходимо получить уровень возникновения мультипакторного разряда около 1000 Вт расчетной мощности. Для этого было принято решение попробовать нанести покрытие внутри коаксиального канала материалом с низким ко-

эффициентом вторичной эмиссии (SEY). Свойства SEY для каждого материала различны. Поэтому, чтобы уменьшить SEY, можно покрыть поверхность материалом с известным более низким коэффициентом вторичной эмиссии, таким как Ti, TiN, Mo и др. Учитывая технические возможности и опыт предприятия АО “НПП Алмаз”, в качестве дополнительного покрытия был выбран материал молибден. Анализ показал, что достаточно нанести слой толщиной 0.3 мкм, для получения требуемой SEY поверхности. Причем на данных частотах скин-слой СВЧ волны будет около 4 мкм. Поэтому ухудшение электрических характеристик из-за низкой электропроводности молибдена будет несущественно. Зависимость мощности возникновения мультипакторного пробоя от частоты для модели с молибденовым покрытием увеличенного канала коаксиального переключателя приведена на рис. 3а. Полученные расчетные значения показали значительный запас по входной мощности.

Итоговая конструкция для проверки электрических параметров и максимальной входной мощности была изготовлена на АО “НПП Алмаз” [26]. Экспериментально измеренные электрические параметры полностью удовлетворили ТЗ [27]: в диапазоне 1–1.7 ГГц КСВн менее 1.15; вносимые потери, не более 0.15 дБ; изоляция

между каналами не менее 70 дБ. Подтвержденная мощность работы переключателя в вакууме составила 400 Вт непрерывной мощности длительного воздействия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследования причин возникновения мультипакторного пробоя в коаксиальных и волноводных СВЧ трактах большой мощности. Поэтапно введенные решения в виде увеличения размеров коаксиального канала и использование металла с низким коэффициентом вторичной эмиссии позволили на порядок увеличить входную мощность в условиях вакуума. Эффективность программного комплекса для численного моделирования возникновения мультипакторного пробоя оказалась на высоком уровне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vaughan J.R.M.* // IEEE Trans. Electron Devices. 1988. V. 35. No. 7. P. 1172.
2. *Anza Hormigo S.* Multipactor in multicarrier systems theory and prediction. PhD dissertation: Universitat Politècnica de València, 2014. 248 p.
3. *Hatch A.J., Williams H.B.* // Phys. Rev. 1958. V. 112. No. 3. P. 681.
4. *Chojnacki E.* // Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams. 2000. V. 3. No. 3. Art. No. 032001.
5. *Vaughan J.R.M.* // IEEE Trans. Electron Devices. 1989. V. 36. No. 9. P. 1963.
6. *Sugai T., Shaw Z., Dickens J., Neuber A.* // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. No. 11. Art. No. 112108.
7. *Vague J., Melgarejo J.C., Guglielmi M. et al.* // IEEE Trans. Microwave. Theory Tech. 2018. V. 66. No. 8. P. 3644.
8. *Martin-Iglesias P., Teberio F., Laso M.A.G.* // Proc. 2018 IEEE MTT-S Int. Conf. NEMO. (Reykjavic, 2018). P. 1.
9. *Vague J., Melgarejo J.C., Boria V.E et al.* // IEEE Trans. Microwave. Theory Tech. 2019. V. 67. No. 6. P. 2151.
10. *Langellotti S.V., Jordan N.M., Lau Y.Y., Gilgenbach R.M.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2020. V. 48. No. 6. P. 1942.
11. *Torregrosa G., Coves A., San Blas A.A. et al.* // Proc. MULCOPIM 2005 (Noordwijk, 2005).
12. *Torregrosa G., Coves A., Vicente C.P. et al.* // IEEE Electron Device Lett. 2006. V. 27. No. 7. P. 619.
13. *Kishek R.A., Lau Y.Y., Ang L.K. et al.* // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. No. 5. P. 2120.
14. *Balcon N., Payan D., Belhaj M. et al.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2011. V. 40. No. 2. P. 282.
15. *Nistor V., González L.A., Aguilera L. et al.* // Appl. Surf. Sci. 2014. V. 315. P. 445.
16. *Bojko I., Hilleret N., Scheuerlein C.* // J. Vac. Sci. Technol. A. 2000. V. 18. No. 3. P. 972.
17. *Aguilera L., Montero I., Dávila M.E. et al.* // J. Phys. D. 2013. V. 46. No. 16. Art. No. 165104.
18. Space engineering: multipacting design and test. V. ECSS-20-01A Rev. 1. ESA Publication Division, 2013.
19. *Valfells A., Ang L.K., Lau Y.Y., Gilgenbach R.M.* // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. No. 2. P. 750.
20. *Azzolini M., Angelucci M., Cimino R. et al.* // J. Phys. Cond. Matter. 2018. V. 31. No. 5. Art. No. 055901.
21. *Бронштейн И.М., Фрайман Б.С.* Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. 407 с.
22. *Insepov Z., Ivanov V., Jokela S.J. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2011. V. 639. No. 1. P. 155.
23. *Walker C.G.H., El-Gomati M.M., Assa'd A.M.D., Zadražil M.* // Scanning. 2008. V. 30. No. 5. P. 365.
24. *Geissler K.H., Wolk D.* // Proc. IEEE 25th European Microw. Conf. V. 1. (Bologna, 1995). P. 194.
25. <https://www.radiall.com/products/space-qualified-components/space-coaxial-switches/high-power-spdt.html>.
26. *Кузюткин С.И., Дмитричкова Н.В., Колесников Д.С. и др.* Коаксиальный СВЧ-переключатель, выдерживающий высокий уровень мощности. Пат. РФ № 210089, кл. H01P 1/10. 2022.
27. <https://almaz-rpe.ru/products/svch-pereklyuchateli/i15-t>.

Numerical investigation of multipactor discharge in coaxial switches

A. A. Dovgan^a, I. Sh. Bahteev^b, S. Yu. Molchanov^b*, S. I. Kuzyutkin^a

^a Stock Company "Research-and-Production Enterprise "Almaz", Saratov, 410033 Russia

^b Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia

*e-mail: canishe@yandex.ru

Findings in the research on conditions for occurrence of a multipactor discharge in coaxial switches have been presented. A model of a powerful coaxial microwave SPDT switch operating in the frequency range below 1.7 GHz has been obtained. Calculated values of the electrical parameters have been given and the possibility of manufacturing a coaxial switch for spacecraft with an operating power margin has been shown. The manufactured prototype of the microwave switch can withstand at least 400 W of RF power at a frequency of 1 GHz, which has been confirmed by the experiment.

Физика авроральных явлений

Редактор тематического выпуска
докт. физ.-мат. наук **А. Г. Демехов**

УДК 550.385.4

СОПОСТАВЛЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МОДЕЛЬНОГО СПИРАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ОБЛАКА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА С НАБЛЮДАЕМЫМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ

© 2023 г. Н. А. Бархатов^{1, *}, С. Е. Ревунов¹, О. М. Бархатова², Е. А. Ревунова²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Нижегородский государственный педагогический университет имени К. Минина”, Нижний Новгород, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет”, Нижний Новгород, Россия

*E-mail: nbarkhatov@inbox.ru

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Представлены результаты сопоставления аналитического исследования особенностей радиального распределения магнитогидродинамические возмущений компонент магнитного поля в теле модельного магнитного облака солнечного ветра с данными по реальному облаку, зарегистрированному на космическом аппарате. Аналитико-численное решение для возмущений выполнено в цилиндрической системе координат для облака, представленного бессиловой цилиндрической трубкой со спиральным магнитным полем. Полученное общее представление о радиальном распределении компонент магнитного поля в теле магнитного облака согласуется с зарегистрированными параметрами возмущений магнитного поля на патрульном космическом аппарате и подтверждается объективным корреляционным анализом. Совместная постобработка результатов счета и сопоставляемых с ними реальных данных усиливает согласованность, что свидетельствует об адекватности примененного магнитогидродинамического подхода к анализу колебаний в модельном теле магнитного облака.

DOI: 10.31857/S0367676522700429, EDN: AIAEME

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что магнитное облако является наиболее геомагнитоэффективным корональным плазменным потоком, вызывающим глобальные геомагнитные бури. Впервые такие потоки были обнаружены достаточно давно [1] и введение термина было позднее [2]. Магнитные облака представляют собой магнитные трубки, имеющие в эклиптическом сечении размеры, превышающие несколько тысяч радиусов Земли (рис. 1а). В 1974 г. по прямым измерениям межпланетного магнитного поля (ММП) на космических аппаратах (КА) были обнаружены специфические структурные области межпланетных возмущений, характеризующиеся сильными регулярными ММП и резким фронтом (сильным разрывом) [3, 4]. Эти области были условно названы “магнитными областями”. В дальнейшем, начиная с 1981 г., их стали называть “магнитными облаками” по терминологии, предложенной в 50-х гг. [5]. Эти выбросы солнечного коронального вещества характеризуются значительным вращением вектора магнитного поля, сильным магнитным полем, низкой температурой ионов и низким динамиче-

ским давлением [6, 7]. Они могут содержать в своем объеме значительную отрицательную вертикальную B_z компоненту ММП [8] и поэтому вызывают наиболее интенсивные магнитные бури [9, 10]. В наших работах [11–13] также обращено внимание на физическую связь суббурового процесса с магнитными облаками.

В настоящее время существует несколько моделей для описания структуры магнитных облаков. Наиболее распространенным является бессиловой подход [14]. Он предполагает, что токи в облаке параллельны (антипараллельны) линиям магнитного поля, а перпендикулярная компонента тока отсутствует. Этот подход используют для тороидальной [15, 16] или цилиндрической [17, 18] конфигураций поля в облаке. Для более точного приближения рассматриваемых моделей к реальному магнитному облаку для учета особенностей его переноса в межпланетном пространстве в модель облака добавляют его взаимодействие с солнечным ветром. В результате этого форма модельного облака меняется, отклоняясь от цилиндрической [19, 20]. Описание магнитных облаков выполняется также на не бессиловых мо-

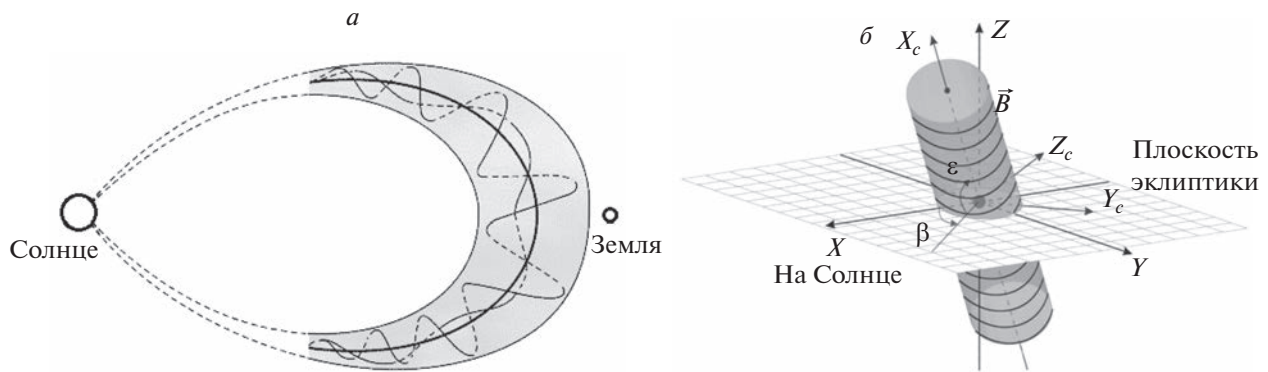


Рис. 1. Схематическое изображение облака в виде магнитной трубки (а); фрагмент модельного цилиндрического магнитного облака (б).

делях, в которых учитывается наличие в облаке не нулевой перпендикулярной компоненты тока [21]. Все эти модели и приближения согласуются друг с другом и, как показано в [19], усложнение модели в действительности не ведет к существенным уточнениям основных параметров облаков — величины магнитного поля на оси облака, его радиуса, прицельного параметра по отношению к Земле, углов наклона к плоскости эклиптики (углы β , ϵ на рис. 1б). Поскольку именно эти характеристики облаков являются ключевыми с точки зрения их геоэффективности [22–25], то в своих исследованиях мы используем простейшую бессиловую цилиндрическую модель [26–28].

Уравнения, описывающие распределение магнитного поля в бессиловой модели облака, получают исходя из уравнений Максвелла. Модельное представление цилиндрического магнитного облака показано на рис. 1б.

Работа посвящена аналитическому определению радиального распределения азимутальных и продольных возмущений компонент магнитного поля в теле коронального потока типа магнитного облака солнечного ветра. Найденные распределения далее сопоставляются с зарегистрированными параметрами возмущений магнитного поля на патрульном космическом аппарате (КА), пересекаемом телом магнитного облака. Инструментом для оценки качества выполненных аналитических расчетов выступает корреляционный анализ.

АНАЛИТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ В РАМКАХ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОДХОДА

Получим аналитические особенности радиального распределения магнитогиродинамических (МГД) возмущений компонент магнитного поля в модельном теле облака солнечного ветра в виде бессиловой бесконечной цилиндрической трубки со спиральным магнитным полем. Исследование возмущений выполняем в цилиндриче-

ской системе координат. Магнитогиродинамический подход дает возможность искать решение системы уравнения в виде радиальной зависимости малых гармонических азимутальных и продольных возмущений. В заключение аналитических расчетов получена система уравнений для радиальных зависимостей компонент возмущения магнитного поля в модельном облаке, которая позволяет перейти к уравнению второго порядка для смещения среды. Далее полученное уравнение решается численным методом.

Запишем исходную систему магнитогиродинамических уравнений в виде:

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c} [\vec{j} \times \vec{B}], \quad \frac{dp}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{u} = 0, \\ \operatorname{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.$$

Модель спирального магнитного поля облака представляется следующими выражениями для компонент магнитного поля в цилиндрической системе координат [29]: $\operatorname{rot} \vec{B} = \alpha \vec{B}$, $B_r = 0$, $B_z = B_0 J_0(\alpha r)$, $B_\phi = B_0 J_1(\alpha r)$, где $\alpha = \frac{2.4}{a}$, a — радиус цилиндрического облака, коэффициент 2.4 является первым корнем функции Бесселя. J_0 , J_1 — функции Бесселя нулевого и первого порядка, являющихся каноническими решениями дифференциального уравнения Бесселя.

Обозначим смещение среды через ξ , тогда скорость $\vec{u} = \frac{\partial \xi}{\partial t}$. При этом примем, что среда магнитного облака удовлетворяет следующим условиям:

$$\nabla p = 0, \quad \operatorname{div} \vec{u} = 0, \quad \operatorname{div} \xi = 0,$$

где p — давление.

Считаем возмущения параметров среды (смещения ξ) и магнитного поля ($\vec{b} \ll \vec{B}$) малыми, а поток среды отсутствующим. Последнее допущение возможно, поскольку за время пересечения облака космическим аппаратом оно практически

не меняет свою геометрию. Тогда, исходя из уравнения магнитной гидродинамики $\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$, обобщенного уравнения Ома $\vec{E} = \frac{1}{c} [\vec{u} \times \vec{B}] + \frac{\vec{j}}{\sigma}$ в условиях бесконечной проводимости $\sigma \rightarrow \infty$ для малых возмущений магнитного поля и смещения среды и, учитывая, что $\vec{u} = \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t}$, получим соотношение $\frac{\partial \vec{b}}{\partial t} = \text{rot} \left[\frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} \times \vec{B} \right]$, дающее соотношение рассматриваемых возмущений: $\vec{b} = \text{rot} [\vec{\xi} \times \vec{B}]$.

В этом случае, согласно оставшимся МГД уравнениям, уравнение для возмущения смещения будет иметь вид:

$$\frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} = \frac{1}{4\pi\rho} \left[(\text{rot} (\text{rot} [\vec{\xi} \times \vec{B}])) \times \vec{B} \right] + \frac{1}{4\pi\rho} [\text{rot} \vec{B} \times \text{rot} [\vec{\xi} \times \vec{B}]]. \quad (1)$$

Поскольку вычисления проводятся в цилиндрической системе координат, то для малых гармонических возмущений следует принять [29, 30]: $\vec{b}, \vec{\xi} \sim \exp(-i\omega t + im\varphi + ikz)$. Далее вычисляем члены, входящие в уравнение (1) для смещения:

$$1) \text{rot} [\vec{\xi} \times \vec{B}] = (\vec{B} \nabla) \vec{\xi} - (\vec{\xi} \nabla) \vec{B}.$$

Учитывая $\nabla \Psi = \frac{\partial \Psi}{\partial r} \vec{r}_0 + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi} \vec{\varphi}_0 + \frac{\partial \Psi}{\partial z} \vec{z}_0$ для произвольной скалярной функции Ψ получаем

$$(\vec{B} \nabla) \vec{\xi} = \left(B_\varphi \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} + B_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \vec{\xi} = \left(B_\varphi \frac{im}{r} + ik B_z \right) \vec{\xi} = B_0 q(r) \vec{\xi},$$

$$\text{где } q = \frac{im}{r} J_1 + ik J_0$$

$$(\vec{\xi} \nabla) \vec{B} = \left(\xi_r \frac{\partial}{\partial r} + \xi_\varphi \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) (B_\varphi \vec{\varphi}_0 + B_z \vec{z}_0).$$

Принимая во внимание модель магнитного поля, учтем следующие выражения:

$$\frac{dJ_0(\alpha r)}{dr} = -\alpha J_1(\alpha r), \quad \frac{\partial}{\partial r} B_r = -\alpha B_0 J_1(\alpha r),$$

$$\frac{dJ_1(\alpha r)}{dr} = \frac{\alpha}{2} [J_0(\alpha r) - J_2(\alpha r)],$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial r} = \frac{\alpha B_0}{2} (J_0 - J_2) = \alpha B_0 f(r),$$

$$\text{где } f = \frac{1}{2} (J_0 - J_2).$$

Учитывая, что, согласно [29, 30], $\frac{\partial \vec{\varphi}_0}{\partial \varphi} = -\vec{r}_0$, получаем

$$(\vec{\xi} \nabla) \vec{B} = \alpha B_0 \xi_r (f \vec{\varphi}_0 - J_1 \vec{z}_0) - \frac{\xi_\varphi}{r} B_0 J_1 \vec{r}_0$$

и далее запишем выражение для ротора в уравнении (1)

$$\text{rot} [\vec{\xi} \times \vec{B}] = B_0 \left[q \vec{\xi} + \alpha \xi_r (-f \vec{\varphi}_0 + J_1 \vec{z}_0) + \frac{\xi_\varphi}{r} J_1 \vec{r}_0 \right].$$

$$2) \text{Принимая во внимание, что } \text{rot} \vec{\varphi}_0 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \times \vec{l}_\varphi) \vec{z}_0 = \frac{\vec{z}_0}{r}.$$

Вычисляем члены, возникающие вследствие действия второго ротора в (1)

$$\text{rot} (\text{rot} [\vec{\xi} \times \vec{B}]) : \text{rot} ((\vec{B} \times \nabla) \vec{\xi}) = B_0 \text{rot} (q \vec{\xi}) = B_0 (q \text{rot} \vec{\xi} + [\nabla q \times \vec{\xi}]), \quad \text{где } \nabla q = \frac{\partial q}{\partial r} \vec{r}_0,$$

$$[\nabla q \times \vec{\xi}] = \begin{vmatrix} \vec{r}_0 & \vec{\varphi}_0 & \vec{z}_0 \\ \frac{\partial q}{\partial r} & 0 & 0 \\ \xi_r & \xi_\varphi & \xi_z \end{vmatrix} = \frac{\partial q}{\partial r} (\xi_\varphi \vec{z}_0 - \xi_z \vec{\varphi}_0),$$

$$q \text{rot} \vec{\xi} = q \left\{ \left(\frac{im}{r} \xi_z - ik \xi_\varphi \right) \vec{r}_0 + \left(ik \xi_r - \frac{\partial \xi_z}{\partial r} \right) \vec{\varphi}_0 + \frac{1}{r} \left[\xi_\varphi + r \frac{\partial \xi_\varphi}{\partial z} - im \xi_r \right] \vec{z}_0 \right\}.$$

Применим сокращение записи для $\text{rot} (q \vec{\xi}) = A \vec{r}_0 + B \vec{\varphi}_0 + C \vec{z}_0$,

$$\text{где } \begin{cases} A = q \left(\frac{im}{r} \xi_z - ik \xi_\varphi \right) \\ B = q \left(ik \xi_r - \frac{\partial \xi_z}{\partial r} \right) - \frac{\partial q}{\partial r} \xi_z \\ C = \frac{q}{r} \left(\xi_\varphi + r \frac{\partial \xi_\varphi}{\partial r} - im \xi_r \right) + \frac{\partial q}{\partial r} \xi_r \end{cases}.$$

Далее вычисляем члены, входящие в выражение:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}((\xi \nabla) \vec{B}) &= \operatorname{rot} \left(\alpha B_0 \xi_r (f \vec{\Phi}_0 - J_1 \vec{z}_0) - \frac{\xi_\varphi}{r} B_0 J_1 \vec{r}_0 \right), \\ \operatorname{rot}(\xi_r f \vec{\Phi}_0) &= \xi_r f \operatorname{rot} \vec{\Phi}_0 + [\nabla(\xi_r f) \times \vec{\Phi}_0], \quad \text{где} \quad \operatorname{rot} \vec{\Phi}_0 = \frac{\vec{z}_0}{r}, \\ \nabla(\xi_r f) &= f \nabla \xi_r + \xi_r \nabla f = f \left(\frac{\partial \xi_r}{\partial r} \vec{r}_0 + \frac{1}{r} \frac{\partial \xi_r}{\partial \varphi} \vec{\Phi}_0 + \frac{\partial \xi_r}{\partial z} \vec{z}_0 \right) = \\ &= f \left(\frac{\partial \xi_r}{\partial r} \vec{r}_0 + \frac{im}{r} \frac{\partial \xi_r}{\partial \varphi} \vec{\Phi}_0 + ik \xi_z \vec{z}_0 \right) + \xi_r \frac{\partial f}{\partial r} \vec{r}_0, \\ \nabla(\xi_r f) &= \left(f \frac{\partial \xi_r}{\partial r} + \xi_r \frac{\partial f}{\partial r} \right) \vec{r}_0 + f \frac{im}{r} \xi_r \vec{\Phi}_0 + \left(ik f \xi_r + \frac{\xi_r f}{r} \right) \vec{z}_0, \\ [\nabla(\xi_r f) \times \vec{\Phi}_0] &= \begin{pmatrix} \vec{r}_0 & \vec{\Phi}_0 & \vec{z}_0 \\ f \frac{\partial \xi_r}{\partial r} + \xi_r \frac{\partial f}{\partial r} & \frac{im}{r} f \xi_r & ik f \xi_r + \frac{\xi_r f}{r} \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} = -f \xi_r \left(\frac{1}{r} + ik \right) \vec{r}_0 + \left(f \frac{\partial \xi_r}{\partial r} + \xi_r \frac{\partial f}{\partial r} \right) \vec{z}_0. \end{aligned}$$

$$\text{Тогда } \operatorname{rot}(\xi_r f \vec{\Phi}_0) = -f \xi_r \left(\frac{1}{r} + ik \right) \vec{r}_0 + \left(f \frac{\partial \xi_r}{\partial r} + \xi_r \frac{\partial f}{\partial r} + \xi_r \frac{f}{r} \right) \vec{z}_0$$

$$\operatorname{rot}(\xi_r J_1 \vec{z}_0) = \xi_r J_1 \operatorname{rot} \vec{z}_0 + [\nabla(\xi_r J_1) \times \vec{z}_0].$$

Здесь $\operatorname{rot} \vec{z}_0 = 0$

$$\begin{aligned} \nabla(\xi_r J_1) &= \xi_r \nabla J_1 + J_1 \nabla \xi_r = \xi_r \frac{\partial J_1}{\partial r} \vec{r}_0 + J_1 \left(\frac{\partial \xi_r}{\partial r} \vec{r}_0 + \frac{im}{r} \xi_r \vec{\Phi}_0 + ik \xi_r \vec{z}_0 \right) = \left(\xi_r \frac{\partial J_1}{\partial r} + J_1 \frac{\partial \xi_r}{\partial r} \right) \vec{r}_0 + \\ &+ J_1 \frac{im}{r} \xi_r \vec{\Phi}_0 + J_1 ik \xi_r \vec{z}_0, \quad [\nabla(\xi_r J_1) \times \vec{z}_0] = \begin{pmatrix} \vec{r}_0 & \vec{\Phi}_0 & \vec{z}_0 \\ \frac{\partial}{\partial r}(\xi_r J_1) & \frac{im}{r} J_1 \xi_r & ik J_1 \xi_r \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \\ &= \frac{im}{r} J_1 \xi_r \vec{r}_0 - \left(\frac{\partial}{\partial r}(\xi_r J_1) \right) \vec{\Phi}_0, \quad \operatorname{rot} \left(\xi_\varphi \frac{J_1}{r} \vec{r}_0 \right) = \xi_\varphi \frac{J_1}{r} \operatorname{rot} \vec{r}_0 + \left[\nabla \left(\xi_\varphi \frac{J_1}{r} \right) \times \vec{r}_0 \right]. \end{aligned}$$

Здесь $\operatorname{rot} \vec{r}_0 = 0$

$$\begin{aligned} \nabla \left(\xi_\varphi \frac{J_1}{r} \right) &= \xi_\varphi \nabla \left(\frac{J_1}{r} \right) + \frac{J_1}{r} \nabla \xi_\varphi = \xi_\varphi \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{J_1}{r} \right) \vec{r}_0 + \frac{J_1}{r} \left(\frac{\partial \xi_\varphi}{\partial r} \vec{r}_0 + \frac{im}{r} \xi_\varphi \vec{\Phi}_0 + ik \xi_\varphi \vec{z}_0 \right) = \\ &= \left[\xi_\varphi \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{J_1}{r} \right) + \frac{J_1}{r} \frac{\partial \xi_\varphi}{\partial r} \right] \vec{r}_0 + \frac{J_1 \xi_\varphi}{r} \left(\frac{im}{r} \vec{\Phi}_0 + ik \vec{z}_0 \right) \left[\nabla \left(\xi_\varphi \frac{J_1}{r} \right) \times \vec{r}_0 \right] = \\ &= \begin{pmatrix} \vec{r}_0 & \vec{\Phi}_0 & \vec{z}_0 \\ \left[\xi_\varphi \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{J_1}{r} \right) + \frac{J_1}{r} \frac{\partial \xi_\varphi}{\partial r} \right] & \frac{J_1 \xi_\varphi im}{r^2} & \frac{J_1 \xi_\varphi ik}{r} \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} = -\frac{J_1 \xi_\varphi ik}{r} \vec{\Phi}_0 - \frac{J_1 \xi_\varphi im}{r^2} \vec{z}_0 = \\ &= -\frac{J_1 \xi_\varphi}{r} \left(ik \vec{\Phi}_0 + \frac{im}{r} \vec{z}_0 \right) = \operatorname{rot} \left(\xi_\varphi \frac{J_1}{r} \vec{r}_0 \right). \end{aligned}$$

Таким образом найдены все члены уравнения для смещения:

$$\frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} = \frac{1}{4\pi\rho} [(\operatorname{rot}(\operatorname{rot}[\vec{\xi} \times \vec{B}])) \times \vec{B}] + \frac{1}{4\pi\rho} [\operatorname{rot} \vec{B} \times \operatorname{rot}[\vec{\xi} \times \vec{B}]] = \frac{1}{4\pi\rho} \vec{h} + \frac{1}{4\pi\rho} \vec{g}.$$

В скалярной форме, после введения в обозначения составляющих h_i и g_i компонент векторов $\vec{h}$ и $\vec{g}$, уравнение примет вид:

$$-\frac{\omega^2}{V_A^2} \xi_r = h_{1r} + \alpha h_{2r} + \alpha h_{3r} + h_{4r} + \alpha g_{1r} + \alpha g_{2r} + \alpha g_{3r};$$

$$-\frac{\omega^2}{V_A^2} \xi_\varphi = h_{1\varphi} + \alpha h_{2\varphi} + \alpha h_{3\varphi} + \alpha g_{1\varphi} + \alpha g_{4\varphi}; \quad -\frac{\omega^2}{V_A^2} \xi_z = h_{1z} + \alpha h_{2z} + \alpha h_{3z} + \alpha g_{1z} J_1 \xi_r q + \alpha g_{4z}.$$

Выполним вычисление составляющих вектора $\vec{h} = [\text{rot}(\text{rot}[\vec{\xi} \times \vec{B}]) \times \vec{B}]$, следуя модели $\text{rot} \vec{B} = \alpha \vec{B} = \beta B_0 (J_1 \vec{\Phi}_0 + J_0 \vec{z}_0)$ магнитного поля в облаке:

$$\vec{h}_1 = \begin{pmatrix} \vec{r}_0 & \vec{\Phi}_0 & \vec{z}_0 \\ A & B & C \\ 0 & J_1 & J_0 \end{pmatrix} = \vec{r}_0 (BJ_0 - CJ_1) - \vec{\Phi}_0 AJ_0 + \vec{z}_0 AJ_1,$$

$$\vec{h}_3 = \begin{pmatrix} \vec{r}_0 & \vec{\Phi}_0 & \vec{z}_0 \\ \frac{im}{r} J_1 \xi_r - \frac{\partial}{\partial r} (\xi_r J_1) & 0 & 0 \\ 0 & J_1 & J_0 \end{pmatrix} = -J_0 \frac{\partial}{\partial r} (\xi_r J_1) \vec{r}_0 - J_0 \frac{im}{r} J_1 \xi_r \vec{\Phi}_0 + \frac{im}{r} J_1^2 \xi_r \vec{z}_0,$$

$$\vec{h}_4 = \begin{pmatrix} \vec{r}_0 & \vec{\Phi}_0 & \vec{z}_0 \\ 0 & -\frac{J_1 \xi_\varphi}{r} ik - \frac{J_1 \xi_\varphi im}{r^2} & 0 \\ 0 & J_1 & J_0 \end{pmatrix} = \vec{r}_0 \left(\frac{J_1^2 \xi_\varphi im}{r^2} - \frac{J_1 J_0 \xi_\varphi ik}{r} \right) = \frac{J_1 \xi_\varphi}{r} \left(\frac{J_1 im}{r} - J_0 ik \right) \vec{r}_0.$$

Вычисление составляющих вектора $\vec{g} = [\text{rot} \vec{B} \times \text{rot}[\vec{\xi} \times \vec{B}]]$, следуя модели $\text{rot} \vec{B} = \alpha \vec{B} = \beta B_0 (J_1 \vec{\Phi}_0 + J_0 \vec{z}_0)$ магнитного поля в облаке:

$$\vec{g}_1 = \begin{pmatrix} \vec{r}_0 & \vec{\Phi}_0 & \vec{z}_0 \\ 0 & J_1 & J_0 \\ \xi_r & \xi_\varphi & \xi_z \end{pmatrix} = \vec{r}_0 (J_1 \xi_z + J_0 \xi_\varphi) + \vec{\Phi}_0 J_0 \xi_r - \vec{z}_0 \xi_r J_1,$$

$$\vec{g}_2 = \begin{pmatrix} \vec{r}_0 & \vec{\Phi}_0 & \vec{z}_0 \\ 0 & J_1 & J_0 \\ 0 & -f & 0 \end{pmatrix} = \vec{r}_0 J_0 f, \quad \vec{g}_3 = \begin{pmatrix} \vec{r}_0 & \vec{\Phi}_0 & \vec{z}_0 \\ 0 & J_1 & J_0 \\ 0 & 0 & J_1 \end{pmatrix} = \vec{r}_0 J_1^2,$$

$$\vec{g}_4 = \begin{pmatrix} \vec{r}_0 & \vec{\Phi}_0 & \vec{z}_0 \\ 0 & J_1 & J_0 \\ \frac{\xi_\varphi J_1}{r} & 0 & 0 \end{pmatrix} = \vec{\Phi}_0 \frac{\xi_\varphi J_0 J_1}{r} - \vec{z}_0 \frac{\xi_\varphi J_1^2}{r}.$$

Окончательно система уравнений для расчета смещений имеет следующий вид:

$$-\frac{\omega^2}{V_A^2} \xi_r = (J_0 B - J_1 C) + \alpha J_1 \left(\frac{\partial}{\partial r} (f \xi_r) + \frac{\xi_r f}{r} \right) - \alpha J_0 \frac{\partial}{\partial r} (\xi_r J_1) +$$

$$+ \left(J_1 \frac{im}{r} - J_0 ik \right) \frac{J_1 \xi_\varphi}{r} + \alpha \left(q (J_1 \xi_z - J_0 \xi_\varphi) + \alpha J_0 f \xi_r + \alpha J_1^2 \xi_r \right);$$

$$-\frac{\omega^2}{V_A^2} \xi_\varphi = -AJ_0 - \alpha J_0 f \xi_r (1 + ik) - \alpha J_0 J_1 \frac{im}{r} \xi_r + \alpha J_0 \xi_r q + \alpha \xi_\varphi \frac{J_0 J_1}{r};$$

$$-\frac{\omega^2}{V_A^2} \xi_z = AJ_1 + \alpha J_1 f \xi_r (1 + ik) + \alpha J_1^2 \frac{im}{r} \xi_r - \alpha J_1 \xi_r q - \alpha \xi_\varphi \frac{J_1^2}{r};$$

$$A = q \left(\frac{im}{r} \xi_z - ik \xi_\varphi \right); \quad B = q \left(ik \xi_r - \frac{\partial \xi_z}{\partial r} \right) - q \xi_z;$$

$$C = \frac{q}{r} \left(\xi_\varphi + r \frac{\partial \xi_\varphi}{\partial r} - im \xi_r \right) + \frac{\partial q}{\partial r} \xi_\varphi; \quad q = \frac{im}{r} J_1 + ik J_0; \quad f = \frac{1}{2} (J_0 - J_2).$$

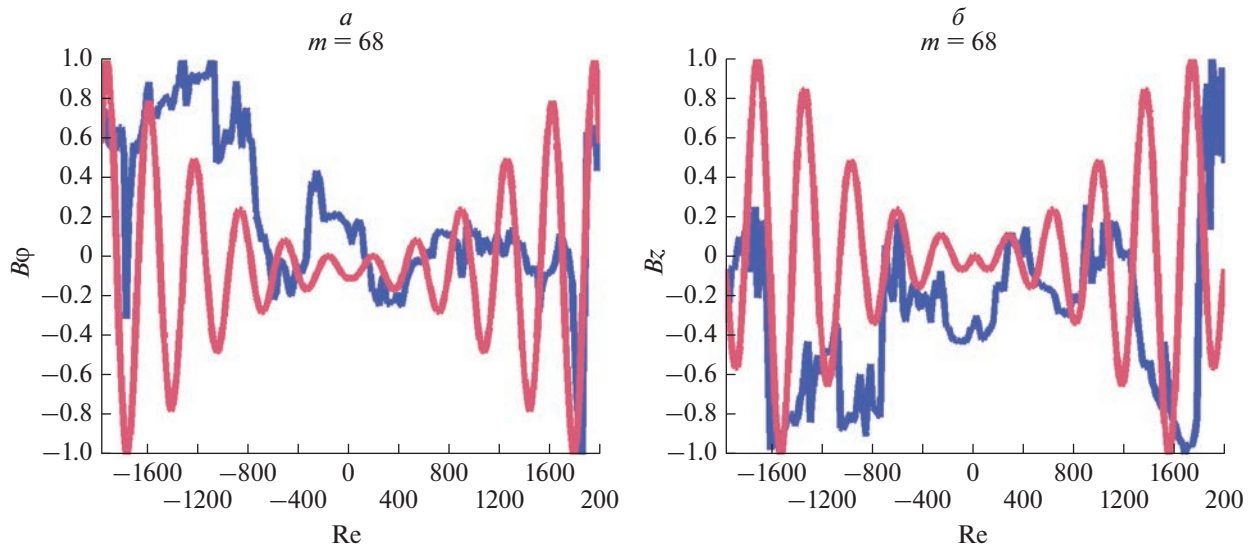


Рис. 2. Сопоставление результатов счета (красные кривые — B_ϕ выч, B_z выч) с реальными данными (синие кривые — B_ϕ реал, B_z реал) для тела 22.01.2000. Сопоставление B_ϕ реал, B_ϕ выч, $R = 0.43$ (а); сопоставление B_z реал, B_z выч, $R = 0.47$ (б).

Интересующее нас распределение возмущения магнитного поля определяется согласно уравнению

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot}[\vec{u} \times \vec{B}]$$

и записывается в виде

$$\begin{aligned} \vec{b} &= \text{rot}[\vec{\xi} \times \vec{B}] = \\ &= B_0 \left[q\vec{\xi} + \alpha\vec{\xi}_r (-f\vec{\Phi}_0 + J_1\vec{z}_0) + \frac{\xi_\phi}{r} J_1\vec{r}_0 \right], \end{aligned}$$

где $\vec{B}$ — значение фонового магнитного поля в конкретных точках внутри магнитного облака.

СОПОСТАВЛЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МОДЕЛЬНОГО СПИРАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ОБЛАКА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА С ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ

Решение системы уравнений с целью получения радиального распределения компонент смещения для возмущений на разных частотах как параметров продолжено итерационным алгоритмом Эйлера [31]. В качестве граничного условия было выбрано отсутствие смещения на поверхности магнитной трубки $\xi_r(r = a) = 0$.

Известно, что метод Эйлера применяется для решения систем дифференциальных уравнений или дифференциальных уравнений высших порядков с предварительным приведением к системам уравнений первого порядка. Используя форму-

лы Эйлера вычисляются параметры для следующей итерации и на каждой последующей итерации записываются значения найденных функций и их производных. Расчет прекращался при выполнении одного из условий: достигнута предельное число итераций или граница расчетной области. Как показал численный счет, метод Эйлера продемонстрировал устойчивое решение системы уравнений для расчетной области согласующейся с областями реально наблюдаемых тел облаков. Результаты численного счета приведены ниже на рис. 2 и 3.

Сопоставление рассчитанного радиального распределения компонент смещения магнитного поля в теле модельного облака с распределением компонент магнитного поля в теле зарегистрированного МО выполнялась для двух среднестатистических МО, зарегистрированных 22.01.2000 и 10.11.2004. Указаны начальные даты зарегистрированных событий.

Из всего объема имеющихся данных в общедоступных каталогах по МО далеко не все удовлетворяют модельному представлению. Критериями отбора были спиральность магнитного поля и минимальный наклон оси цилиндрического облака к плоскости эклиптики. Это означает, что тела магнитных облаков не всегда вписываются в выбранную идеализированную математическую модель. Найденные нами два МО близкие к идеальной модели мы считаем своей большой удачей. Указанные среднестатистические МО наиболее близки к идеальной математической модели. Данные возмущений взяты с минутным разрешением с КА ACE с узла <http://cdaweb.gs->

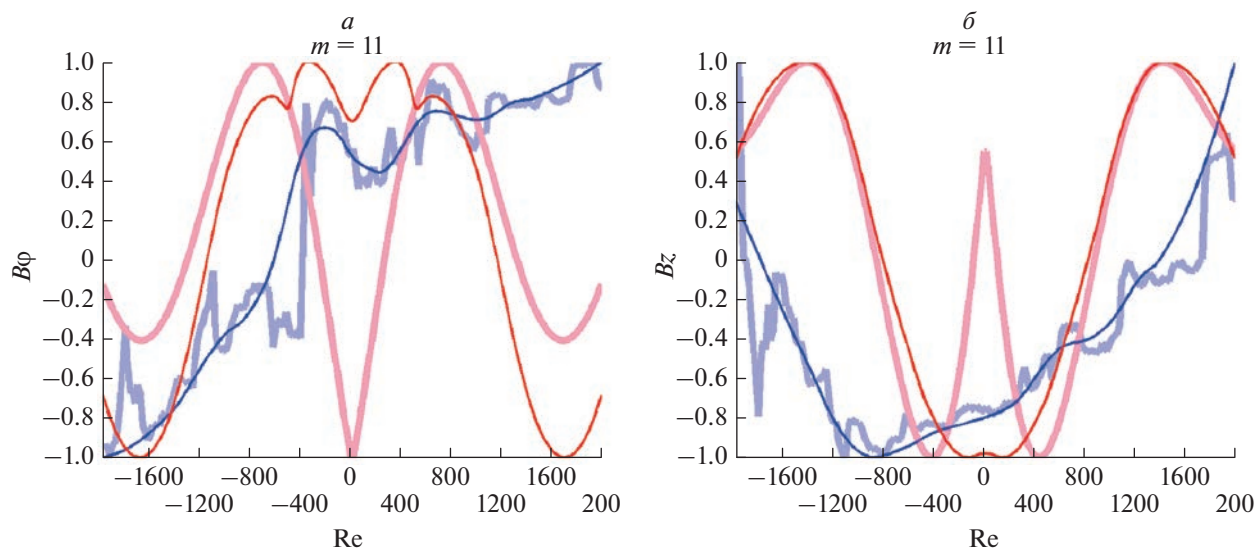


Рис. 3. Сопоставление результатов счета с реальными данными для тела МО 10.11.2004 показано толстыми линиями. Постобработка цифровым сглаживающим фильтром расчетных и реальных данных представлена тонкими линиями. Красные кривые – $V\phi$ выч, Vz выч, синие кривые – $V\phi$ реал, Vz реал. Сопоставление $V\phi$ реал и $V\phi$ выч дает $R = 0.31$, после обработки сопоставление $V\phi$ реал и $V\phi$ выч дает $R = 0.51$ (а); сопоставление Vz реал, Vz выч дает $R = 0.44$, после обработки сопоставление Vz реал и Vz выч дает $R = 0.58$ (б).

fc.nasa.gov. Особенностью рассматриваемых облаков является ориентация их потоковой магнитной трубки близкая к вертикальной в солнечно-эклиптической системе координат. Особенностью сопоставления является необходимость замены регистрируемой динамики, т.е. временной зависимости возмущений, регистрируемых при пересечении облаком космического аппарата, на пространственное распределение возмущений. Это можно делать для низкочастотных возмущений с периодами сопоставимыми со временем пересечения. Для анализируемых в исследовании событий МО, время пересечения тела облака космическим аппаратом, составляло приблизительно 10 часов, что и определяло характерные периоды исследуемых возмущений.

Предварительные оценки величин волнового числа k и номера моды m , которые являются независимыми переменными в решаемой системе МГД уравнений, а также сам процесс сопоставления вычисленных и наблюдаемых радиальных распределений установили физические ограничения на диапазон их значений. В численных экспериментах волновое число k для НЧ флуктуаций выбиралось исходя из диапазона периодов, сопоставимых со временем пересечения МО космическим аппаратом. При заданном k номера подходящих мод m подбирались экспериментально таким образом, чтобы при сопоставлении пар азимутальных $V\phi$ и продольных Vz компонент реальных (реал) и вычисленных (выч) возмущений магнитного поля отмечалась согласованность.

Так, для МО 10.11.2004 оказалось, что $m = 11$, для МО 22.01.2000 – $m = 68$.

Необходимость исключения из рассмотрения незначительных высокочастотных колебаний для концентрации внимания на анализе НЧ флуктуаций компонент межпланетного магнитного поля, потребовала дополнительной обработки получаемых решений. Постобработка результатов счета и сопоставляемых с ними реальных данных выполнялась цифровым сглаживающим фильтром. Из них количественно по результатам корреляционного анализа выбирался наиболее удачный вариант описания связи соответствующих $V\phi$ и Vz компонент. На рисунках 2 и 3 по оси ординат представлена условная амплитуда значений компонент поля, по оси абсцисс – радиальная развертка в масштабах радиуса Земли (Re) по срезу цилиндрической потоковой трубки с осью симметрии в центре. На рис. 2 демонстрируются результаты счета и сопоставляемых с ними реальных данных для тела МО 22.01.2000 без дополнительной обработки. Получены следующие коэффициенты корреляции: $R = 0.43$ между зарегистрированным $V\phi$ реал и вычисленным $V\phi$ выч; $R = 0.47$ между зарегистрированным Vz реал и вычисленным Vz выч. На рис. 3 демонстрируется постобработка результатов счета и сопоставляемых с ними реальных данных для тела МО 10.11.2004 цифровым сглаживающим фильтром при анализе периода НЧ флуктуаций 600 мин. Получены следующие коэффициенты корреляции: $R = 0.44$ между $V\phi$ реал и $V\phi$ выч; $R = 0.31$ между Vz реал и Vz выч. Постобработка цифро-

вым сглаживающим фильтром расчетных и реальных данных повысила корреляцию: $R = 0.51$ между $B\varphi$ реал и $B\varphi$ выч; $R = 0.58$ между Bz реал и Bz выч.

Сопоставление показало, что аналитико-численное решение дает общее представление о радиальном распределении возмущенных компонент магнитного поля в теле МО, согласующееся с реально зарегистрированной динамикой параметров МО на патрульном КА.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как видно из представленных графиков, аналитико-численное решение дает общее представление о радиальном распределении компонент смещения магнитного поля в теле магнитного облака для НЧ возмущений, согласующееся с реально зарегистрированной динамикой параметров на патрульном КА. Это подтверждается корреляционным анализом результатов. Совместная постобработка результатов счета и сопоставляемых с ними реальных данных усиливает их согласованность. В ходе исследования обнаружилось, что из всего объема имеющихся данных в общедоступных каталогах по МО далеко не все удовлетворяют модельному представлению в виде цилиндра со спиральным распределением магнитного поля. Это означает, что тела магнитных облаков не всегда вписываются в выбранную идеализированную математическую модель. Разумеется, существует достаточное количество магнитных облаков, которые достаточно близки к этим моделям. Их качественные особенности изучаемых возмущений совпадают с экспериментальными данными, но они формально не дают высокой степени корреляции с экспериментом. В связи с этим мы эти результаты не приводим. Выполненные исследования подтверждают обоснованность выбранной модели для тела магнитного облака и примененного МГД подхода к анализу колебаний в нем. Предлагаемый в исследовании метод может считаться дополнительным к анализу низкочастотных характеристик параметров магнитных облаков методами Фурье- и вейвлет-спектрального анализа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов К.Г. // УФН 1974. Т. 114. № 2. С. 382.
2. Burlaga L.F., Klein L., Sheeley N.R. Jr. et al. // Geophys. Res. Lett. 1982. V. 9. P. 1317.
3. Иванов К.Г., Микерина Н.В., Евдокимова Л.В. // Геомагн. и аэроном. 1974. Т. 14. № 5. С. 777.
4. Иванов К.Г. // Геомагн. и аэроном. 2000. Т. 40. № 4. С. 3.
5. Piddington J.H. // Geophys. J. Royal Astron. Soc. 1959. V. 2. No. 3. P. 173.
6. Bothmer V., Schwenn R. // Ann. Geophys. 1998. V. 16. P. 1.
7. Burlaga L., Sittler E., Mariani F., Schwenn N. // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 6673.
8. Echer E., Gonzalez W. // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. Art. No. L09808.
9. Wu C., Lepping R. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. No. A10. P. 1314.
10. Zhang J., Liemohn M., Kozyra J. et al. // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. Art. No. A09101.
11. Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е., Ягодкина О.И. // Геомагн. и аэроном. 2017. Т. 57. № 3. С. 273.
12. Бархатов Н.А., Ревунов С.Е., Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. // Геомагн. и аэроном. 2018. Т. 58. № 2. С. 155.
13. Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е. и др. // Геомагн. и аэроном. 2019. Т. 59. № 4. С. 427.
14. Lundquist S. // Ark. Fys. 1950. No. 2. P. 361.
15. Romashets E. P., Vandas V. // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. No. A6. Art. No. 10615.
16. Vandas M., Odstreil D., Watari S. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. No. A9. P. 1236.
17. Vandas M., Fischer S., Dryer M. et al. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. No. A7. Art. No. 12285.
18. Vandas M., Fischer S., Dryer M. et al. // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. No. A2. P. 2505.
19. Hidalgo M.A., Nieves-Chinchilla T., Cid C. // Geophys. Res. Letters. 2002. V. 29. No. 13. P. 1637.
20. Hidalgo M.A. // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. No. A8. P. 1320.
21. Hidalgo M.A., Vinas A.F., Sequeiros J. // J. Geophys. Res. 2002. V. 106. No. A1. P. 1002.
22. Posch J.L., Engebretson M.J., Pilipenko V.A. et al. // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. Art. No. A1.
23. Wawrzaszek A., Macek W.M. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. Art. No. A07104.
24. Tessein J.A., Smith C.W., Vasquez B.J., Skoug R.M. // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. Art. No. A10104.
25. Steed K., Owen C.J., Demoulin P., Dasso S. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2011. V. 116. No. A1. Art. No. A01106.
26. Бархатов Н.А., Калинина Е.А. // Геомагн. и аэроном. 2010. Т. 50. № 4. С. 477.
27. Бархатов Н.А., Виноградов А.Б., Ревунова Е.А. // Косм. иссл. 2014. Т. 52. № 4. С. 286.
28. Бархатова О.М., Воробьев В.Г., Бархатов Н.А., Ревунов С.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 3. С. 331; Barkhatova O.M., Vorobjev V.G., Barkhatov N.A., Revunov C.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 3. P. 238.
29. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1. Неустойчивости однородной плазмы. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
30. Михайловский А.Б. Неустойчивости плазмы в магнитных ловушках. М.: Атомиздат, 1978. 296 с.
31. Пискунов Н.С. Дифференциальное и интегральное исчисление. М.: Наука, 1985.

Comparison of the low-frequency characteristics of the model solar wind spiral magnetic cloud with observed disturbances

N. A. Barkhatov^{a,*}, S. E. Revunov^a, O. M. Barkhatova^b, E. A. Revunova^b

^a *Kozma Minin Nizhny Novgorod State Pedagogical University, Nizhny Novgorod, 603002 Russia*

^b *Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering, Nizhny Novgorod, 603000 Russia*

**e-mail: nbarkhatov@inbox.ru*

We presented the results of a comparison of the analytical study of the features of the radial distribution of MHD disturbances of the magnetic field components in the body of a model solar wind magnetic cloud with data on a real cloud recorded by a spacecraft. The analytical-numerical solution for perturbations is performed in a cylindrical coordinate system for a cloud represented by a force-free cylindrical tube with a helical magnetic field. The obtained general idea of the radial distribution of the magnetic field components in the MC body is consistent with the registered parameters of the magnetic field disturbances on the patrol spacecraft and is confirmed by an objective correlation analysis. Joint post-processing of the counting results and real data compared with them enhances the consistency, which indicates the adequacy of the applied MHD approach to the analysis of oscillations in the model body of the magnetic cloud.

УДК 524.1

МОДЕРНИЗИРОВАННЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС НА ПОЛИГОНЕ “ВЕРХНЕТУЛОМСКИЙ”: НАУЧНАЯ АППАРАТУРА И ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

© 2023 г. А. А. Белов^{1, 2}, П. А. Климов^{1, *}, Б. В. Козелов³, А. С. Мурашов¹,
А. В. Ролдугин³, Д. А. Трофимов^{1, 2}

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

³Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
“Полярный геофизический институт”, Апатиты, Россия

*E-mail: pavel.klimov@gmail.com

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

На полигоне “Верхнетуломский” Полярного геофизического института, расположенном внутри авроральной зоны, в дополнение к камере всего неба установлен новый фотометр с пространственным разрешением для исследования тонкой пространственно-временной структуры аврорального свечения. Описана научная аппаратура и случай одновременных наблюдений пульсирующих сияний с внутренней модуляцией в герцевом диапазоне.

DOI: 10.31857/S0367676522700430, EDN: AIBBSH

ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее интересных разновидностей аврорального свечения являются пульсирующие полярные сияния. Они представляют собой модуляции интенсивности атмосферного свечения, происходят в основном в полудно-утреннем секторе MLT и как правило на фазе восстановления суббури [1, 2]. Пространственно-временная структура представляет собой пятна светимости с квазипериодическими изменениями яркости во времени. Различают “чистые” пульсации постоянного размера и формы, расширяющиеся пульсации, потоковые (streaming), распространяющиеся с севера на юг, вспыхивающие (flashing) и др. (см. например, обзор [3]). Размеры и формы пульсирующих авроральных форм существенно различаются. Например, пульсирующие авроральные дуги имеют ширину порядка 1–10 км и длину 1000 км; квазилинейные формы имеют ширину того же порядка, что и дуги, но длину порядка 100 км. Пульсирующие пятна, как правило, имеют размеры 10–200 км в поперечнике [4, 5].

Характерная высота пульсирующего свечения составляет около 100 км, что свидетельствует о том, что авроральные пульсации генерируются

высыпанием электронов с энергией 20–40 кэВ. Причиной этих высыпаний традиционно считается взаимодействие магнитосферных электронов с электромагнитными ОНЧ волнами [6, 7]. С другой стороны, в работе [8] продемонстрировано, что и пульсирующее полярное сияние, и микровсплески релятивистских электронов являются продуктами взаимодействия хорových волн с частицами, то есть микровсплески релятивистских электронов являются высокоэнергетическим хвостом пульсирующих электронов полярного сияния. Эти электроны высыпаются существенно глубже в атмосферу и повышают уровень ионизации до 70 км [9, 10].

Типичный период пульсаций светимости находится в диапазоне от нескольких до нескольких десятков секунд [11]. Это основные пульсации (main pulsations), развивающиеся по схеме включения/выключения. Частота основных пульсаций антикоррелирует с размером пульсирующих структур и коррелирует с интенсивностью излучения [12]. В некоторых случаях наблюдается так называемая “внутренняя модуляция”, представляющая собой более быстрые (около 3 Гц) пульсации на фазе “включено” основных пульсаций [13].

Для исследования внутренней модуляции пульсирующих сияний требуется временное разрешение выше, чем обладают большинство используемых в настоящее время авроральных камер, работающих в мониторинговом режиме. Полезную информацию о природе явления может также дать спектральная фильтрация эмиссий с коротким временем жизни, что повышает требования не только к временному разрешению, но и чувствительности регистратора.

В последнее время для измерения полярных сияний используются скоростные и высокочувствительные камеры, например, EMCCD (Electron multiplying charge-coupled device). В частности, такие камеры задействованы в проекте PWING для мультиспектральной высокоскоростной (100 Гц) регистрации мерцающего полярного сияния [14, 15]. Скоординированные наблюдения на спутнике Arase и проекта PWING за пульсирующим полярным сиянием [16] также обнаружили быстрые модуляции интенсивности во временном масштабе десятки миллисекунд и показали их возможную связь с последовательными дискретными пакетами хоровых волн и их внутренней структурой. Другим примером успешного использования EMCCD для наблюдения за авроральным свечением является проект Multispectral Observatory Of Sensitive EMCCD (MOOSE) [17, 18].

Для уменьшения теплового шума используемые в регистраторах ПЗС-матрицы должны иметь внутреннее охлаждение до -70°C . Другим возможным решением проблемы является использование многоанодных фотоэлектронных умножителей (МАФЭУ), имеющих высокую квантовую эффективность (около 40%), коэффициент усиления выше 10^6 и низкий уровень шума, практически не зависящий от температуры. Этот подход был реализован в разработанной нами аппаратуре, что позволило производить измерения в режиме счета фотонов с высоким временным разрешением.

ОПИСАНИЕ ИСПОЛЬЗУЕМОЙ АППАРАТУРЫ

Для исследования тонкой пространственно-временной структуры свечения пульсаций в авроральной зоне, аппаратный комплекс радиофизического полигона Полярного геофизического института “Верхнетуломский” (<http://pgi.ru/kagin/?id=VTL>) дополнен высокочувствительным фотометром с пространственным разрешением на основе многоанодных фотоэлектронных умножителей, МАФЭУ [19]. Фотометр представляет собой простой линзовый телескоп. Оптическая система телескопа представлена прозрачной в УФ диапазоне линзой диаметром 5 см. Фокусное расстояние линзы — 15 см. Фотоприемник представлен матрицей из четырех МАФЭУ (16×16 пикселей, покрытых фильтрами

BG3). Фотометр направлен в зенит и имеет поле зрения около 20° в диаметре. Каждый пиксель имеет поле зрения 1.2° , что соответствует пространственному разрешению около 2 км на высоте порядка 100 км. Пространственное разрешение телескопа соответствует минимальным поперечным размерам пульсаций, а общее поле зрения — около 100 км на характерной высоте пульсаций.

Полоса пропускания фотоприемника 300–400 нм охватывает авроральные линии систем 1NG N2+ и 2PG N2, соответствующие переходам из состояний, имеющих малое время жизни ($<10^{-4}$ с). По этой причине имеет смысл полностью использовать временное разрешение фотоприемника.

МАФЭУ работает в режиме счета одиночных фотоэлектронов (эффективность регистрации фотонов $\sim 20\text{--}30\%$). Этот режим реализуется с помощью специализированной интегральной схемы SPACIROC-3 (Spatial Photomultiplier Array Counting and Integrating Read Out Chip), которая была разработана для орбитальных флуоресцентных детекторов космических лучей предельно высоких энергий [20]. SPACIROC-3 производит счет однофотоэлектронных импульсов во временном интервале 1 или 2.5 мкс, что соответствует предельному временному разрешению детектора. Такой режим работы позволяет добиться очень высокой чувствительности детектора по сравнению с другими используемыми для исследования полярных сияний камерами.

Также в приборе предусмотрена возможность спектрометрических измерений отдельными 16-ю одноканальными ФЭУ со светофильтрами, которая на данном этапе не используется.

Верхнетуломский полигон ПГИ расположен на Кольском полуострове ($68^{\circ}36'$ с.ш., $31^{\circ}47'$ в.д., $\text{MLT} = \text{UT} + 3$ ч) и оснащен ночной камерой наблюдения всего неба (all-sky camera, ASC). В ASC используется промышленная аналоговая панхроматическая видеокамера EVS VNC-748-H2 на базе 1/2-дюймовой ПЗС-матрицы Sony ICX-429ALL и объектива Fujinon F1.4/1.6–3.4 мм “рыбий глаз”. Аналоговый видеосигнал от ASC захватывается промышленной картой захвата видеоизображения. Используя синхронизацию по сигналу GPS PPS, карта захватывает и суммирует 25 кадров. Необработанные данные из ASC представляют собой изображения с временным разрешением 1 с и размером 376×288 пикселей по 2 байта на пиксель.

Для оценки общей геофизической обстановки также использовались данные камеры всего неба в обсерватории Баренцбург (арх. Шпицберген).

Фотометр был установлен 29.09.2021 и проводил непрерывные измерения вплоть до мая 2022 г. совместно с оптическими камерами. Рассмотрим одно из событий, зарегистрированных в это время.

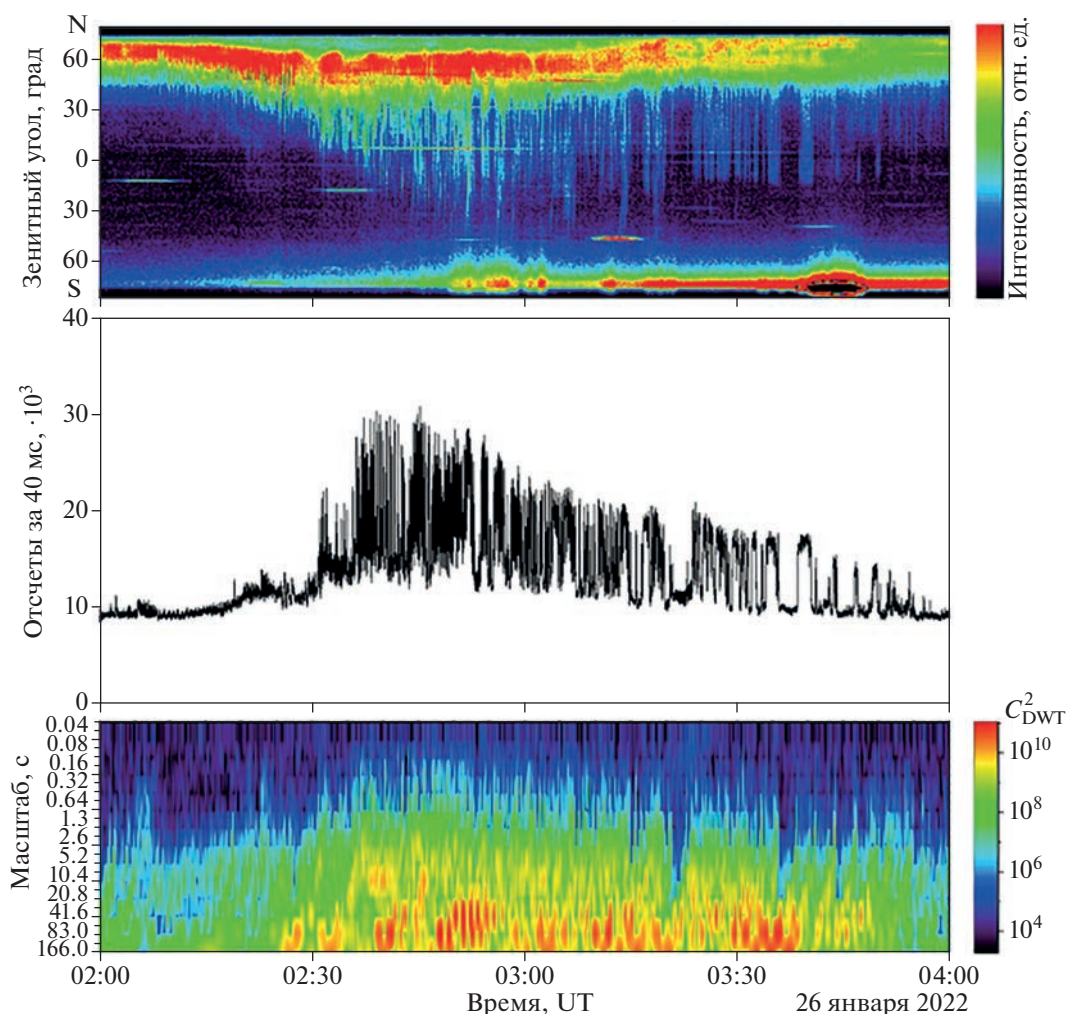


Рис. 1. Пульсирующие полярные сияния по наблюдениям на полигоне “Верхнетуломский”, сверху вниз: кеограмма по данным камеры всего неба; интенсивность свечения (число отсчетов за интервал измерения 40 мс) в поле зрения фотометра (канал вблизи зенита) в зависимости от времени; скалограмма (вейвлет-спектр мощности — квадрат значений детализирующих коэффициентов CDWT), полученная для временного ряда фотометра преобразованием с использованием вейвлетов Добеши 4 порядка (масштаб характеризует период колебаний).

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЯ СОБЫТИЯ 26.01.2022 (02:00–04:00 UT)

Геофизическая обстановка в ночь 25–26.01.2022 была умеренно возмущенная. До полуночи по UT по наземным магнитным и оптическим данным на Кольском полуострове (здесь не приведены) произошло несколько суббуревых активизаций, *SYM-H*-индекс был ~ 40 нТл, *AE* индекс в максимуме доходил до ~ 1000 нТл. После 00 UT активность на широтах ниже 70° с.ш. уменьшилась, *AE* < 50 нТл, *SYM-H* ~ 20 нТл. Однако по данным камеры всего неба на Шпицбергене (здесь не показаны), авроральная активность на широтах южнее 78° с.ш. в виде активных лучистых дуг оставалась значительной. После 01:40 UT *AE* увеличился до 150 нТл, и около 01:50 UT наблюдалась яркая N–S дуга, что может быть признаком инъекции плаз-

мы из дальних областей плазменного слоя магнитосферного хвоста к Земле [21].

На рис. 1 приведены результаты регистрации пульсирующих сияний 26.01.2022, с 02:00 до 04:00 UT на полигоне “Верхнетуломский”. Регистрируемое в течение этого интервала полярное сияние классифицируется как потоковое (streaming) пульсирующее сияние [3], при котором появляется серия пятен, которые быстро удаляются от места появления и исчезают. Места появления и направление смещения выглядят хаотично. Кеограмма дает представление о динамике свечения вдоль меридиана, проходящего через зенит ASC. Интенсивность свечения передается в псевдоцвете: по мере усиления свечения окраска меняется от синего до темно-коричневого через зеленый, желтый и красный. Яркая линия вблизи южного

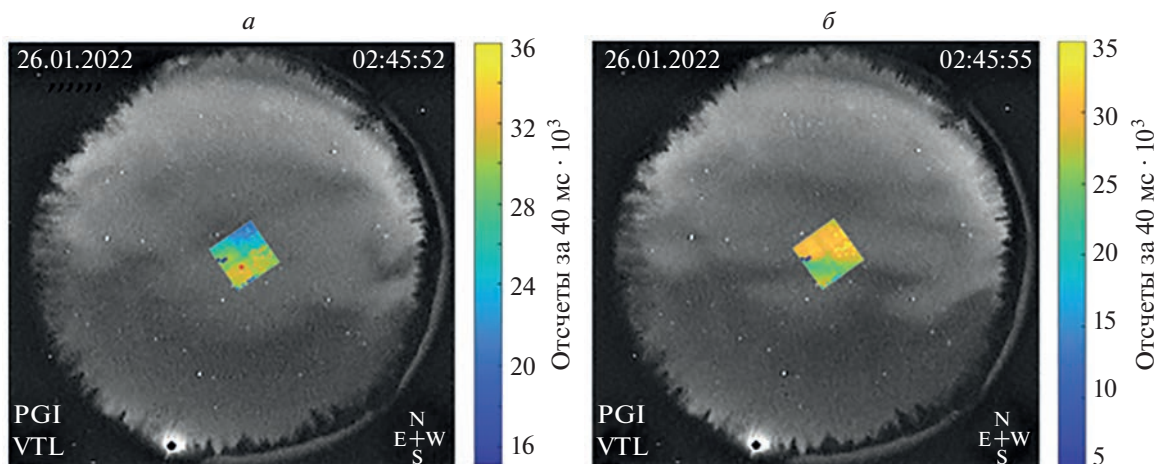


Рис. 2. Снимок камеры всего неба, совмещенный с одновременным изображением матрицы МАФЭУ фотометра: для 02:45:52 UT, выделенный для дальнейшего анализа фотометр помечен красной звездочкой (а); для 02:45:55 UT (б).

горизонта с максимумом около 03:45 UT — это прохождение Луны, прерывается из-за деревьев вблизи горизонта. Четкие горизонтальные отрезки на кеограмме — прохождение ярких звезд. На севере весь интервал наблюдается полоса полярных сияний, причем южная кромка полосы сияний постепенно спускается к югу. Узкие вертикальные отрезки на кеограмме — следы пульсирующих сияний. Смещение полосы к югу сопровождалось развитием небольшой, до 100 нТл, отрицательной вариации (“бухты”) в H -компоненте магнитного поля в обсерваториях Лопарская и Ловозеро, а также появлением шума на частотах ниже 0.7 Гц по данным индукционных магнитометров в Ловозеро и Верхнетуломском (не приведены).

На средней панели показана интенсивность свечения в поле зрения фотометра (канал вблизи зенита) в зависимости от времени. В течение полутора часов в поле зрения фотометра наблюдается быстропеременное пульсирующее свечение с варьирующейся амплитудой и частотой. Резкие увеличения амплитуды сигнала обусловлены усилением пульсирующих сияний, наблюдаются во время смещения полосы пульсирующих пятен от севера к зениту.

На нижней панели приведена скалограмма, полученная для временного ряда этого фотометра вейвлет-преобразованием с использованием вейвлетов Добеши 4 порядка. Из нее видно, что постоянных доминирующих периодов в пульсациях интенсивности не наблюдается.

Рассмотрим детальнее интервал 02:45–02:48 UT. Из данных камеры всего неба (см. кеограмму на верхней панели рис. 1) видно, что в поле зрения в течение всего интервала появляются и перемещаются пятна сияний, без сохранения какой-либо пространственной структуры от пятна к пятну.

Примеры кадров камеры всего неба с наложением на них одновременных данных телескопа приведены на рис. 2. Видно соответствие наблюдаемых пространственных структур свечения. Для дальнейшего анализа выбран один пиксель из матрицы МАФЭУ, помеченный на рис. 2а красной звездочкой (немного ниже центра на изображении).

Верхняя панель рис. 3 показывает сравнение осциллограмм фотометра и соответствующей ему суммы пикселей камеры всего неба в интервале 02:45–02:48 UT. Отчетливо видно совпадение медленной вариации излучения и более высокочастотная модуляция сигнала, измеряемая фотометром. На нижней панели приведена скалограмма, показывающая, что характерные периоды основных пульсации (наибольшей амплитуды) составляют 5–20 с. Более короткопериодные составляющие имеют тенденцию появляться в максимумах основных пульсации (фаза “включено”), а в минимумах (фаза “выключено”) они значительно меньше. Аналогичные закономерности видны на рис. 4 для интервала 03:00–03:03 UT.

Для сравнения спектрального состава пульсаций, интервал наблюдений фотометра от 02:36 до 03:15 UT, когда наблюдались наиболее сильные пульсации, был дополнительно обработан следующим образом:

- для выделения фаз пульсаций вычтено среднее значение и линейный тренд;
- точки с амплитудой меньше нуля отнесены к фазе “выключено”;
- точки с амплитудой больше нуля — к фазе “включено”;
- вычислены FFT спектры мощности по этим наборам;

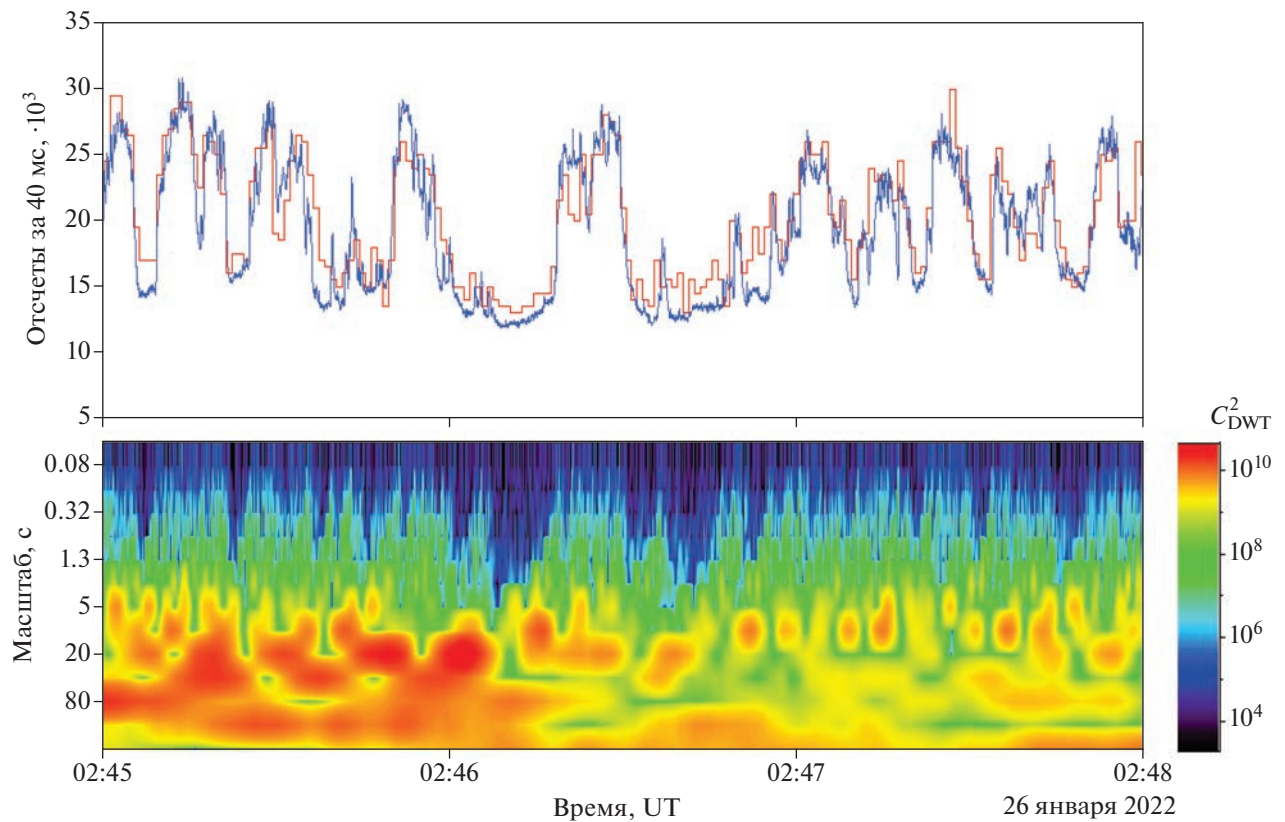


Рис. 3. Пульсирующие полярные сияния 28 января 2022 г., интервал 02:45–02:48 UT. Верхняя панель — сравнение осциллограмм фотометра (синяя линия) и соответствующего пикселя камеры всего неба (красная линия). Нижняя панель — вейвлет-спектр мощности (квадрат значений детализирующих коэффициентов), полученный для временного ряда фотометра.

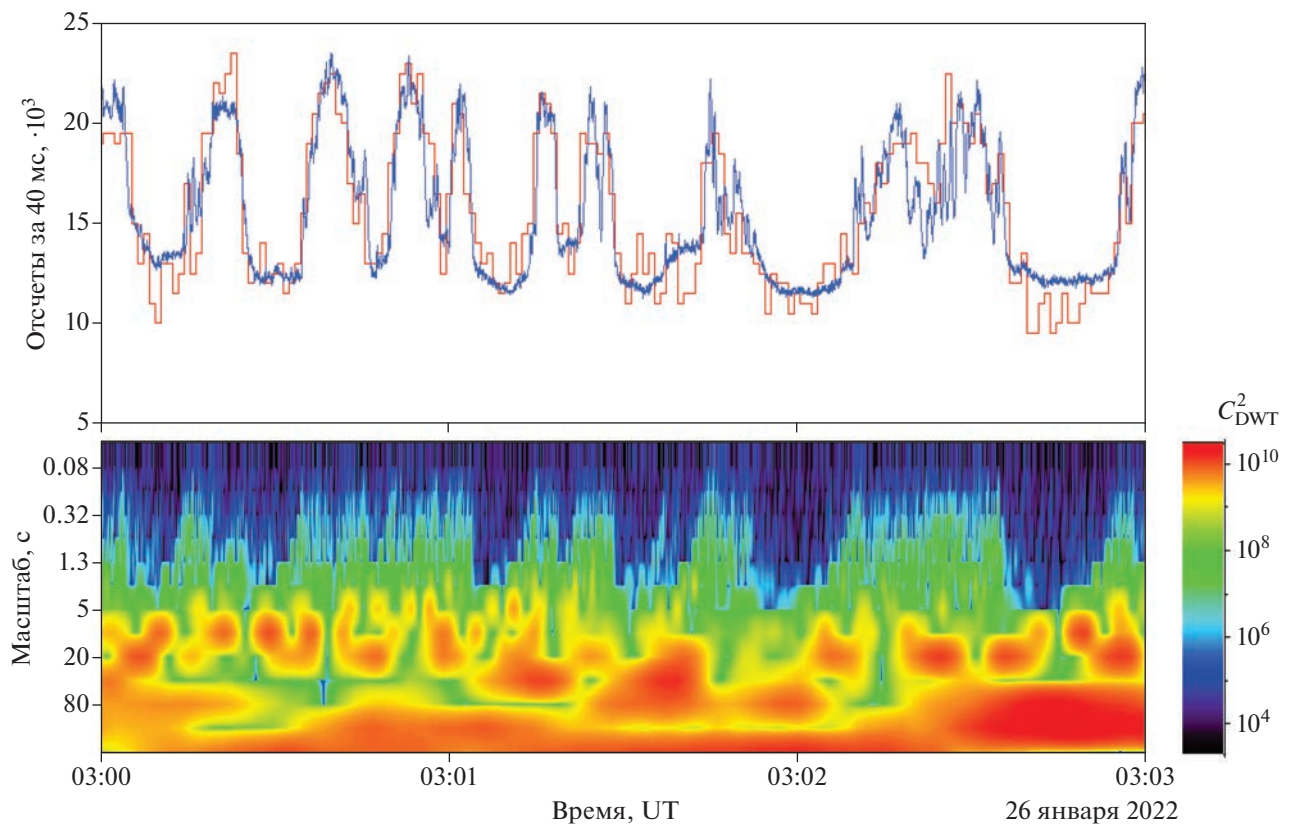


Рис. 4. То же, что на рис. 3 для интервала 03:00–03:03 UT.

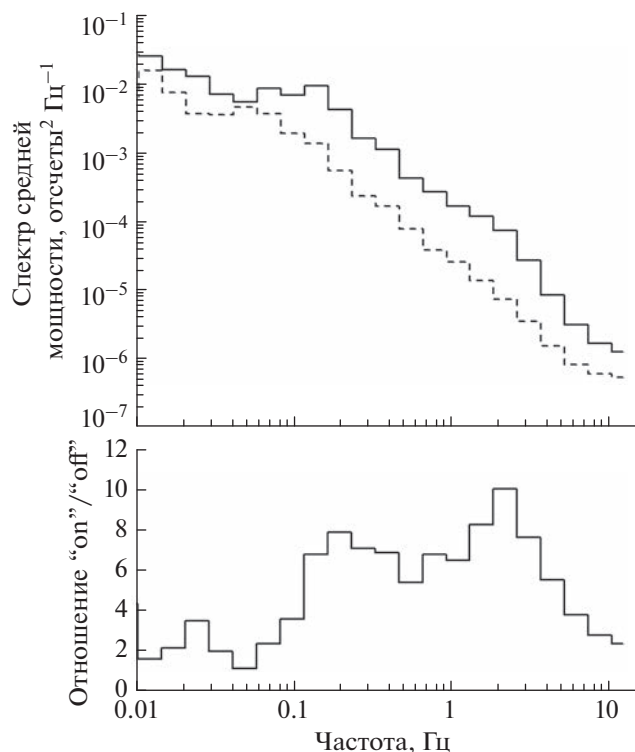


Рис. 5. Анализ изменения спектра во время пульсаций. Верхняя панель — усредненные FFT спектры мощности в спектральных диапазонах для фаз “включено” (сплошная линия) и “выключено” (пунктир). Нижняя панель — отношение компонент спектра фазы “включено” к “выключено”.

— для сглаживания спектр усреднен в спектральных компонентах с шагом $\sqrt{2}$ по частоте.

Результат обработки приведен на рис. 5. На верхней панели приведены усредненные спектры мощности компонент для фаз “включено” (сплошная линия) и “выключено” (пунктир). Для фазы “выключено” спектр непрерывный в интервале 0.05–12 Гц, без очевидных максимумов, близок к виду f^{-2} , где $f = 1/T$, f — частота, T — период пульсаций. Для фазы “включено” амплитуда компонент спектра в этом диапазоне выше, форма спектра искажается, хотя спектр остается ниспадающим с частотой, на нем не возникает явных пиков.

На нижней панели приведено отношение компонент спектра фазы “включено” к “выключено”. Видны следующие особенности:

- в полосе 0.14–0.4 Гц наблюдается широкий пик со средним значением в районе 7 и с максимумом ~ 8 на частоте 0.2 Гц;

- выше 1 Гц пик в полосе 1.5–3 Гц с хорошо выраженным максимумом порядка 10 на частоте 2.2 Гц.

Первый пик связан с основной частотой пульсаций (удвоенной за счет процедуры обработки сигнала), в то время как второй — с высокочастотной модуляцией свечения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описан случай одновременного наблюдения пульсирующих сияний при помощи нового фотометра на основе матрицы ФЭУ и камеры полного обзора неба, установленных на полигоне “Верхнелутомский”. Сияния имели форму дрейфующей с севера на юг полосы, заполненной пульсирующими пятнами. Интервал относится к моменту активизации сияний, связанной, возможно, с инъекцией плазмы из удаленных частей плазменного слоя по направлению к Земле (в область более низких широт в проекции на ионосферу), признаком которой можно считать появление N-S структуры в поле зрения камеры в Баренцбурге.

Регистрируемое в области совместных наблюдений свечение можно классифицировать как потоковое (streaming) пульсирующее сияние, при котором появляющиеся пятна быстро смещаются от места появления и исчезают. Места появления и направление смещения выглядят хаотично. Постоянных доминирующих периодов в пульсациях интенсивности в диапазоне от единиц до сотен секунд не наблюдалось, что могло быть обусловлено, например, быстрым движением структуры через поле зрения фотометра.

Высокоскоростная регистрация новым фотометром позволила выявить повышение амплитуды колебаний в диапазоне 1–10 Гц с максимумом на частоте около 2.2 Гц на фазе “включено” основных пульсаций. Результат согласуется с наблюдениями других авторов (см., например, [13]).

Анализ спектра флуктуаций светимости в интервале 0.05–12 Гц (внутренняя модуляция) показал, что на фазе “выключено” спектр близок к виду f^{-2} без очевидных максимумов. Для фазы “включено” форма спектра искажается, хотя спектр остается ниспадающим с частотой, а интенсивность на частотах более 1 Гц на порядок выше, чем на фазе “выключено” (см. нижнюю панель рис. 5). Последнее поддерживает сделанный выше вывод о существенной амплитуде внутренней модуляции сигнала именно на фазе “включено” основных пульсаций. Появление высокочастотной модуляции на стадии “включено” отмечалось ранее применительно к другим формам пульсирующих сияний ([12, 13, 16, 22]). В данном случае высокочастотная модуляция зафиксирована в полосе потокового пульсирующего сияния.

Отсутствие явных периодов в спектре пульсаций и степенной вид спектра может свидетельствовать о формировании наблюдаемой последова-

тельности пульсаций в режиме перемежаемости “включено—выключено”, ранее предложенной для объяснения последовательности хоровых элементов [23, 24]. Часто наблюдаемый при активизации сияний переход от хаотического, псевдопериодического к более регулярному периодическому режиму также укладывается в это объяснение.

Усиление шума на частотах ниже 0.7 Гц в данных индукционного магнитометра в Верхнетуломском и оптические пульсации этого частотного диапазона могут быть связаны между собой. Вопрос требует отдельного рассмотрения, что выходит за рамки данного исследования.

Таким образом, установленный на полигоне “Верхнетуломский” высокочувствительный фотометр на основе матрицы многоанодных фотоумножителей с большим временным разрешением существенно дополнил возможности аврального комплекса в высоких широтах РФ.

Авторы благодарят коллаборацию JEM-EUSO за возможность использования технологий коллаборации, а также рецензента за критические замечания, полезные обсуждения и дополнения.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-62-00010).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Johnstone A.D.* // *Nature*. 1978. V. 274. No. 5667. P. 119.
2. *Lessard M.R.* // *Auroral Phenom. Magnetosphere. Process. Earth Other Planets*. 2012. V. 197. P. 55.
3. *Nishimura Y., Lessard M.R., Katoh Y. et al.* // *Space Sci. Rev.* 2020. V. 216. P. 4.
4. *Royrvik O., Davis T.N.* // *J. Geophys. Res.* 1977. V. 82. No. 29. P. 4720.
5. *Balan N., Shiokawa K., Otsuka Y. et al.* // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2010. V. 115. No. A2. Art. No. A02304.
6. *Demekhov A.G., Trakhtengerts V.Y.* // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 1994. V. 99. No. A4. P. 5831.
7. *Kasahara S., Miyoshi Y., Yokota S. et al.* // *Nature*. 2018. V. 554. P. 337.
8. *Miyoshi Y., Saito S., Kurita S. et al.* // *Geophys. Res. Lett.* 2020. V. 47. Art. No. e90360.
9. *Tesema F., Partamies N., Nesse Tyssoy H., McKay D.* // *Ann. Geophys.* 2020. V. 38. P. 1191.
10. *Miyoshi Y., Oyama S., Saito S. et al.* // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2015. V. 120. No. 4. P. 2754.
11. *Yamamoto T.* // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. P. 897.
12. *Samara M., Michell R.G.* // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2010. V. 115. No. A9. Art. No. A00F18.
13. *Nishiyama T., Sakanoi T., Miyoshi Y. et al.* // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 3514.
14. *Kataoka R., Miyoshi Y., Sakanoi T. et al.* // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. No. 14. Art. No. L14106.
15. *Shiokawa K., Katoh Y., Hamaguchi Y. et al.* // *Earth Planets Space*. 2017. V. 69. No. 1. P. 1.
16. *Ozaki M., Shiokawa K., Miyoshi Y. et al.* // *Geophys. Res. Lett.* 2018. V. 45. No. 22. P. 12.
17. *Michell R.G., Grydeland T., Samara M.* // *Ann. Geophys.* 2014. V. 32. No. 10. P. 1333.
18. *Michell R.G., Samara M.* // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2015. V. 120. No. 10. P. 9192.
19. *Belov A.A., Klimov P.A., Kozelov B.V. et al.* // *J. Atm. Solar–Terr. Phys.* 2022. Art. No. 105905.
20. *Blin-Bondil S., Dulucq F., Rabanal J. et al.* // *Proc. 3rd Int. Conf. TIPP. (Amsterdam, 2014)*. P. 2014.
21. *Lyons L.R., Nagai T., Blanchard G.T. et al.* // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 1999. V. 104. No. A3. P. 4485.
22. *Safargaleev V., Sergienko T., Hosokawa K. et al.* // *Earth Planets Space*. 2022. V. 74. P. 31.
23. *Козелов Б.В., Тумова Е.Е., Любчик А.А. и др.* // *Геомагн. и аэроном.* 2003. Т. 43. № 5. С. 635.
24. *Trakhtengerts V.Y., Demekhov A.G., Titova E.E. et al.* // *Phys. Plasmas*. 2004. V. 11. No. 1. P. 1345.

Upgraded optical complex in ‘Verkhnetulomsky’ observatory: equipment and first results

A. A. Belov^{a, b}, P. A. Klimov^{a, *}, B. V. Kozelov^c, A. S. Murashov^a, A. V. Roldugin^c, D. A. Trofimov^{a, b}

^a *Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia*

^b *Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia*

^c *Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia*

^{*}*e-mail: pavel.klimov@gmail.com*

A new photometer with spatial resolution was installed in addition to the all-sky camera at the “Verkhnetulomsky” observatory of the Polar Geophysical Institute, located inside the auroral zone, to study the fine space-time structure of the auroral luminescence. We described the scientific equipment and the case of simultaneous observations of pulsating auroras with internal modulation in the hertz range.

УДК 533.95

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОКОВОГО СЛОЯ В ХВОСТЕ МАГНИТОСФЕРЫ ЮПИТЕРА

© 2023 г. П. В. Сецко*

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
“Полярный геофизический институт”, Апатиты, Россия

*E-mail: setsko@pgia.ru

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Представлены результаты численного моделирования токового слоя в ближнем хвосте магнитосферы Юпитера с целью оценить возможный диапазон параметров этого слоя в зависимости от наличия горячих ионов серы и кислорода. Характеристики полученных стационарных конфигураций токового слоя, образованного встречными потоками либо одних протонов, либо одних ионов кислорода, либо одних ионов серы, хорошо согласуются с данными аппарата Juno.

DOI: 10.31857/S0367676522700442, EDN: AIIYWI

ВВЕДЕНИЕ

Исследования магнитосферы Земли показали, что важной частью ее динамики являются формирование, эволюция и распад тонкого токового слоя (ТТС) в ближнем хвосте магнитосферы, в котором важную роль играет нормальная компонента магнитного поля. При этом термин “тонкий” означает, что толщина слоя L сравнима с гирорадиусом образующих его ионов (в данном случае протонов) на краю слоя R_c^∞ , т.е. $L \sim R_c^\infty$. Первый из вращавшихся вокруг Юпитера космических аппаратов Galileo обнаружил аналогичный ТТС в ближнем хвосте магнитосферы Юпитера [1], что вызвало значительный интерес международного научного сообщества, результатом которого стало включение более детальных исследований этого ТТС в число научных задач направленного к Юпитеру аппарата Juno.

Юпитер имеет сильное магнитное поле и обладает ярко выраженной магнитосферой, которая, помимо общих свойств с магнитосферой Земли, имеет ряд отличий. Так, характерное значение тангенциальной компоненты магнитного поля выше и ниже токового слоя (ТС) для Юпитера и для Земли одинаково: $B_{\varphi 0} = 20$ нТл, а характерное значение нормальной компоненты B_n для Юпитера составляет $B_{nJ} = 1$ нТл, в то время как для Земли оно в 2 раза больше: $B_{nE} = 2$ нТл (нижние индексы J и E во всех случаях обозначают величины для Юпитера и Земли соответственно).

Данные вышеупомянутых аппаратов Galileo и Juno [1, 2] показывают, что в ТТС ближнего хвоста магнитосферы Юпитера помимо протонов могут присутствовать тяжелые горячие ионы кислорода O^+ и серы S^+ . Их источником являются регулярные вулканические выбросы диоксида серы SO_2 на ближайшем к Юпитеру спутнике Ио, средний радиус орбиты которого примерно равен $6R_J$, где $R_J \approx 11R_E$ — радиус Юпитера, а R_E — радиус Земли. Попадая в ближнюю магнитосферу Юпитера, молекулы SO_2 разделяются на холодные ионы кислорода O^+ и серы S^+ , которые в результате движения в магнитном и электрическом полях приобретают значительную кинетическую энергию и заполняют всю ближнюю магнитосферу Юпитера, составляя значительную долю в концентрации ионов в периоды длительной вулканической активности на Ио.

Сравнение параметров плазмы в ТТС ближнего хвоста магнитосферы Юпитера и в ближней части плазменного слоя магнитосферы Земли, показывает, что характерные значения температуры протонов составляют $T_{pJ} \sim 5\text{--}20$ кэВ и $T_{pE} \sim 2\text{--}10$ кэВ соответственно. Характерные значения температуры ионов кислорода составляют $T_{OJ} \sim 20\text{--}40$ кэВ и $T_{OE} \sim 0.2\text{--}0.8$ кэВ, то есть в хвосте магнитосферы Юпитера они на 2 порядка горячее, чем ионы кислорода, которые вытягиваются из высокоширотной земной ионосферы во время возмущенных периодов, когда последовательно происходит несколько суббурь (см. [3–5]). Наиболее горячими ионами в магнитосфере Юпи-

тера являются ионы серы: $T_{SJ} \sim 40\text{--}60$ кэВ. Характерные значения температуры электронов составляют $T_{eJ} \approx 1$ кэВ и $T_{eE} \approx 0.5\text{--}0.9$ кэВ соответственно. Отметим, что оценки пространственных масштабов изменения магнитного поля позволяют считать электроны замагниченными, в том числе и в центре ТС. Концентрации ионных компонент для Юпитера лежат в пределах $n_{\alpha J} \approx 0.01\text{--}0.05$ см $^{-3}$, т.е. на 1–2 порядка меньше, чем для Земли, где они составляют $n_{\alpha E} \approx 0.1\text{--}3$ см $^{-3}$. Отношение продольной скорости встречных потоков $V_{D\alpha}$ на краях ТС к тепловой скорости $V_{T\alpha}$ для Юпитера ориентировочно лежит в пределах $\delta_{\alpha J} = V_{D\alpha}/V_{T\alpha} \approx 0.25\text{--}4$, а для Земли они могут изменяться в более широком диапазоне $\delta_{\alpha E} = \frac{V_{D\alpha}}{V_{T\alpha}} \approx 0.1\text{--}10$.

В итоге для рассматриваемого ТС в ближнем хвосте магнитосферы Юпитера можно выделить три случая. В первом случае при длительном отсутствии вулканических выбросов на Ио этот ТС образован одними протонами. Во втором случае основной вклад в образование ТС вносят тяжелые горячие ионы серы. В третьем случае все ионные компоненты вносят значительный вклад в образование ТС. В первую очередь эти случаи будут отличаться толщиной ТС, а также профилями плотности тока и концентрации. Поэтому в качестве начального шага при интерпретации указанных экспериментальных данных разумно выполнить численное моделирование с помощью модели стационарного пространственно одномерного ТС с заданной нормальной компонентой магнитного поля, которая наиболее детально описана в [6, 7]. При этом входные параметры модели можно определить по данным аппарата Juno.

В данной работе выполняется такое моделирование в наиболее простом случае, когда ТС является плоским и симметричным и образован встречными продольными потоками либо одних протонов, либо одних ионов кислорода, либо одних ионов серы.

ОПИСАНИЕ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

В модели все функции зависят только от одной координаты z , которая направлена поперек ТС. Использовался наиболее простой симметричный вариант модели, в котором магнитное поле имеет заданную постоянную нормальную компоненту $B_z \equiv \text{Const}$ и самосогласованную тангенциальную компоненту $B_x(z)$, плотность тока и электри-

ческое поле имеют по одной самосогласованной компоненте $j_y(z)$ и $E_z(z)$:

$$\begin{aligned}\vec{B}(z) &= B_x(z)\vec{e}_x + B_z\vec{e}_z, \quad \vec{j}(z) = j_y(z)\vec{e}_y, \\ \vec{E}(z) &= E_z(z)\vec{e}_z = -\frac{d\phi(z)}{dz}\vec{e}_z,\end{aligned}\quad (1)$$

где $\vec{e}_x$, $\vec{e}_y$ и $\vec{e}_z$ – векторы декартова базиса системы координат, $\phi(z)$ – скалярный потенциал. В модели возможен учет нескольких ионных компонент. Условие симметрии ТС имеет вид

$$\begin{aligned}B_x(-z) &\equiv -B_x(z), \quad E_z(-z) \equiv -E_z(z), \\ f_\alpha(-z, v_x, v_y, -v_z) &\equiv f_\alpha(z, v_x, v_y, v_z),\end{aligned}\quad (2)$$

где $f_\alpha(z, \vec{v})$ – функции распределения ионов сорта α . За пределами области моделирования $\{|z| < L\}$ магнитное поле считается постоянным, а электрическое нулевым:

$$\begin{aligned}\vec{B}|_{z \geq L} &\equiv \vec{B}^{(+)} = B_{x0}\vec{e}_x + B_z\vec{e}_z, \quad \vec{B}|_{z \leq -L} \equiv \vec{B}^{(-)} = \\ &= -B_{x0}\vec{e}_x + B_z\vec{e}_z, \quad \vec{E}|_{|z| \geq L} \equiv 0.\end{aligned}$$

Для каждой ионной компоненты соответствующее стационарное уравнение Власова численно решается методом характеристик, детально изложенным в [6, 7]. В каждом узле равномерной пространственной сетки задается ориентированная по местному магнитному полю равномерная сетка фиксированного размера в трехмерном пространстве скоростей. Таким образом, получается сетка в фазовом пространстве переменных $(z, \vec{v}) \in \mathbb{R}^4$. Из узлов этой сетки в прошлое (при $t < 0$) рассчитываются фазовые траектории ионов вплоть до их выхода из области моделирования $\{|z| < L\}$ в область влета, где заданы функции распределения образующих ТС встречных продольных потоков ионов, которые являются распределением Максвелла с гидродинамической скоро-

стью $\vec{U}_\alpha^{(\pm)} = -\left(\frac{z\vec{B}^{(\pm)}}{z\vec{B}^{(\pm)}}\right)V_{D\alpha}^{(\pm)}$, направленной вдоль силовых линий магнитного поля в сторону слоя и имеющей величину $V_{D\alpha}^{(\pm)}$ (свою для каждого сорта ионов):

$$\begin{aligned}f_\alpha^{(\pm)}(z, \vec{v}) &= \frac{n_\alpha^{(\pm)}}{(V_{T\alpha}^{(\pm)}\sqrt{2\pi})^3} \exp\left(-\frac{1}{2(V_{T\alpha}^{(\pm)})^2}|\vec{v} - \vec{U}_\alpha^{(\pm)}|^2\right), \\ \frac{z}{|z|}(\vec{B}^{(\pm)} \cdot \vec{v}) &< 0,\end{aligned}\quad (3)$$

где $n_\alpha^{(\pm)}$ – концентрация, $V_{T\alpha}^{(\pm)} = \sqrt{eT_\alpha^{(\pm)}/m_\alpha}$ – тепловая скорость, а $T_\alpha^{(\pm)}$ – температура (в эВ) в этих потоках. Геометрия задачи показана на рис. 1.

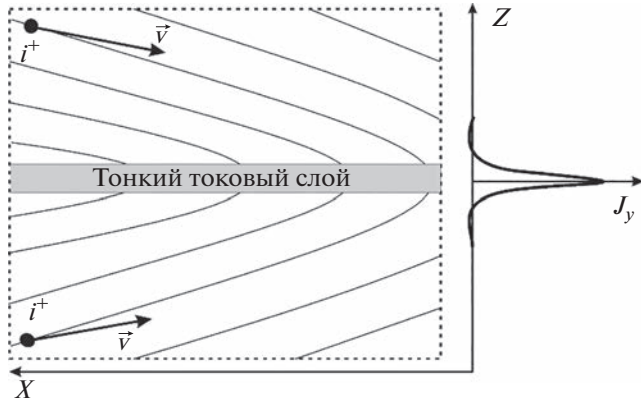


Рис. 1. Геометрия задачи.

В результате из условия постоянства функции распределения вдоль фазовой траектории по значению функции влета в точку выхода этой траектории из области моделирования рассчитываются значения функции распределения $f_\alpha(z, \vec{v})$ в узлах сетки в пространстве скоростей для каждого узла пространственной сетки.

По функции распределения для каждого сорта ионов α в узлах пространственной сетки рассчитываются концентрация $n_\alpha(z)$ и у-компонента плотности тока $j_{\alpha y}(z)$. По ним для ионов рассчитываются суммарные плотность заряда $\rho_i(z) = \sum_\alpha q_\alpha n_\alpha(z)$ и у-компонента плотности тока $j_{iy}(z) = \sum_\alpha j_{\alpha y}(z)$. Концентрация замагниченных электронов определяется из условия квазинейтральности $n_e(z) = \rho_i(z)/e$, а их функция распределения считается изотропным распределением Максвелла-Больцмана в потенциальном электрическом поле с постоянной температурой $T_e \equiv \text{Const}$. Эта функция является точным решением уравнения Власова в дрейфовом приближении и имеет вид

$$F_e(z, v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{n_{e0}}{(V_{Te}\sqrt{2\pi})^3} \exp\left(\frac{\phi(z)}{T_e}\right) \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}{2V_{Te}^2}\right), \quad (4)$$

где n_{e0} – концентрация электронов на краю ТС. Отсюда следует, что потенциал $\phi(z)$ и изотропное давление электронов $p_e(z)$ связаны с их концентрацией формулами

$$n_e(z) = n_{e0} \exp(\phi(z)/T_e), \quad \phi(z) = T_e \ln(n_e(z)/n_{e0}), \quad (5)$$

$$p_e(z) = en_e(z)T_e,$$

а также полное силовое равновесие электронов, то есть выполнение уравнения $en_e(z)\vec{E}(z) = -\nabla p_e(z)$. Из этого уравнения и выражения для

плотности тока замагниченных электронов из дрейфовой теории следует:

$$\vec{j}_e(z) = j_{e\parallel}(z)\vec{b}(z) - en_e\vec{v}_E + (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \frac{[\vec{b} \times (\vec{b} \times \nabla)\vec{b}]}{B} + \frac{[\vec{b} \times \nabla p_{e\perp}]}{B}, \quad (6)$$

(где $\vec{b} = \frac{\vec{B}}{B}$ – единичный вектор вдоль магнитного поля, $\vec{v}_E = \frac{[\vec{E} \times \vec{B}]}{B^2}$ – скорость электрического дрейфа), а также из условия симметрии (2) вытекает равенство нулю плотности тока замагниченных электронов: $\vec{j}_e(z) \equiv 0$.

Таким образом, поля в модели определяются плотностями заряда и тока ионов и температурой электронов: потенциал электрического поля определяется 2-й формулой в (5), а магнитное поле определяется из уравнения Ампера:

$$\frac{dB_x(z)}{dz} = \mu_0 j_{iy}(z), \quad \phi(z) = T_e \ln\left(\frac{\rho_i(z)}{\rho_{i0}}\right), \quad (7)$$

$$E_z(z) = -\frac{d\phi(z)}{dz},$$

В расчетах использовались значения нормальной компоненты магнитного поля $B_z = 1$ нТл и величина тангенциальной компоненты вне слоя $B_{x0} = 20$ нТл. Шаг сетки в пространстве скоростей для каждого сорта ионов ($\alpha = p, O^+, S^+$) был равен $1/16$ от их тепловой скорости в потоках: $\Delta v_\alpha = V_{T\alpha}/16$. Значения температуры и продольной скорости потоков каждой ионной компоненты выбирались как характерные значения из данных аппарата Juno и составляли $T_p = 10$ кэВ, $T_O = 20$ кэВ, $T_S = 40$ кэВ, $V_{D\alpha} = 2V_{T\alpha}$, т.е. параметр потока $\delta_\alpha = V_{D\alpha}/V_{T\alpha}$ был одинаков для всех сортов ионов: $\delta_p = \delta_O = \delta_S = 2$. Температура электронов была $T_e = 1$ кэВ.

Важным параметром для модели является характерный тепловой гирорадиус $R_{c\alpha}^\infty$ в потоках каждой ионной компоненты плазмы на краю ТС, который определяется формулами

$$R_{c\alpha}^\infty = V_{T\alpha}/\omega_{c\alpha}^\infty, \quad V_{T\alpha} = \sqrt{eT_\alpha/m_\alpha}, \quad (8)$$

$$\omega_{c\alpha}^\infty = (q_\alpha B_\infty)/m_\alpha, \quad B_\infty = \sqrt{B_{x0}^2 + B_z^2},$$

Полуширина $L_{\alpha 0}$ ТТС, образованного потоками ионов сорта α , связана с гирорадиусом $R_{c\alpha}^\infty$ эмпирической оценкой [8, 9]:

$$L_{\alpha 0} \sim 4R_{c\alpha}^\infty. \quad (9)$$

При этом полуширина области моделирования L_α должна быть достаточно большой, чтобы

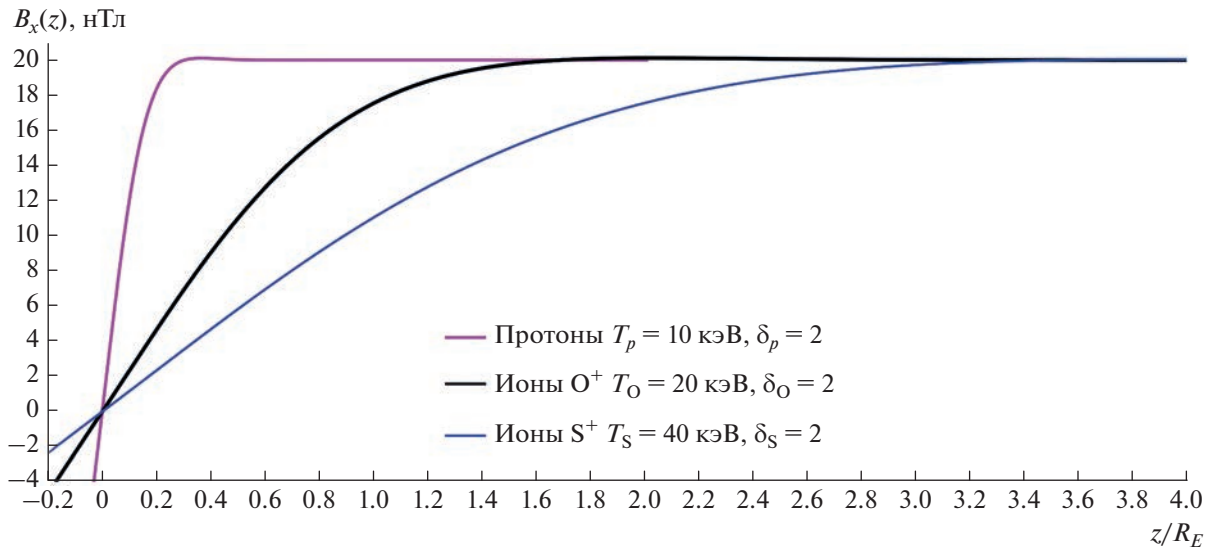


Рис. 2. Профили тангенциальной компоненты магнитного поля $B_x(z)$ в нТл.

орбиты влетающих с краев тепловых ионов сорта α проходили достаточно далеко от токового слоя в ее центре. При выборе шага пространственной сетки $(\Delta z)_\alpha$ нужно исходить из требования обеспечить разрешение возможной тонкой структуры профилей в центре ТТС. Из этих соображений вытекают оценки

$$L_\alpha \sim L_{\alpha 0} + (5-6) \cdot R_{c\alpha}^\infty \sim (8-10) \cdot R_{c\alpha}^\infty, \quad (10)$$

$$(\Delta z)_\alpha \leq \frac{R_{c\alpha}^\infty}{25}.$$

которые позволяет оценить размер области моделирования и шаг сетки по пространству.

При указанных выше параметрах гирорадиус $R_{c\alpha}^\infty$ составляет для протонов $R_{cp}^\infty \approx 500$ км, для ионов кислорода $R_{co}^\infty \approx 2830$ км, и для ионов серы $R_{cs}^\infty \approx 5660$ км. В соответствии с оценками (10) полуширина области моделирования и шаг сетки по пространству в случае ТТС, образованного потоками протонов составляли $L_p = 2R_E = 12800$ км и $(\Delta z)_p = 20$ км. В случае ТТС, образованного потоками ионов серы, эти параметры составляли $L_s = 6.5R_E = 41600$ км и $(\Delta z)_s = 100$ км, а для ТТС, образованного потоками ионов кислорода, они составляли $L_o = 4.5R_E = 28800$ км и $(\Delta z)_o = 50$ км.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для каждого из описанных выше трех вариантов были получены стационарные конфигурации ТТС. На рис. 2 показаны полученные профили тангенциальной компоненты магнитного поля

$B_x(z)$ в нТл. На рис. 3 показаны профили компоненты плотности тока $j_{cy}(z)$ в нА/м², а на рис. 4 показаны профили концентрации $n_\alpha(z)$ в см⁻³. На всех рисунках фиолетовая линия показывает профиль для ТТС, образованного потоками протонов, черная линия показывает профиль для ТТС, образованного потоками ионов кислорода, а синяя линия отображает профили для ТТС, образованного потоками ионов серы.

Полученные результаты показали хорошее соответствие с данными измерений. Концентрации плазмы в рассчитанных конфигурациях попали в

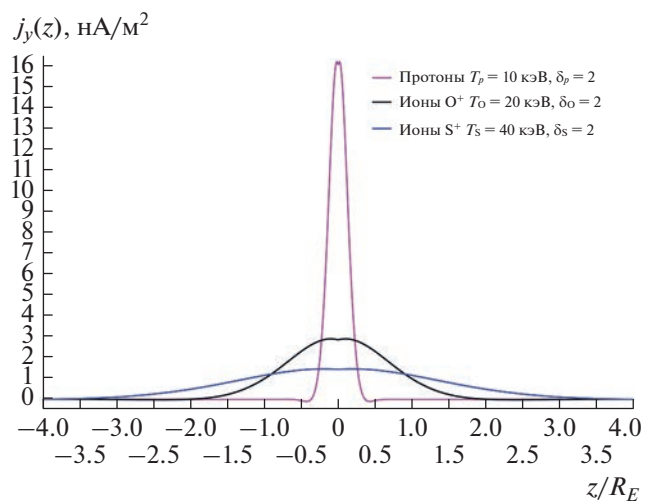


Рис. 3. Профили компоненты плотности тока $j_{cy}(z)$.

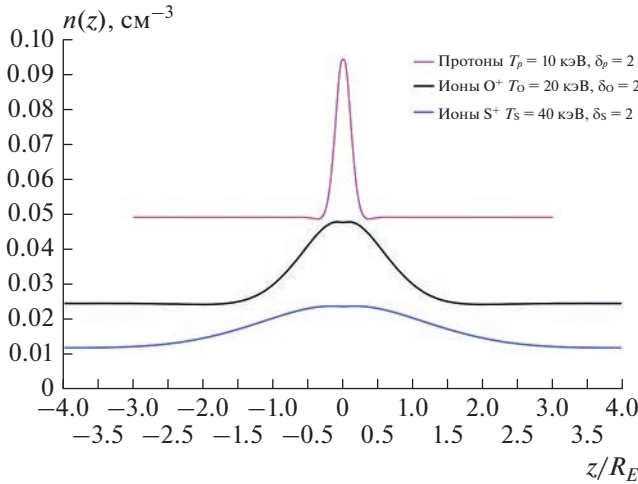


Рис. 4. Профили концентрации $n_\alpha(z)$.

наблюдаемый диапазон значений для всех трех сортов ионов. Из графиков видно, что потоки более горячих ионов дают изменение магнитного поля при переходе через слой в $\Delta B_\tau = 2B_{\tau 0} = 40$ нТл при меньших значениях концентрации, и выполняется соотношение

$$T_\alpha n_\alpha(z) \approx T_\beta n_\beta(z), \quad (11)$$

которое вытекает из условия силового баланса в пространственно одномерном ТТС, изложенного в [10].

Также расчеты подтвердили эмпирическую оценку (9) на полуширину ТС. Из этой оценки и значений температуры потоков протонов, температуры ионов серы и температуры ионов кислорода вытекает, что полуширина ТС для рассчитанных вариантов различается в разы:

$$\frac{L_\alpha}{L_\beta} \sim \frac{R_{c\alpha}^\infty}{R_{c\beta}^\infty} = \frac{\sqrt{m_\alpha T_\alpha}}{\sqrt{m_\beta T_\beta}}, \quad (12)$$

что подтверждается результатами расчетов. Образованный потоками протонов ТС является наиболее тонким: полуширина основной его части без овершуттов составляет примерно $L_{p0} \approx 0.31R_E$, а концентрация и плотность тока в центре ТС имеют значения вблизи максимально наблюдаемых:

$$n_p^\infty \approx 0.05 \text{ см}^{-3}, \quad \max n_p \approx 0.095 \text{ см}^{-3}, \\ \max j_{py} \approx 16.2 \text{ нА/м}^2.$$

В случае образования ТС потоками одних ионов серы S^+ он получился наиболее широким с полушириной $L_{S0} \approx 3.54R_E \approx 8\sqrt{2}L_{p0}$, т.е. оценка (12) выполняется с хорошей точностью. Концентрация и

плотность тока в центре ТС имеют значения вблизи минимально наблюдаемых:

$$n_S(z) \approx \frac{1}{4} n_p(z), \quad n_S^\infty \approx 0.0125 \text{ см}^{-3},$$

$$\max n_S \approx 0.024 \text{ см}^{-3}, \quad \max j_{Sy} \approx 1.5 \text{ нА/м}^2.$$

Образованный потоками одних ионов кислорода O^+ ТС занимает промежуточное положение с полушириной $L_{O0} \approx 1.78R_E \approx 4\sqrt{2}L_{p0}$, т.е. оценка (12) также выполняется с хорошей точностью. Концентрация и плотность тока в центре ТС также имеют значения примерно посредине наблюдаемого диапазона:

$$n_O(z) \approx \frac{1}{2} n_p(z), \quad n_O^\infty \approx 0.025 \text{ см}^{-3},$$

$$\max n_O \approx 0.048 \text{ см}^{-3}, \quad \max j_{Oy} \approx 3 \text{ нА/м}^2.$$

Отметим, что в реальности в хвосте магнитосферы Юпитера должна всегда присутствовать фоновая популяция протонов, которая не вносит вклад в плотность тока. Аналогичная фоновая популяция протонов всегда присутствует в хвосте магнитосферы Земли. В представленной модели она не учитывается. Концентрация этой популяции постоянна в ТС и по величине сравнима с концентрацией “пролетной” популяции, которая рассматривается в расчетах. Поэтому учет этой популяции уменьшит отношение $\rho_i(z)/\rho_{i0}$ во второй формуле в (7), а, значит, уменьшит величину электрического поля. При этом следует отметить, что в рассматриваемой задаче выполнены условия $T_e \ll T_p < T_O < T_S$, из которых следует, что электрическое поле очень мало и оказывает очень слабое влияние на движение ионов в ТС, что подтверждают результаты расчетов. Поэтому пренебрежение фоновой популяцией вполне оправданно для постановки задачи, которая рассматривается в этой работе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые выполнено численное моделирование ТС в хвосте магнитосферы Юпитера на кинетическом уровне. Результаты моделирования объясняют наблюдаемый диапазон значений концентрации в ТС ближнего хвоста магнитосферы Юпитера: максимальные концентрации получаются в периоды длительных пауз в вулканической активности на Ио, когда в ближней магнитосфере Юпитера присутствуют в основном протоны. В этом случае для согласования расчетного изменения тангенциальной компоненты магнитного поля между долями хвоста с наблюдаемым значением необходима максимальная концентрация протонов, которые в магнитосфере Юпитера имеют меньшую температуру по сравнению с ионами кислорода O^+ и серы

S^+ . При этом токовый слой будет наиболее тонким. Минимальные концентрации ионов будут наблюдаться в периоды длительной вулканической активности на Ио, когда в ближней магнитосфере Юпитера присутствуют значительная доля горячих ионов серы S^+ . При этом токовый слой будет наиболее широким, на порядок шире ТС образованного только потоками протонов, а максимальное значение плотности тока в нем будет наименьшим.

Приведенные в этой статье результаты расчетов будут полезны для анализа и интерпретации данных измерений магнитного поля и параметров частиц с космического аппарата Juno по мере их обработки и опубликования.

Автор выражает благодарность Мингалеву О.В. за советы и ценные замечания при написании статьи, а также Артемьеву А.В. за предоставленные спутниковые данные, которые послужили входными параметрами для модели. Данная работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Artemyev A.V., Vasko I.Y., Kasahara S. // Planet. Space Sci. 2014. V. 96. P. 133.
2. Zhang X.-J., Ma Q., Artemyev A.V. et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2020. V. 125. No. 8. Art. No. e2020JA027957.
3. Kistler L.M., Mouikis C.G., Cao X. et al. // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. No. A11. Art. No. A11222.
4. Kronberg E.A., Ashour-Abdalla M., Dandouras I. et al. // Space Sci. Rev. 2014. V. 184. P. 173.
5. Artemyev A. V., Angelopoulos V., Runov A., Zhang X.-J. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2020. V. 125. No. 7. Art. No. e2019JA027612.
6. Мингалев О.В., Малова Х.В., Мингалев И.В. и др. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 10. С. 769.
7. Мингалев О.В., Сецко П.В., Мельник М.Н. и др. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 3. С. 237.
8. Зеленый Л.М., Малова Х.В., Артемьев А.В. и др. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 2. С. 137.
9. Зеленый Л.М., Малова Х.В., Григоренко Е.Е., Попов В.Ю. // УФН. 2016. Т. 186. № 11. С. 1153.
10. Мингалев О.В., Сецко П.В., Мельник М.Н. и др. // Солн.-земн. физ. 2021. Т. 7. № 2. С. 12.

Simulation of current sheet in the Jupiter's near magnetotail

P. V. Setsko*

Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

*e-mail: setsko@pgia.ru

We considered numerical modeling of the current sheet in the Jupiter's near magnetotail to estimate the possible range of parameters of this layer depending on the presence of hot sulfur and oxygen ions. The characteristics of the obtained stationary configurations of the current sheet formed by counterflows of either protons alone, or oxygen ions alone, or sulfur ions alone, are in good agreement with the Juno's data.

УДК 550.385

СВЯЗЬ ВЫСОТЫ СТАБИЛЬНЫХ АВРОРАЛЬНЫХ КРАСНЫХ ДУГ С СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ НА МЕРИДИАНЕ ЯКУТСКА

© 2023 г. И. Б. Иевенко¹, *, С. Г. Парников¹, А. В. Сокольников¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт космических исследований и астрономии имени Ю.Г. Шафера Сибирского отделения
Российской академии наук, Якутск, Россия

*E-mail: ievenko@ikfia.ysn.ru

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Представлены первые результаты триангуляционных измерений высоты красных дуг на меридиане Якутска в 2015–2020 гг. Получены значения высоты нижней границы свечения в дугах 350–370 км вблизи максимума и 250–290 км во время минимума солнечной активности в 24 цикле. Уменьшение высоты красных дуг в годы минимума обусловлено значительным падением плотности верхней нейтральной атмосферы.

DOI: 10.31857/S0367676522700454, EDN: AIMSUY

ВВЕДЕНИЕ

Стабильные авроральные красные (SAR) дуги возникают вследствие перекрытия кольцевого тока с внешней плазмосферой (плазмопаузой) во время магнитных бурь, которые определяются по вариации геомагнитного индекса *Dst* [1–3]. Потoki энергичных ионов нагревают плазмосферные электроны согласно механизмам, предложенным Коул [4, 5] а также Корнуолл и др. [6]. Возникающий нисходящий поток сверхтепловых электронов вдоль линий магнитного поля увеличивает окружающую электронную температуру на высотах области *F2* ионосферы в виде субаврорального пика электронной температуры (*Te* пика). В результате происходит усиление интенсивности красной линии атомарного кислорода в SAR-дуге, отображающей плазмопаузу [3].

Согласно механизму генерации SAR-дуги Коула, передача энергии от энергичных ионов кольцевого тока тепловым электронам внешней плазмосферы в результате кулоновских столкновений происходит во все времена магнитной бури в процессе развития авроральных возмущений. Обобщение Коула хорошо соответствовало имеющимся в то время наблюдениям SAR-дуг. После теоретической работы Корнуолл и др. многие исследователи стали считать, что SAR-дуги должны возникать во время фазы восстановления бури.

Однако спутниковые исследования, проведенные в период 1980–1990 гг., иногда указывали на

то, что энергичные частицы кольцевого тока проникают во внешнюю плазмосферу во время главной фазы магнитной бури и/или во время отдельных суббурь [3, 7]. Результаты наблюдений SAR-дуг с помощью цифровых камер всего неба (All-sky imagers, ASI) также указывают на проникновение энергичных ионов кольцевого тока во внешнюю плазмосферу в начале главной фазы магнитной бури во время суббурь [8–10].

Наши многолетние наблюдения субаврорального свечения на меридиане Якутска (62° с.ш., 130° в.д.) на большом количестве событий детально показали, что SAR дуги появляются и/или уярчаются во время фазы расширения суббурь. Формирование SAR-дуги начинается в окрестности экваториальной границы диффузного сияния (ДС). В случае длительной суббуревой активности SAR-дуга отделяется от ДС и движется в экваториальном направлении [11–15]. В последних статьях мы впервые сделали сопоставление наземной регистрации SAR-дуги ASI “Keo Sentry” (см. раздел 2) с данными одновременных измерений параметров плазмы и потоков частиц на борту спутника Van Allen Probe (B) в начале большой магнитной бури [16, 17]. В нашей работе [18] впервые представлены результаты одновременных наблюдений ASI динамики сияний и формирования SAR-дуги на авроральных и субавроральных широтах, соответственно.

В настоящее время принято считать, что высота излучения красной линии атомарного кислорода

в SAR дугах имеет среднее значение 400–450 км [3, 9]. В то же время высота максимальной скорости возбуждения эмиссии 630.0 нм в дуге потоком сверхтепловых электронов в область F_2 ионосферы должна зависеть от высотного распределения плотности атомарного кислорода и коэффициента дезактивации возбужденных атомов $O(^1D)$. Известно значительное изменение высотного распределения плотности верхней нейтральной атмосферы в течение солнечного цикла. Мы сделали оценку вариаций плотности атомарного кислорода (O) по модели MSISE-90 для магнитно-спокойных дней в феврале в 2000 и 2008 гг. (для максимума и минимума 23 солнечного цикла) в локальную полночь на широте 64° с.ш. на меридиане Якутска. Было получено, что на высотах 350 и 450 км концентрация O уменьшалась в ~ 4 и ~ 9 раз, соответственно, в минимуме 23 солнечного цикла. Это дает основание полагать, что высота SAR-дуг вероятнее всего падает во время низкой солнечной активности.

По данным многолетних наблюдений на меридиане Якутска мы знаем, что в условиях низкой и средней магнитной активности ($Dst \geq -50$ нТл; $Kp \leq 3-4$) SAR-дуги наблюдаются на геомагнитных широтах $55^\circ-60^\circ$ [14]. В 2018–2020 гг. мы выполнили триангуляционные измерения высоты красных дуг в минимуме 24 солнечного цикла по данным одновременных наблюдений субаврорального свечения на двух станциях. Также была определена высота дуг методом триангуляции в начале спада этого цикла в 2015 г. по данным наблюдений на одной станции и спутниковой регистрации Te пиков. В этой статье представлены первые результаты этих исследований.

МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫСОТЫ SAR-ДУГ

Мониторинговые наблюдения субаврорального свечения и полярных сияний проводятся на оптической станции Маймага (MMG: 63° с.ш., 130° в.д.) с исправленными геомагнитными координатами 58° CGMLat и 202° CGMLon для эпохи 2015 г. Станция располагается севернее на 1 градус широты г. Якутска (62° с.ш., 130° в.д.) на одном географическом меридиане. Полночь по магнитному локальному времени (MLT) на меридиане Якутска соответствует $\sim 15:50$ UT. Наблюдение сияний и SAR-дуг с 2013 г. выполняются цифровой камерой всего неба (All-sky imager (ASI)) “Keo Sentry” производства фирмы “Keo Scientific Ltd”. ASI оснащен CCD камерой PI Acton ProEM 1024B и пяти полостными интерференционными фильтрами с полушириной полосы пропускания 2.0 нм. Фильтры центрированы на длины волн 557.7 и 630.0 [OI], 470.9 (N_2^+), 486.1 (H β), 620.0 (континуум), 480.0 нм (континуум). Данные ASI

представлены в этой работе в виде кеограмм, а также отдельных изображений в проекции на поверхность Земли в исправленных геомагнитных координатах на основе моделей геомагнитного поля DGRF/IGRF.

В 2018 г. на авроральной станции Жиганск (ZGN: 66.8° с.ш., 123.4° в.д.) с геомагнитными координатами 62° CGMLat и 196° CGMLon был установлен сканирующий вдоль меридиана цифровой фотометр для регистрации субаврорального свечения и сияний в эмиссиях 557.7 и 630.0 нм [15]. Для событий одновременных наблюдений SAR-дуг на двух станциях были определены высоты их нижней границы методом триангуляции. Для выполнения измерений строились меридиональные сканограммы станций Жиганск и Маймага по исходным данным с угловым шагом 0.5 и 0.17 градуса, соответственно.

Красные дуги обычно имеют протяженность 150–350 км вдоль меридиана и до ~ 400 км по высоте. Поэтому определение высоты свечения в SAR-дуге по зенитным углам максимумов ее интенсивности на двух станциях дает не однозначные результаты, так как метод триангуляции применим к более локализованным источникам излучения. Например, этим методом проводились измерения высоты дискретных форм полярных сияний с линейными размерами от сотен метров до нескольких километров. Учитывая большие пространственные размеры красной дуги, мы выполнили триангуляционные измерения высоты ее нижней границы. Схема таких измерений на экваториальном крае дуги приведена на рис. 1а. Вычисления искомой высоты выполнялись по формулам (1) и (2):

$$h := \left(\sqrt{c^2 + R^2 + 2cR \cdot \cos(z_1)} \right) - R, \quad (1)$$

$$c := \frac{2R \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cdot \cos\left(z_2 - \frac{\alpha}{2}\right)}{\sin(z_1 + z_2 - \alpha)}, \quad (2)$$

где: h — искомая высота, R — радиус Земли, α — угол между станциями в градусах широты, z_1 и z_2 — зенитные углы регистрации нижней границы свечения на станциях Маймага и Жиганск, соответственно.

Формулы были выведены для схемы измерений с положением SAR-дуги в области широт между двумя станциями. Поэтому, в случае регистрации красной дуги экваториальнее этой области зенитный угол z_1 определяется со знаком минус. В ситуации наблюдения дуги полярнее этого интервала широт будет отрицательным угол z_2 . Между станциями Жиганск и Маймага угол $\alpha = 3.8^\circ$.

Схема показывает, что для зенитных углов больше z_1 и z_2 на двух станциях регистрируется фоновое свечение верхней атмосферы вне обла-

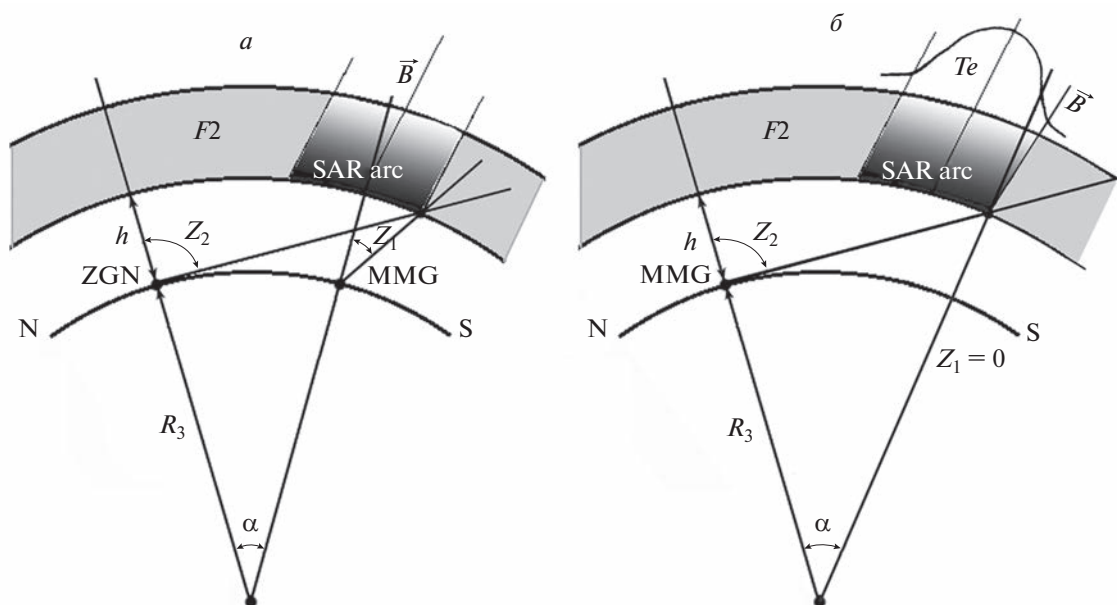


Рис. 1. Схемы определения высоты нижней границы свечения в SAR-дуге. Измерение высоты по данным одновременных наблюдений на двух станциях (а); по данным наблюдений на одной станции и одновременной регистрации Te пика на спутнике (б).

сти SAR-дуги. При значениях углов меньше z_1 и z_2 начинается регистрация усиления свечения выше фонового уровня в области нижней границы красной дуги. На схеме в градациях серого условно показано увеличение интенсивности эмиссии 630 нм в дуге на высотах F2 слоя ионосферы. Такие же измерения можно выполнить на северном крае SAR-дуги, когда она наблюдается в окрестности зенита полярной станции.

На рис. 1б приведена схема измерения высоты нижней границы свечения в дуге по одной наземной станции с использованием данных спутниковой регистрации Te пика вблизи меридиана наблюдений. В этом методе угол α определяется как разность между географическими широтами наземной станции и экваториальной (полярной) границы Te пика. Также, зенитный угол $z_1 = 0$ в выражениях (1) и (2). Измерения электронной температуры на спутниках DMSP с полярной орбитой выполняются значительно выше (~850 км) нижней границы свечения в SAR-дугах. Поэтому географическую широту экваториального (полярного) края Te пика нужно предварительно определить на подобранной высоте нижней границы свечения в дуге посредством сопряжения вдоль силовой линии геомагнитного поля (см. рис. 1б). На этой высоте проекции на поверхность Земли границы свечения и Te пика должны примерно совпадать (см. рис. 3б и 4б). В принципе, такое сопряжение двух границ позволяет определить высоту нижней границы свечения в красной дуге. Но более точно искомая высота вычисляется

по формулам (1) и (2) с использованием параметров α и z_2 .

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ С ОПРЕДЕЛЕНИЕМ ВЫСОТЫ SAR-ДУГ

На рис. 2 представлен пример определения высоты SAR-дуги по данным одновременных наблюдений на станциях Жиганск и Маймага 9 февраля 2019 г. в минимуме 24 солнечного цикла. Кеограммы на рис. 2а в эмиссии 630.0 нм [OI] двух станций показывают экваториальное движение SAR-дуги в интервале геомагнитных широт 62° – 58° от момента ее возникновения в окрестности границы ДС во время суббури. На кеограмме ст. Маймага в ~1930 UT (стрелка 2 на кеограмме) центр дуги регистрировался в окрестности зенита на широте 58° . Положение проекции дуги на поверхность Земли в зените станции наблюдений не зависит от ее высоты. Это дает возможность примерно определить высоту свечения в дуге как 270 км, при которой центр ее проекции на кеограмме ст. Жиганск также находится на этой широте.

Далее, определим высоту нижней границы свечения в SAR-дуге более точно по сканограммам в эмиссии 630.0 нм [OI] двух станций в ~1858 UT на рис. 2б (стрелка 1 рис. 2а). Шкалы углов на рисунке приведены с началом отсчета от южного горизонта станций. На сканограмме ст. Жиганск стрелкой указан зенитный угол z_2 экваториальной граница дуги, на которой начался резкий рост интенсивности красной линии атомарного

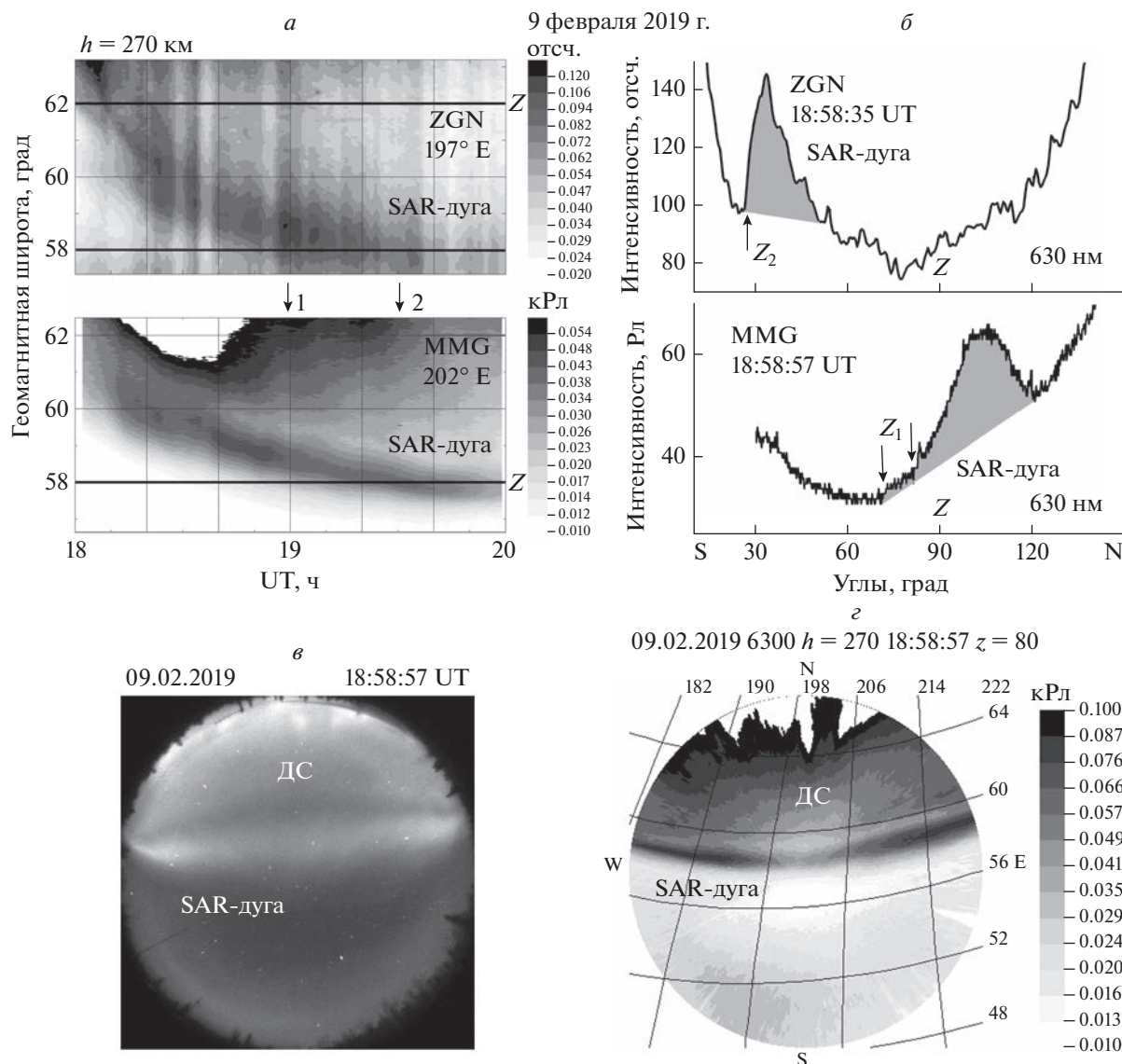


Рис. 2. Определение высоты SAR-дуги по наблюдениям на двух станциях 9 февраля 2019 г. Кеограммы в эмиссии 630.0 нм станций Жиганск (ZGN) и Маймага (MMG) в проекции на поверхность Земли для высоты свечения 270 км (а). Z — зенит станций; одновременные сканограммы SAR-дуги на двух станциях (б). Стрелками указаны отсчеты зенитных углов z_1 и z_2 на экваториальном крае дуги; оригинальное изображение (в автоконтрасте) всего неба в эмиссии 630.0 нм во время измерения высоты красной дуги (в); обработанное изображение в проекции на поверхность Земли для высоты свечения 270 км в исправленных геомагнитных координатах (г). Шкала интенсивности эмиссии в грациях серого приведена до 0.1 килорелея (кРл) для более детального отображения границы ДС и SAR-дуги.

кислорода. На ст. Маймага интенсивность красной дуги была ~ 35 Релей. Экваториальный край дуги отмечен на двух зенитных углах z_1 в начале плавного и резкого роста интенсивности. В данном случае два отсчета z_1 определяют возможную ошибку измерения высоты на границе свечения. Таким образом, по формулам (1) и (2) при $\alpha = 3.8^\circ$, $z_2 = 63.0^\circ$ были получены высоты нижней границы свечения в SAR-дуге 257 и 292 км для отсчетов $z_1 = -7.1^\circ$ и -17.1° , соответственно. Среднее значение высоты составляет 274.5 км, что хорошо согласуется с заданной высотой красной ду-

ги на кеограммах двух станций (см. рис. 2а). Рассмотренный пример указывает на достоверность триангуляционных измерений согласно схеме на рис. 1а. Изображения всего неба в эмиссии 630.0 нм [OI] на рис. 2в и 2г показывают положение красной дуги в окрестности зенита ст. Маймага во время определения ее высоты. В западном и восточном направлениях интенсивность дуги увеличивается в следствие эффекта ван Райна. Красная дуга располагалась вблизи экваториальной границы ДС.

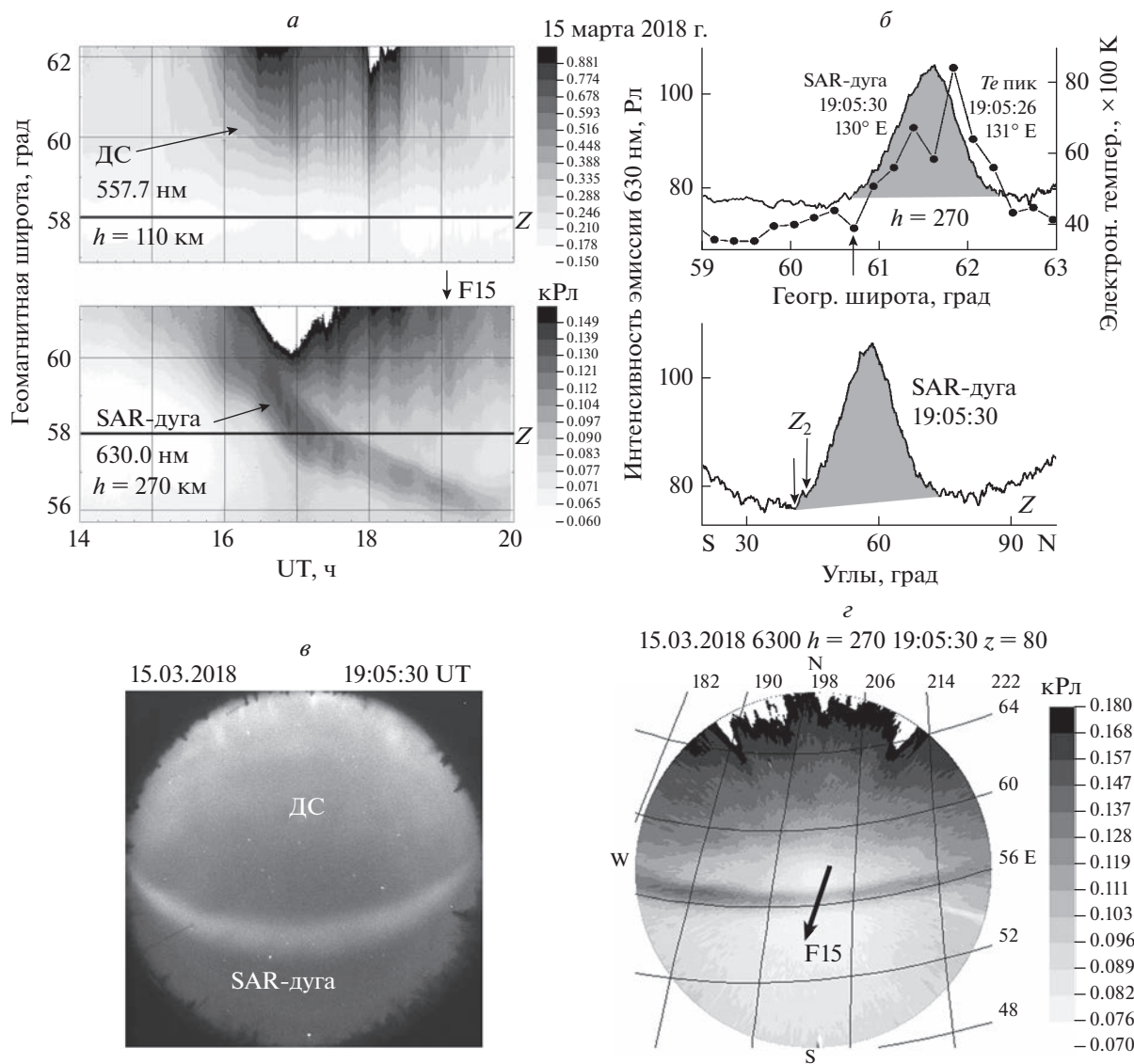


Рис. 3. Измерение высоты свечения в SAR-дуге по данным наблюдений на одной станции и спутниковой регистрации Te пика 15 марта 2018 г. Кеограммы в эмиссиях 557.7 и 630.0 нм ст. Маймага в проекции на поверхность Земли для высот свечения 110 и 270 км, соответственно (а). Шкалы интенсивности эмиссий приведены в килорелеях. Z – зенит станции; одновременные сканограмма SAR-дуги и измерения Te пика в проекции на поверхность Земли для высоты 270 км (б). Стрелкой указана широта экваториального края дуги и Te пика. Ниже, сканограмма дуги с двумя отсчетами угла z_2 экваториального края дуги; как на рис. 2 (в); стрелкой показан проход спутника DMSP F15 через область красной дуги (г). Остальное как на рис. 2.

Рисунок 3 представляет событие с измерением высоты SAR-дуги по данным наблюдений на одной станции и спутниковой регистрации Te пика 15 марта 2018 г. также во время минимума 24 цикла. Кеограммы ст. Маймага на рис. 3а показывают экваториальное расширение ДС в эмиссиях 557.7 и 630.0 нм [OI] до широты $\sim 59^\circ$ во время усиления магнитосферной конвекции после поворота B_z ММП к югу (на рис. 3 не показано). С ~ 16 UT началось формирование SAR-дуги в эмиссии 630.0 нм [OI] в окрестности границы ДС на геомагнитной широте $\sim 60^\circ$. Далее, красная ду-

га отделилась от ДС и двигалась к экватору через зенит станции наблюдений. В ~ 1905 UT спутник DMSP F15 пересек SAR-дугу на высоте 853 км вблизи меридиана наблюдений (см. рис. 3г).

На рис. 3б экваториальные края SAR дуги и Te пика в проекции на поверхность Земли примерно совпали на подобранной высоте 270 км (см. предыдущий раздел). Экваториальная граница Te пика была определена с исходным широтным разрешением $\sim 0.22^\circ$ по резкому подъему электронной температуры на ~ 1000 К после отсчета, отмеченного стрелкой. На этой широте (60.72°)

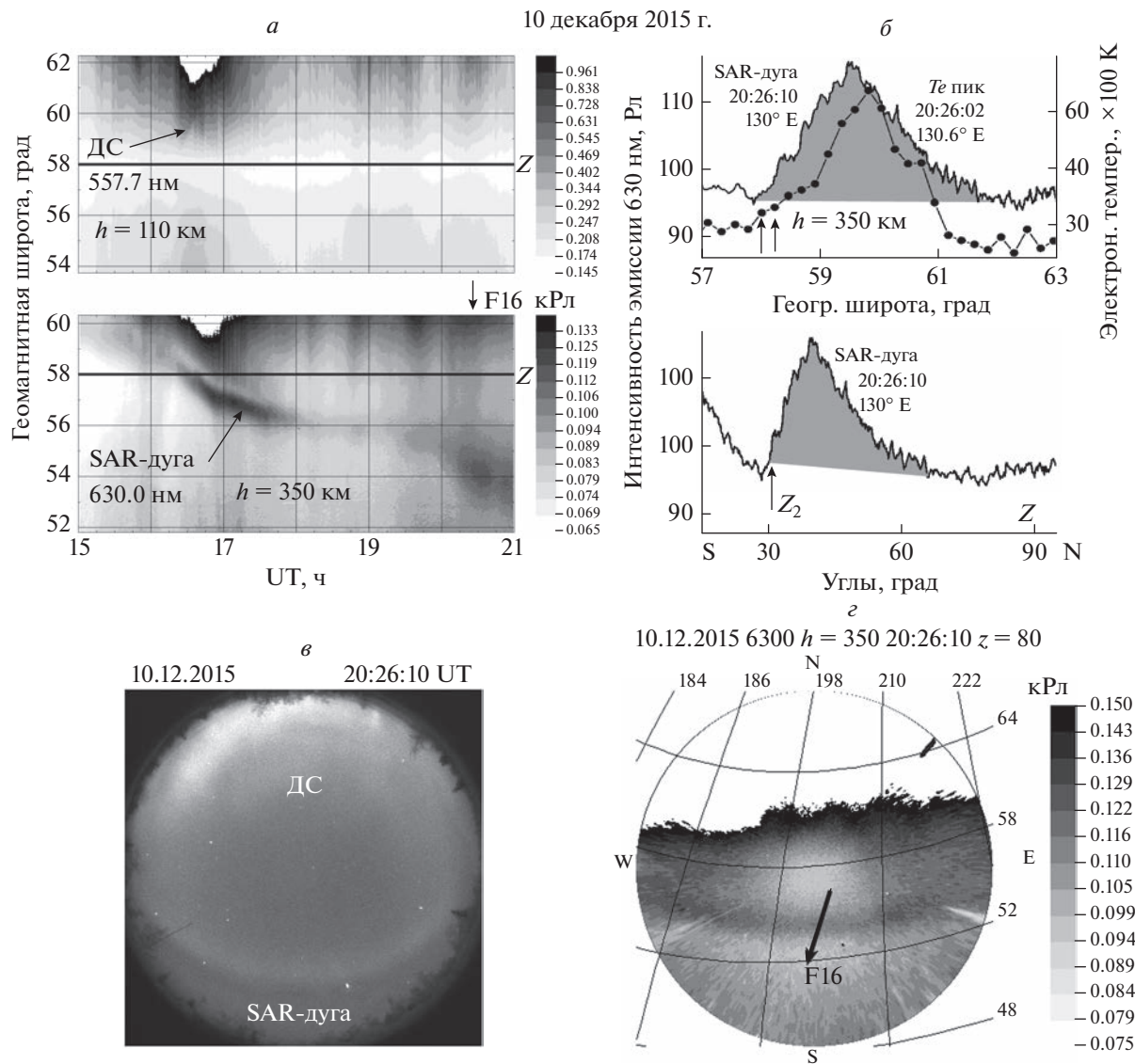


Рис. 4. Определение высоты свечения в SAR-дуге по данным наблюдений на одной станции и спутниковой регистрации *Te* пика 10 декабря 2015 г. Геограммы как на рис. 3 (а). Высота красной линии – 350 км; как на рис. 3 для принятой высоты 350 км (б); как на рис. 3 (в); стрелкой показан проход спутника DMSP F16 через область красной дуги (г). Высота свечения 350 км. Остальное как на рис. 2 и 3.

начинается и более быстрый рост интенсивности эмиссии 630.0 нм в SAR-дуге. На сканограмме (нижняя панель рис. 3б) стрелками показаны два отсчета зенитного угла z_2 на экваториальной границе красной дуги согласно схеме на рис. 1б. Два значения z_2 обуславливают возможную ошибку определения высоты на границе свечения в этом случае. Подстановкой значений параметров $\alpha = 2.3^\circ$, $z_1 = 0$ в формулы (1) и (2) для нижней границы свечения в дуге были получены высоты ~244 и ~262 км при значениях $z_2 = 48.0^\circ$ и 46.0° , соответственно. Среднее значение высоты составляет 253 км, что на 17 км (~6%) ниже полученной высоты при сопряжении границ *Te* пика и ду-

ги. Интенсивность красной линии атомарного кислорода в дуге во время определения высоты была ~30 Релей. Оригинальное и обработанное изображения всего неба в эмиссии 630.0 нм [OI] на рис. 3в и 3г показывают положение красной дуги относительно ДС во время определения ее высоты. Интенсивность дуги в окрестности меридиана станции наблюдений падает в следствие эффекта ван Райна.

Событие наблюдений SAR-дуги на ст. Маймага 10 декабря 2015 г. вблизи максимума 24 солнечного цикла приведено на рис. 4. Определение высоты свечения в дуге было выполнено также с использованием спутниковой регистрации *Te* пика.

Таблица 1. Результаты определения высоты нижней границы свечения в SAR-дугах на меридиане Якутска

Дата наблюдений дд.мм.гг.	Метод определения высоты	Высота нижней границы, км	Минимум SYM-H, нТл	Фаза солнечного цикла
16.11.2015	1 ст. + T_e пик	352–360	–45	Максимум
10.12.2015	1 ст. + T_e пик	349–367	–10	Максимум
15.03.2018	1 ст. + T_e пик	244–262	–30	Минимум
09.02.2019	2 станции	257–292	–15	Минимум
21.12.2020	2 станции	242–273	–10	Минимум

(2 станции) – триангуляционные измерения высоты свечения в дуге по данным одновременных наблюдений на двух станциях; (1 ст. + T_e пик) – определение высоты свечения методом триангуляции по данным наблюдений на одной станции и спутниковой регистрации T_e пика.

Кеограммы ст. Маймага на рис. 4а показывают экваториальное расширение ДС в эмиссиях 557.7 и 630.0 нм [OI] во время суббури. С ~1615 UT началось формирование SAR-дуги в эмиссии 630.0 нм в окрестности границы ДС. Далее, красная дуга отделилась от ДС и двигалась к экватору через зенит станции наблюдений.

В ~2026 UT спутник DMSP F16 пересекает SAR-дугу на высоте 857 км вблизи меридиана оптических наблюдений (см. рис. 4г). В этом случае экваториальные края SAR-дуги и T_e пика в проекции на поверхность Земли совпали на подобранной высоте 350 км, как показано на рис. 4б (верхняя панель). Рост интенсивности дуги на экваториальном крае неравномерен, поэтому для определения широты общей границы было взято два значения по отсчетам электронной температуры с интервалом 0.22° (показаны стрелками). На сканограмме (нижняя панель) указан зенитный угол z_2 резкой экваториальной границы дуги согласно схеме на рис. 1б. По формулам (1) и (2) с установленными параметрами $z_1 = 0$, $z_2 = 59.85^\circ$ были получены высоты нижней границы свечения в дуге ~367 и ~349 км при значениях $\alpha = 5.0^\circ$ и 4.78° , соответственно. Среднее значение высоты равно ~358 км, что незначительно выше подобранной высоты при сопряжении границ T_e пика и дуги. Интенсивность свечения в дуге во время определения высоты была ~20 Релей. Изображения всего неба в эмиссии 630.0 нм на рис. 4в свидетельствуют о регистрации слабой SAR-дуги. Обработанное изображение на рис. 4г показывает положение красной дуги на геомагнитной широте 53° – 55° во время определения ее высоты. Распределение интенсивности эмиссии 630.0 нм в дуге вдоль параллели также определяется эффектом ван Райна.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Мы рассмотрели данные для трех событий наблюдения SAR-дуг и получили высоту нижней границы свечения на их экваториальном крае. Кроме этого, вблизи максимума 24-го солнечного

цикла была определена высота свечения в событии 16 ноября 2015 г. по данным наблюдений на станции Маймага и регистрации T_e пика на спутнике SWARM-B. Во время минимума солнечной активности было также выполнено измерение высоты нижней границы свечения в дуге по данным наблюдений на станциях Маймага и Жиганск 21 декабря 2020 г. В табл. 1 приведены все пять случаев определения высоты нижней границы излучения красной линии атомарного кислорода в SAR-дуге. Значения индекса SYM-H в таблице свидетельствуют о низком уровне буревой магнитной активности в рассмотренных событиях. Измеренные высоты показывают, что во время минимума 24 солнечного цикла нижняя граница свечения в дугах была ниже на ~100 км чем в максимуме. Средние значения этого параметра равны ~260 и ~360 км для минимума и максимума, соответственно. Уменьшение высоты красных дуг в годы минимума, наиболее вероятно, обусловлено значительным падением плотности верхней нейтральной атмосферы согласно модели MSISE-90. Для подтверждения этого вывода мы планируем проведение одновременных наблюдений SAR-дуг на двух станциях в годы максимума 25 солнечного цикла.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1) Рассмотрены схемы измерения высоты нижней границы свечения на южном (северном) крае SAR-дуги методом триангуляции, в том числе с использованием спутниковой регистрации T_e пика. 2) Выполнены триангуляционные измерения высоты нижней границы свечения по наблюдениям на двух станциях в 2018–2020 гг. В минимуме 24 солнечного цикла получены значения высоты в интервале 240–290 км. 3) Измерены высоты нижней границы свечения в красной дуге методом триангуляции по наблюдениям на одной станции и данных спутниковой регистрации T_e пика. Вблизи максимума 24 цикла в 2015 г. были получены высоты в интервале 350–370 км. 4) Высота нижней границы свечения в SAR-дугах вероятнее всего изменяется в течение цикла солнеч-

ной активности как следствие вариаций плотности верхней атмосферы согласно модели MSISE-90.

Вычисления по модели MSISE-90 были выполнены на сайте UK Solar System Data Centre (<http://www.wdc.rl.ac.uk/wdcc1/msis.html>). Данные измерений электронной температуры и ионосферного дрейфа на спутниках DMSP F15,16 из Space Sciences at the University of Texas at Dallas были получены в Madrigal database (<http://cedar.openmadrigal.org/single/>). Исправленные геомагнитные координаты рассчитывались в NASA service (<https://omniweb.sci.gsfc.nasa.gov/vitmo/cgm.html>). Геомагнитные индексы были получены в WDC C2 for Geomagnetism, Kyoto (<http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/index.html>).

Работа выполнена в рамках темы государственного задания (номер гос. регистрации № 122011700172-2) при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 21-55-50013ЯФ_а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rees M.H., Akasofu S. // Planet. Space Sci. 1963. V. 11. No. 1. P. 105.
2. Зайцева С.А., Пудовкин М.И., Дряхлов В.В., Дьяченко В.Н. // Геомагн. и аэроном. 1971. Т. 11. № 5. С. 853.
3. Kozyra J.U., Nagy A.F., Slater D.W. // Rev. Geophys. 1997. V. 35. No. 2. P. 155.
4. Cole K.D. // J. Geophys. Res. 1965. V. 70. No. 7. P. 1689.
5. Cole K.D. // Ann. Geophys. 1970. V. 26. No. 1. P. 187.
6. Cornwall J.M., Coroniti F.V., Thorne R.M. // J. Geophys. Res. 1971. V. 76. No. 19. P. 4428.
7. Horwitz J.L., Brace L.H., Comfort R.H., Chappell C.R. // J. Geophys. Res. 1986. V. 91. No. A10. Art. No. 11203.
8. Shiokawa K., Miyoshi Y., Brandt P.C. et al. // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. No. 1. P. 256.
9. Mendillo M., Baumgardner J., Wroten J. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2016. V. 121. No. 1. P. 245.
10. Martinis C., Baumgardner J., Mendillo M. et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2019. V. 124. No. 6. P. 4658.
11. Иевенко И.Б. // Геомагн. и аэроном. 1993. Т. 33. № 5. С. 42; Ievenko I.B. // Geomagn. Aeron. 1994. V. 33. No. 5. P. 599.
12. Иевенко И.Б. // Геомагн. и аэроном. 1995. Т. 35. № 3. С. 37; Ievenko I.B. // Geomagn. Aeron. 1995. V. 35. No. 3. P. 331.
13. Иевенко И.Б. // Геомагн. и аэроном. 1999. Т. 39. № 6. С. 26; Ievenko I.B. // Geomagn. Aeron. 1999. V. 39. No. 6. P. 697.
14. Иевенко И.Б., Алексеев В.Н. // Геомагн. и аэроном. 2004. Т. 44. № 5. С. 643; Ievenko I.B., Alekseev V.N. // Geomagn. Aeron. 2004. V. 44. No. 5. P. 592.
15. Ievenko I.B., Parnikov S.G., Alexeyev V.N. // Adv. Space Res. 2008. V. 41. No. 8. P. 1252.
16. Иевенко И.Б., Парников С.Г. // Геомагн. и аэроном. 2020. Т. 60. № 6. С. 751; Ievenko I.B., Parnikov S.G. // Geomagn. Aeron. 2020. V. 60. No. 6. P. 737.
17. Ievenko I.B. // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 2020. V. 209. Art. No. 105386.
18. Иевенко И.Б., Парников С.Г. // Геомагн. и аэроном. 2022. Т. 62. № 2. С. 171; Ievenko I.B., Parnikov S.G. // Geomagn. Aeron. 2022. V. 62. No. 1–2. P. 32.

Relationship of the stable auroral red arcs height to solar activity. The observation results at the Yakutsk meridian

I. B. Ievenko^{a, *}, S. G. Parnikov^a, A. V. Sokolnikov^a

^a Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy of the Siberian Branch
of the Russian Academy of Sciences, Yakutsk, 677027 Russia

*e-mail: ievenko@ikfia.ysn.ru

We presented the first results of triangulation measurements of the stable auroral red arcs height at the Yakutsk meridian in 2015–2020. The heights of the lower luminosity boundary in arcs of 350–370 km near the maximum and 250–290 km during the minimum of solar activity in the 24th cycle are obtained. The decrease of the red arcs height in the minimum years is due to the significant density decrease of the upper neutral atmosphere.

УДК 524.1-352

АНАЛИЗ АНОМАЛЬНОГО СОБЫТИЯ GLE66 29 ОКТЯБРЯ 2003 г.

© 2023 г. Ю. В. Балабин*

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
“Полярный геофизический институт”, Апатиты, Россия

*E-mail: balabin@pgia.ru

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Событие GLE66 (29.10.2003) является наименее изученным в серии из трех событий GLE, происшедших осенью 2003 г. Причиной этому сильнейшая магнитная буря и глубокий форбуш-эффект, во время которых произошло GLE66. Появление буревой модели магнитосферы T-05 и наличие отлаженной на десятках менее сложных событий GLE методики решения обратной задачи позволили вернуться к этому сложному событию. Получены значения параметров потока солнечных космических лучей в последовательные моменты времени. Наблюдается типичная для событий GLE картина: спектр солнечных космических лучей на начальной фазе имеет экспоненциальную форму, а далее переходит в степенную. Полученные спектры хорошо стыкуются с измерениями солнечных космических лучей на космических аппаратах в меньших энергиях.

DOI: 10.31857/S0367676522700466, EDN: AIPYVS

ВВЕДЕНИЕ

Во время сильных солнечных вспышек могут генерироваться солнечные космические лучи (СКЛ), которые испускаются с Солнца и вызывают возрастание потока космических лучей, регистрируемого наземными приборами. Такие события называют GLE (ground level enhancement). Они производятся солнечными космическими лучами с энергиями до 20 ГэВ. Состав СКЛ несколько отличается от галактических космических лучей, в них выше доля протонов и ядер гелия [1].

Осенью 2003 г. произошла серия вспышек на Солнце, сопровождавшихся генерацией и испусканием в межпланетное пространство высокоэнергичных частиц, которые регистрировались на Земле различными приборами: GLE65 (28.10.03), GLE66 (29.10.03) и GLE67 (02.11.03). Вспышка мощностью X17.2 произошла 28.10.03, достигла максимума в рентгеновских лучах в 11:10 UT, спустя несколько минут отдельные станции нейтронных мониторов (НМ) регистрировали возрастание, классифицированное как событие GLE. Во время этой вспышки, вероятно, произошла генерация энергичных нейтронов, которые были зарегистрированы на ст. Цумб в подсолнечной точке на поверхности земли [2]. Эта рентгеновская вспышка является сильнейшей с момента начала регистрации рентгеновского излучения от Солнца. Вспышка сопровождалась корональным выбросом масс, который ме-

нее чем через сутки (29 октября в 06 UT) достиг Земли и вызвал сильнейшую магнитную бурю [3]. Столь быстрый приход СМЕ к Земле на всю историю наблюдений отмечался всего несколько раз: скорость превысила 2000 км/с. *Dst*-индекс опустился до –400 нТл. В космических лучах наблюдался гигантский форбуш-эффект: поток космических лучей снизился на рекордное значение 27% (ст. Южный полюс [2]). Данные мировой сети нейтронных мониторов (НМ) показали близкие значения [4, 5]. В это время произошла новая вспышка мощностью X10.0, сопровождавшаяся генерацией СКЛ, и зарегистрировано новое событие GLE. Третье GLE случилось 2-го ноября, когда межпланетная обстановка и магнитосфера Земли вернулись в невозмущенное состояние. Последнее событие GLE наиболее простое из этой серии.

Эти события сразу привлекли внимание. Изучались условия генерации и распространения СМЕ, проводилось сравнение с СМЕ в других событиях как более ранних, так и последующих в 23 цикле [6, 7]. GLE изучались, анализировались, различными методиками определялись условия генерации и распространения СКЛ к Земле, определялись спектры и другие параметры потока СКЛ [2, 8–10]. В части СКЛ внимание фокусировалось на GLE65 и GLE67; а GLE66 оказалось трудным для анализа и моделирования. В первую очередь причиной является экстремально возму-

шенное состояние магнитосферы Земли на момент события GLE и сильный форбуш-эффект в КЛ.

Методики, предназначенные для определения спектра и других параметров потока СКЛ, можно разделить на два основных типа. Первые используют решение обратной задачи: определение параметров СКЛ на основе данных мировой сети НМ путем поиска таких значений параметров, чтобы рассчитанные величины возрастаний (отклика) минимально расходились с тем, что реально измерено на НМ во время GLE. Методики этого типа не имеют жесткого ограничения на тип данных, обычно используются пятиминутные данные НМ, для которых флуктуации в 1% типичны, на некоторых НМ они даже больше. Соответственно, результатом является набор параметров СКЛ с тем же временным шагом, представляется возможность изучить динамику СКЛ в течение GLE. Второй тип использует иной подход. Мировая сеть НМ принимается как всенаправленный и единый спектрометр, в котором каждый НМ является интегральным измерителем потока СКЛ от пороговой жесткости R_c и выше [11, 12]. Эти методики требуют часовых данных, у которых флуктуации существенно меньше. Для относительно быстропротекающего процесса, как GLE, длительность которого может составлять всего 2–3 ч, часовое усреднение будет грубым, динамика спектра будет выражена слабо.

Для первого типа требуется точное вычисление асимптотического конуса (АК) приема каждого НМ в диапазон жесткостей 1–20 ГВ. АК вычисляются путем расчета движений пробных заряженных частиц, выпускаемых из точки расположения НМ, в магнитосфере Земли до ее покидания. Если частице какой-либо жесткости R не удастся покинуть магнитосферу, и она оказывается на замкнутой траектории внутри, то такая жесткость для данного НМ запрещена. Для расчета движений частиц требуется точное знание состояния магнитосферы в любой точке. Для второго типа методик точный расчет АК не требуется, достаточно знания R_c и приближенное положение АК.

Поэтому весьма полезно было бы применить методику первого типа к GLE66, чтобы проследить за динамикой параметров потока СКЛ во время такого неординарного события, сравнить их с другими GLE. В настоящее время такая возможность имеется: буревая модель магнитосферы T-05 удовлетворительно описывает состояние магнитосферы во время магнитных бурь [13]; созданная нами методика развивалась и улучшалась в процессе анализа десятков событий GLE [14], в ней использованы наиболее общие формы задания функциональных зависимостей для спектра и питч-углового распределения (ПУР).

СОБЫТИЕ 29.10.2003

Форбуш-понижение началось днем 29.10.03 с приходом к Земле коронального выброса масс (СМЕ), происшедшего днем ранее 28.10.03 во время предыдущей сильнейшей вспышки. Форбуш-понижением или форбуш-эффектом называется уменьшение потока КЛ, вызванное попаданием Земли в обширное облако плазмы, испущенной Солнцем [1]. Наличие в облаке магнитного поля тормозит диффузию космических лучей (КЛ) внутрь облака, отчего плотность потока КЛ внутри облака ниже. Примерно в 18 UT поток КЛ, регистрируемых на станциях Апатиты и Баренцбург, снизился ~25% от уровня КЛ накануне. На этом фоне произошла новая вспышка 2В/X10.0 в активной области с координатами S15W02, начало радиовсплеска II типа отмечено в 20:42 UT. Радиовсплеск II типа означает появление в солнечной атмосфере энергичных электронов. Наземное возрастание, вызванное СКЛ и обозначенное как GLE66, началось примерно в 21:00 UT. О времени начала поговорим ниже. Наибольшая амплитуда зарегистрирована на ст. Тикси и Мак-Мёрдо, она составила 17–18% по пятиминутным данным. На ст. Апатиты и Баренцбург возрастание отмечено на уровне 7–8%.

Наибольшую сложность для анализа события по нашей методике, относящейся к первому типу, является расчет АК в сложных условиях. Использовалась буревая модель магнитосферы T-05. Расчет АК выполнялся для всех станций в диапазоне жесткостей от атмосферного обрезания 1 ГВ до 20 ГВ. В нашей методике усреднения и вычисления эффективной жесткости пенумбры (полутени) не производится. АК всех станций рассчитываются в указанном интервале жесткостей 1–20 ГВ с постоянным шагом 0.001 ГВ, а “запрещенные” жесткости (значения жесткости частиц, которые не способны проникнуть из межпланетного пространства к данной станции НМ) помечаются в специальном массиве и при вычислении отклика данного НМ исключаются из расчета. Вид АК (рис. 1) показывает, что магнитосфера находилась в крайне нетипичном состоянии. Обычное расположение АК и их вид можно найти в [8, 15], например. Многие полярные станции имеют в АК повторяющуюся структуру наподобие сужающихся витков спирали (пример подобного есть на рис. 1 у ст. Певанук). АК полярных станций преимущественно вытягиваются от высоких широт к экватору. В этом событии АК целого ряда НМ спутаны, переплетены и стянуты в приэкваториальную область с долготами 50°–90°. АК полярных станций, расположенных в Северной Америке (ст. Певанук, Форт Смит, Инувик, Наин), протягиваются по долготе более чем на 180° и тоже приближаются к этой области. Насколько эти АК соответствуют действительности, покажет решение

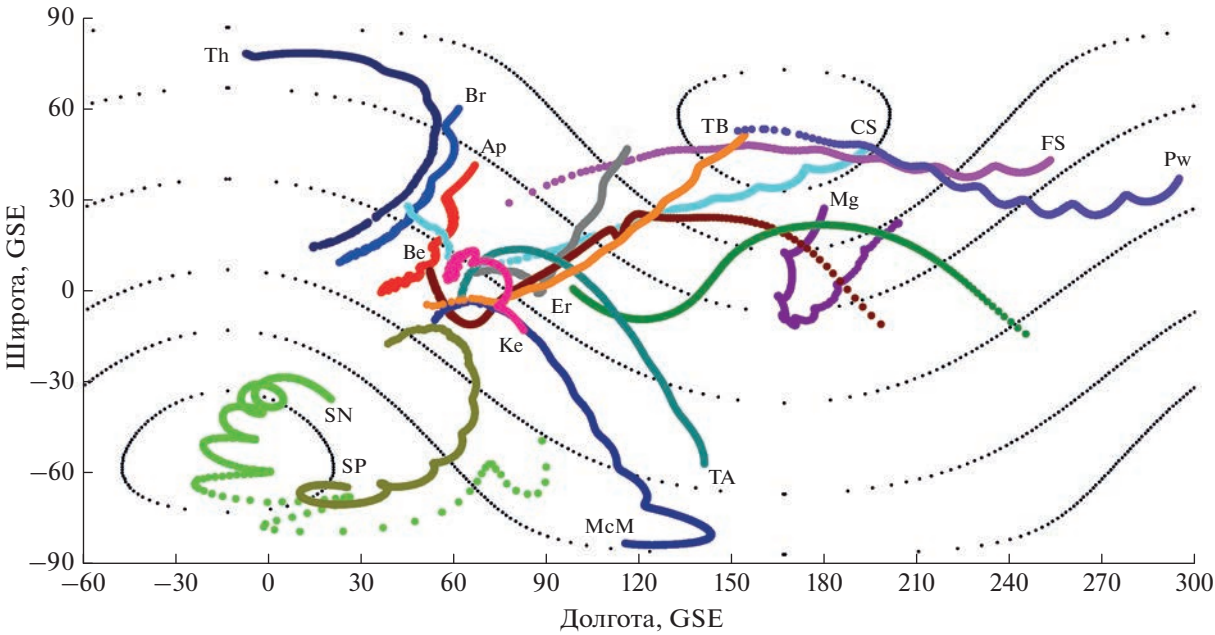


Рис. 1. Асимптотические конусы приема станций: Th – Туле, SN – Санае, SP – Южный полюс, Be – Берн, Br – Баренцбург, Ap – Апатиты, Ke – Кергелен, Er – Ереван, McM – МакМёрдо, TB – Тикси, TA – Терре Адели, Mg – Магадан, CS – мыс Шмидта, FS – Форт Смит, Pw – Певанук. Конуса вычислены для 21:30 UT. Пенумбры удалены для более ясного восприятия карты.

обратной задачи. Во время проверки методики на несложном событии GLE производилось замещение двух АК: низкоширотному НМ придавался АК полярной станции, а той – низкоширотного НМ. Все другие НМ сохраняли свои АК. В этих условиях решения обратной задачи не удавалось найти, тогда как при правильном задании АК всех станций решение было устойчивым и удовлетворительным по точности. Можно заключить: решение обратной задачи критично к соответствию вычисленных АК реальным, и, если вычисленные АК значительно расходятся с реальными, решения в таком событии не будет найдено.

Еще одной особенностью в событии GLE66 явилось существенное снижение жесткости обрезания R_c на многих НМ. В табл. 1 для примера приведены значения R_c (ГВ) для ряда НМ в недавних событиях GLE, когда магнитосфера нахо-

дилась в спокойном или слегка возмущенном состоянии, и GLE66. Строка GLE66 выделена жирным шрифтом. Определение R_c производилось по рассчитанным АК; на некоторых низкоширотных НМ уменьшение R_c доходит до атмосферного обрезания в 1 ГВ (ст. Магадан в табл. 1). Снижение значения R_c приводит к возрастанию счета НМ, что может выглядеть как регистрация СКЛ. Требуется тщательный анализ профилей и учет всех сопутствующих обстоятельств, чтобы отделить такие ложные возрастания. Для полярных НМ действует постоянное атмосферное обрезание $R_c = 1$ ГВ, их геомагнитные жесткости обрезания меньше атмосферного, и вариации R_c не имеют значения. На рис. 2 приведены профили ряда станций, позволяющие представить развитие события.

Таблица 1. Значения жесткостей обрезания R_c для ряда станций НМ во время событий GLE. Для всех GLE, кроме GLE66, использовалась модель магнитосферы Цыганенко T-03. Обозначены НМ: Atba – Алма-Ата, Athn – Афины, Bern – Берн, Bksn – Баксан (п. Нейтрино), Ervn – Ереван, Mgdn – Магадан, Ptfm – Потшефсрум

Date	GLE	Time	Atba	Athn	Bern	Bksn	Ervn	Mgdn	Ptfm
29.10.03	66	21:30	5.27	7.42	3.16	4.71	5.96	1.0	6.0
28.10.03	65	11:30	6.19	8.27	4.36	5.75	6.88	1.84	6.99
20.01.05	69	08:00	6.07	8.2	4.35	5.62	6.76	1.8	6.96
13.12.06	70	03:00	6.04	8.14	4.15	5.55	6.52	1.64	6.87
17.05.12	71	02:15	6.04	8.15	4.37	5.53	6.75	1.74	6.96
10.09.17	72	17:00	6.00	8.16	4.24	5.49	6.68	1.65	7.14

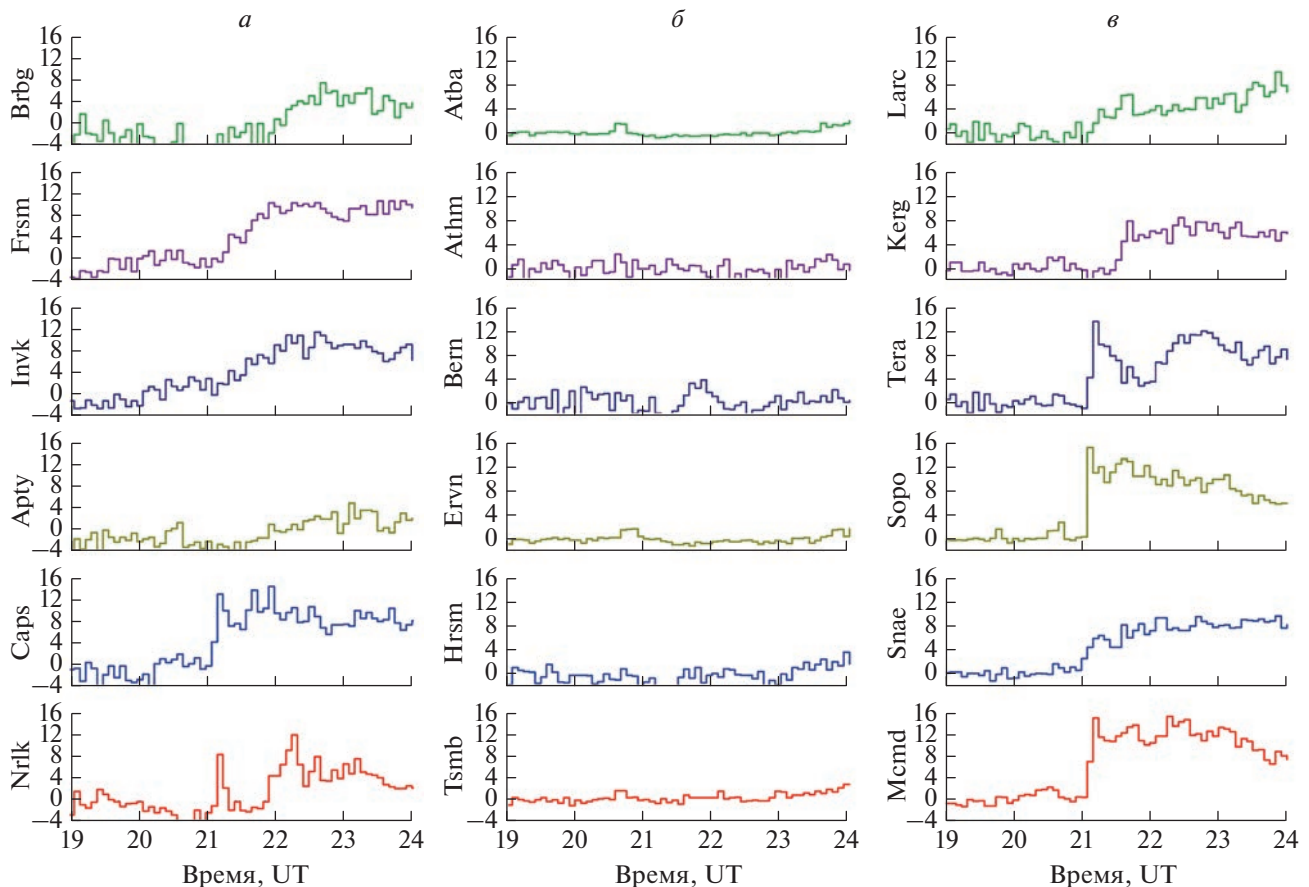


Рис. 2. Профили возрастаний на некоторых станциях НМ. На панелях *а*) и *в*) приведены профили полярных НМ, на *б*) даны средне- и низкоширотные НМ с сохранением одного масштаба по оси ОУ на всех шкалах. Станции обозначены: Brbg – Баренцбург, Frsm – Форт Смит, Invk – Инувик, Aptv – Апатиты, Caps – мыс Шмидта, Nrlk – Норильск, Atba – Алма-Ата, Athn – Афины, Bern – Берн, Ervn – Ереван, Hrsm – Германус, Tsmb – Цумеб, Larc – Ларк, Kerg – Кергелен, Tera – Терре Адели, Sopo – Южный полюс, Snae – Санае, Mcmd – МакМёрдо. Пятиминутные данные, приведенные к барометрическому уровню 1000 мб.

При анализе профилей мы придерживались следующих оснований:

1. Правило начала. Начало радиовсплеска II типа, с большой вероятностью соответствующее началу генерации энергичных частиц [6, 16], отмечено в 20:42 UT. Свет и радиосигнал распространяются по прямой со скоростью света, тогда как протоны СКЛ движутся вдоль силовых линий магнитного поля и имеют несколько меньшую скорость (протоны 1 ГэВ преодолевают расстояние от Солнца до Земли вдоль паркеровской спирали за 11 мин), так что задержка появления СКЛ от начала радиовсплеска составит несколько минут. Примем, что, возрастания на НМ ранее 20:45 UT не могут быть произведены теми СКЛ, что вызвали GLE66.

2. Правило очередности. Наиболее энергичные частицы СКЛ приходят к Земле первыми. Они раньше покидают петлевые магнитные структуры на Солнце, меньше рассеиваются по пути и менее подвержены влиянию различных

процессов в межпланетном пространстве. Они первыми достигают Земли и вызывают крутой фронт на профилях возрастания. Крутой фронт обуславливается как раз тем, что СКЛ с энергиями в единицы ГэВ наиболее эффективны для увеличения счета НМ [17], даже небольшое увеличение их потока вызывает значимый прирост счета.

3. Правило возрастаний. АК средне- и низкоширотных НМ располагаются вблизи экватора и охватывают собой не менее 180° по долготе, а с учетом пенумбры – и 360° . Означает, что, к примеру, АК станций Рим, Афины, Ереван, Алма-Ата и др. располагаются относительно близко друг к другу. Если СКЛ вызвали возрастание на НМ в Ереване, то сходный эффект отметят НМ в Афинах, Баксане, Берне, Риме и др. АК полярных и околополярных НМ намного короче, они вытягиваются обычно по широте и этому правилу не соответствуют.

Применяя перечисленные эмпирические правила, основанные на анализе десятков GLE [14],

изучим профили GLE66 (рис. 2). Ряд низко- и среднеширотных ст. НМ (ст. Цумеб, Ереван, Берн, Алма-Ата и др.) имеют явно выраженный пик амплитудой ~2% длительностью 10–15 мин, начинающийся ранее 20:45 UT, в силу чего это не принимается за начало GLE66. Ст. Германус и близкая к Берну ст. Афины подобного пика не имеют. Эти же и ряд других НМ имеют плавное возрастание после 23 UT, достигающее 3–4%, которое тоже трудно отнести к GLE66. Некоторые высокоширотные НМ (ст. Форт Смит, ст. Ину-вик, ст. мыс Шмидта, ст. Певанук и др.) показывают с 20 UT растянутое на полчаса повышение счета на 3–4%, что также не может быть GLE66 в силу раннего начала.

Наиболее раннее возрастание, не противоречащее нашим правилам, отметили НМ на ст. Южный полюс, МакМёрдо в 21:05 UT (см. рис. 2), причем, несмотря на небольшую амплитуду, возрастания на них имеют крутой фронт. У НМ на ст. Терре Адели тоже крутой фронт, но амплитуда ниже. На НМ на ст. Апатиты, Баренцбург, Туле возрастания начинаются только около 21:30 UT или позже, имеют затянутый фронт. Ст. Терре Адели, Норильск и мыс Шмидта показали профили возрастания, подобные событию GLE65: двойной максимум. Первый максимум достигнут вскоре после 21 UT, второй – в 22 UT или позже. Хотя ст. Ларк по месту расположения является южнополярной, по величине значения $R_s \sim 3$ ГВ она относится скорее к среднеширотным, соответственно, отмеченная на ней амплитуда менее всех прочих южнополярных. При сопоставлении с картой АК (рис. 1) профиль счета НМ на ст. Кергелен озадачивает. АК ст. Тикси, Норильск, Южный полюс, МакМёрдо и Терре Адели вытянутые и близко сходятся, занимая своими мягкими (1 ГВ) концами ограниченную область примерно 30×30 градусов. В то же время АК ст. Кергелен в этом событии очень компактный и располагается внутри указанного квадрата, пересекаясь с четырьмя из названных НМ. Все пять НМ отметили резкое начало возрастания, а у НМ на ст. Кергелен оно запаздывает на полчаса и не имеет крутого фронта. Рядом с АК ст. МакМёрдо и Терре Адели находится АК ст. Апатиты, которые тоже показали возрастание с задержкой. В то же время АК ст. Санае, лежащий целиком вдали от указанной области пересечения многих АК, хорошо согласуется с умеренным и растянутым профилем, отмеченным на этой станции. Невозможно представить конфигурацию питч-углового распределения потока СКЛ, чтобы условия возрастания были выполнены и для указанных пяти станций НМ, и для ст. Кергелен, Апатиты. Видимо, какая-то особенность в магнитосфере имела в указанное время, которая моделью T-05 не описывается. Однако, ее роль невелика, в це-

лом АК станций соответствуют профилям возрастаний на этих станциях.

В то же время данные среднеширотных НМ – ст. Берн, Юнгфрау, Киль, Москва и других, – показавших эффект от СКЛ после 21 UT, приняты. Всего для решения обратной задачи использовано 36 НМ мировой сети, из которых десять российских.

МЕТОДИКА РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ

Определение параметров СКЛ, приходящих на границу магнитосферы из межпланетного пространства, производится путем решения обратной задачи по данным наземной сети НМ. Находятся такие значения параметров потока СКЛ (энергетический спектр, питч-угловое распределение, направление оси анизотропии), чтобы рассчитанные по этим параметрам возрастания (отклики) на мировой сети НМ с минимальной ошибкой соответствовали реально наблюдавшимся.

Отклик (возрастание) L -го НМ в общем виде записывается [15, 18]:

$$\Delta N_L = \sum_{R=1}^{20} I(R) F(\theta_L(R)) S(R) A_L(R) dR, \quad (1)$$

где ΔN – возрастание на L -ой станции НМ, $I(R)$ – спектральная функция, задающая спектр СКЛ на границе магнитосферы, $F(\theta_L(R))$ – функция питч-углового распределения, определяющая относительную интенсивность потока под углом θ к оси анизотропии, $S(R)$ – удельная функция сбора, заданная в табличном виде, $A_L(R)$ – массив, содержащий список разрешенных и запрещенных жесткостей для L -го НМ, формируется при расчете АК. Суммирование ведется с тем же шагом по жесткости $dR = 0.001$ ГВ, как и расчет АК.

Спектральная функция имеет вид [18]

$$I(R) = J_0 R^{-\gamma - \Delta\gamma(R-1)}, \quad (2)$$

где J_0 – поток СКЛ при $R = 1$, γ – показатель спектра, $\Delta\gamma$ – поправка спектра.

Питч-угловое распределение в общем виде записывается

$$F(\theta) = \exp\left(-\frac{\theta^2}{c}\right) \left[1 - a \exp\left(-\frac{\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)^2}{b}\right) \right], \quad (3)$$

где θ – питч-угол, c – параметр, определяющий ширину ПУР, а множитель, стоящий в квадратных скобках, формирует особенность ПУР на углах, близких к 90° . Выражение (3) опробовано на десятках GLE и показало свою пригодность из-за

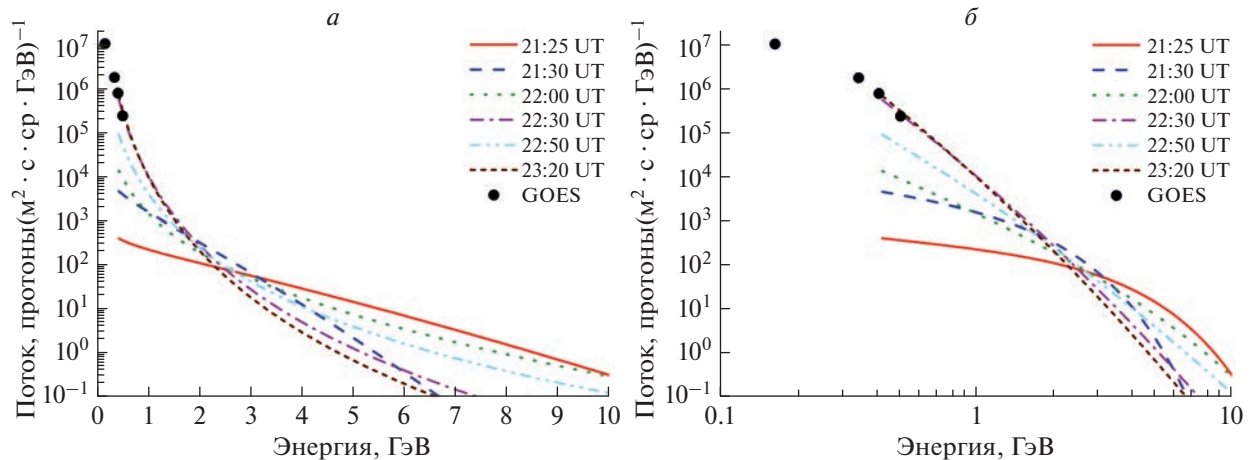


Рис. 3. Спектры СКЛ в некоторые моменты времени в полулогарифмическом (а) и в двойном логарифмическом (б) масштабах. Черные кружочки – спектр, измеренный на КА GOES-12.

универсальности при описании различных форм ПУР [14, 19].

Выражение для невязки по всему набору данных НМ запишется следующим образом:

$$G(\gamma, \Delta\gamma, c, a, b, \Theta, \Phi) = \sum_L (\Delta N_L(\gamma, \Delta\gamma, c, a, b, \Theta, \Phi) - \delta N_L)^2, \quad (4)$$

где δN_L – реально измеренное возрастание на L -ой станции НМ. G выражает сумму квадратов разностей между расчетным откликом НМ на поток СКЛ, заданный параметрами $(\gamma, \Delta\gamma, c, a, b, \Omega, \Phi)$, и реальным возрастанием на НМ. Левая часть выражения (4) является функцией от семи параметров $(\gamma, \Delta\gamma, c, a, b, \Omega, \Phi)$. Углы Ω и Φ определяют положение оси анизотропии. Они неявно входят в (3), так как питч-угол определяется относительно некоторого направления, которое задается углами Ω и Φ в сферической системе координат.

Минимум выражения (4) будет искомым решением обратной задачи.

СПЕКТРЫ СКЛ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Решение обратной задачи проводилось для пятиминутных данных с 21:25 UT до 23:30 UT, т.е. в той части события, где наблюдается активная динамика в GLE66. Хотя возрастание началось в 21:05 UT, количество НМ, имеющих значимую амплитуду, недостаточно для получения устойчивого решения до момента 21:25 UT. Обычно поиск решения начинается с первых пятиминуток возрастания, но сходиться решение начинает только после некоторого момента, когда возрастание будет отмечено на 12–15 станциях НМ. Кроме того, как отмечалось выше, соотношение профилей возрастания на НМ и положения их

конусов на начальной стадии GLE66 очень противоречивы, и решения возможны с указанного времени 21:25 UT. На рис. 3 и 4 показаны спектры и ПУР на некоторые моменты времени, а параметры СКЛ на эти же моменты времени приведены в табл. 2. Поток J_0 указан в $(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер} \cdot \text{ГэВ})^{-1}$, характеристическая энергия E_0 в ГэВ, Ω и Φ в градусах.

Анализ полученных параметров потока СКЛ показывает следующее. В начале GLE66, как и в подавляющем большинстве событий CLE (см. [14]), СКЛ имеют экспоненциальный спектр, соответствующий быстрой компоненте. Но уже к 22 UT спектр становится степенным, который соответствует медленной компоненте. Спектр быстрой компоненты выражается следующим образом:

$$I(E) = J_0 \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right), \quad (5)$$

Таблица 2. Параметры потока СКЛ в соответствующие моменты времени

Время UT	J_0	E_0/γ	C	a	b	Ω	Φ
21:25	$4.2 \cdot 10^2$	1.24	6.7	1	0.2	–65	3
21:30	$7.8 \cdot 10^3$	0.62	3.4	1	0.22	–62	–8
22:00	$1.8 \cdot 10^3$	3.6	35.9	0.77	0.37	–60	–12
22:30	$1.5 \cdot 10^4$	6.2	5.4	0.67	0.61	–67	34
22:50	$5.8 \cdot 10^3$	5.8	7.4	0.80	0.10	–68	54
23:20	$1.5 \cdot 10^4$	6.5	8.3	0.77	0.54	–55	–25

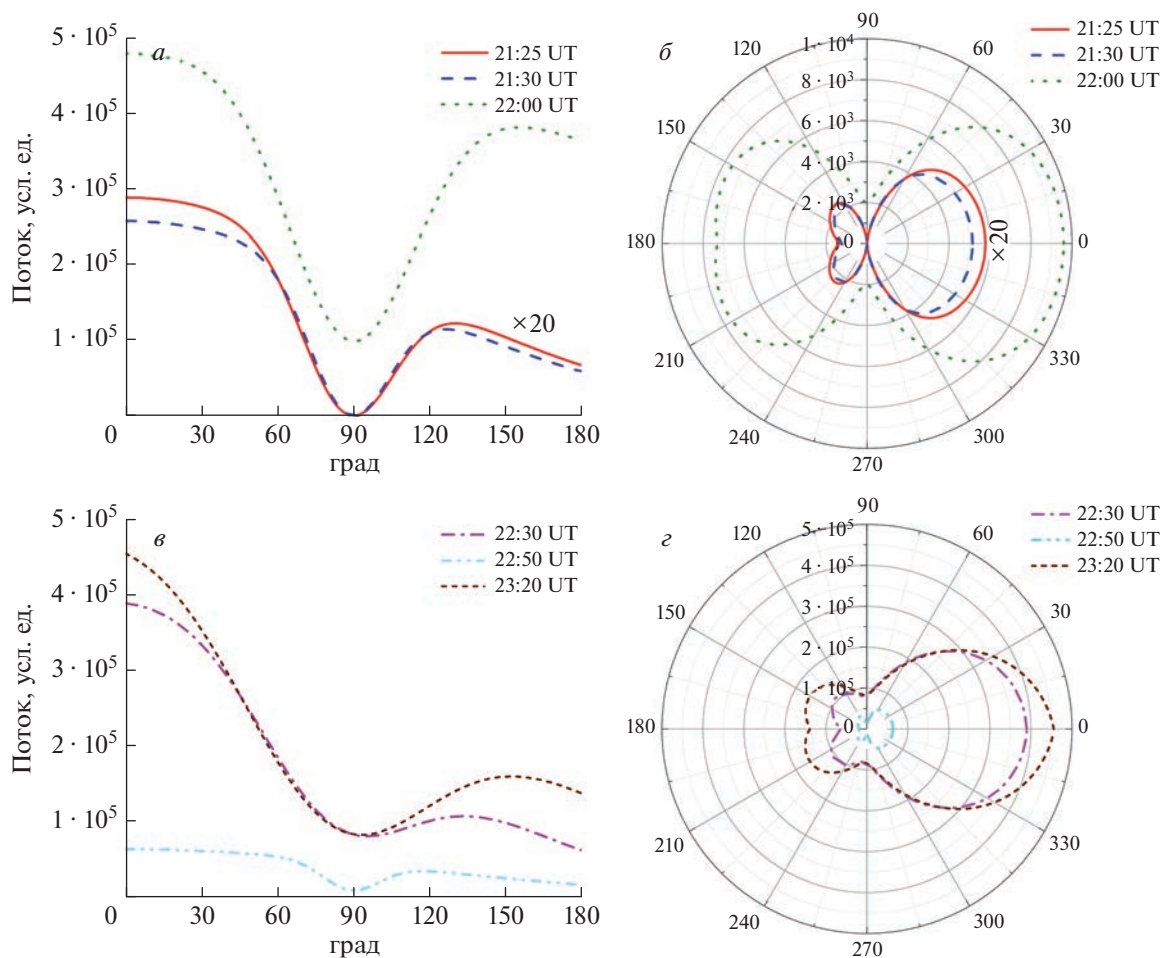


Рис. 4. Питч-угловое распределение потока СКЛ в прямоугольных (а) и полярных (б) координатах.

где E_0 — характеристическая энергия, ГэВ, J_0 — интенсивность, $(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер} \cdot \text{ГэВ})^{-1}$. Спектр медленной компоненты имеет степенной вид:

$$I(E) = J_0 E^{-\gamma}. \quad (6)$$

Значение характеристической энергии E_0 в экспоненциальной функции на начальный момент оказалось большим. Во многих событиях GLE значение $E_0 \approx 0.5\text{--}0.6$ ГэВ, а в GLE66 в 21:25 UT $E_0 = 1.24$ ГэВ. Большее значение наблюдалось только во время GLE05 (23.02.56) и GLE42 (29.09.89). По значению E_0 GLE66 сравнимо с GLE25 (07.08.72), GLE36 (12.10.81) и GLE47 (21.05.90). Большие значения E_0 кратковременны и отмечаются в самом начале, уже в 21:30 UT E_0 приобретает типичное значение 0.62 ГэВ. Далее спектр СКЛ становился все ближе к степенному (т.е. еще имел переменный наклон, но экспоненте уже не соответствовал), и в 22:00 принял чисто степенную форму. Причем, сначала степенной спектр был жесткий, имел $\gamma = 3.6$, но быстро смягчился до $\gamma \approx 6$. Если сравнивать GLE66 с GLE65 и

GLE67, случившимися в один период активности, то у GLE66 обнаружатся некоторые черты как от GLE65, так и от GLE67. Как GLE65, GLE66 имеет небольшое число НМ, показавших раннее возрастание (ст. Норильск, Тикси, Терре Адели) и затем значительный спад к 21:30 UT, после которого начинается новый рост. Что указывает на возможность наличия узкого потока СКЛ на первой фазе события, как в GLE65 [8, 10], который смогли перехватить удачно расположенные НМ. Степенной спектр СКЛ в GLE66 после 22 UT по параметрам близок к GLE67.

Чисто качественно можно отметить, что в GLE66 ряд среднеширотных НМ (Берн, Москва, Киль и др.) показали значимое возрастание ранее 21:30 UT, что указывает на наличие в потоке СКЛ частиц выше R_c на этих станциях (3–4 ГВ) и является косвенным подтверждением большого значения E_0 .

Если проанализировать список событий GLE [14], можно отметить, что GLE25, GLE36 и GLE47 имеют близкие значения E_0 и сравнимые

интенсивности потока J_0 . В GLE47 тоже имело место ПУР с провалом около 90° . Но наиболее близко GLE66 оказалось с GLE29 (24.09.77): и по значению E_0 , и по γ . В GLE29 точно так же в самом начале события E_0 было большим, затем снизилось и спектр постепенно перешел в степенную форму с показателем $\gamma = 3.2$, затем показатель вырос до типичного значения $\gamma \sim 5$. Следует отметить, что на протяжении всего события GLE66 спектр СКЛ умягчался: сначала спектр имел большое значение характеристической энергии E_0 и был самым жестким, затем E_0 становилось меньше; переход к степенной форме также означает умягчение спектра (см. рис. 3), далее увеличение γ тоже означает смягчение. Такое поведение СКЛ типично и отмечалось во многих событиях.

На графиках со спектрами приведены данные прямых измерений на космическом аппарате (КА) GOES-12. КА GOES-12 измеряет потоки протонов в довольно широких диапазонах энергий: 80–165, 165–350 МэВ и т.д. Для получения спектра использовался метод максимумов (в англоязычной литературе — *time of maximum*, ТОМ), поскольку реально измеряемый спектр искажен запаздыванием частиц меньших энергий. ТОМ применяется для исправления этого запаздывания, но при этом становится спектром максимального за время события потока. Разработана методика пересчета этих данных в дифференциальный энергетический спектр. Наша методика основывается на методе, применяемом в [20] (и последующих каталогах этого коллектива) для подобных целей. Как видим, спектр ТОМ, полученный по данным аппарата GOES-12, неплохо стыкуется со спектром максимального потока медленной компоненты, продолжая спектр СКЛ в меньшие энергии.

Питч-угловое распределение (ПУР) потока СКЛ показывает (рис. 4), как меняется интенсивность СКЛ в различных направлениях относительно оси потока, называемой ось анизотропии. Угол между осью потока и каким-то направлением называется питч-угол, следовательно, каждому значению питч-угла в пространстве соответствует конус; питч-угол в 90° образует плоскость, перпендикулярную оси потока. Питч-угол есть также угол между линией магнитного поля и вектором скорости частицы (протона). Имеется в виду крупномасштабное межпланетное магнитное поле, поскольку ларморовский радиус протонов СКЛ составляет миллионы километров, и вариации меньшего размера на движение протонов оказывают незначительное воздействие. ПУР можно представлять в относительных единицах, принимая поток вдоль оси за 1. В этом случае графики, во-первых, часто сливаются, во-вторых, значение потока вдоль оси для всех моментов времени одинаковое и равно 1, что озадачивает

при сравнении спектров и ПУР. Нами ПУР представлено в абсолютных единицах потока, как и J_0 . Слева на рис. 4 ПУР приведено в декартовых координатах, что удобно, но не всегда наглядно. Справа ПУР представлено в полярных координатах. Ось потока — линия 0° – 180° . Вполне понятен провал ПУР на питч-углах, близких к 90 градусам: протоны с такими питч-углами слишком медленно смещаются вдоль оси, отстают от общего потока, и их, следовательно, будет мало в потоке.

Подводя итог, можно сделать следующий вывод. Событие GLE66 по параметрам потока СКЛ не является чем-то выдающимся, но попадает в малочисленную группу событий с большим значением E_0 в начальной фазе. Сложность его анализа в том, что оно произошло на фоне сильной магнитной бури и гигантского форбуш-понижения. Однако, как устойчивость полученных решений, так и близость полученных параметров спектра СКЛ к уже наблюдавшимся в других событиях GLE позволяют быть достаточно уверенными, что эти спектры соответствуют действительности и могут считаться надежными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен результат анализа события GLE66. Впервые это событие проанализировано методикой, основанной на решении обратной задачи, которая разработана в Полярном геофизическом институте (ПГИ) и проверена на десятках событий GLE. Данное GLE66 является сложным из-за сопутствовавших обстоятельств: сильная магнитная буря и глубокий форбуш-эффект, на фоне которых оно произошло. Получены значения параметров потока СКЛ в течение ряда моментов. Наблюдается типичная для событий GLE картина: спектр СКЛ на начальной фазе имеет экспоненциальную форму, а далее переходит в степенную. Полученные спектры хорошо стыкуются с измерениями СКЛ на GOES-12 в меньших энергиях. Произведено сравнение GLE66 с другими событиями. GLE66 оказалось принадлежащим группе событий с большим значением характеристической энергии на начальной фазе GLE, тогда как параметры степенного спектра на фазе максимума и спада вполне типичны.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-77-10018).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука, 1975.
2. Bieber J.W., Clem J., Evenson P. et al. // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. Art. No. L03S02.
3. Gopalswamy N., Barbieri L., Cliver E.W. et al. // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. Art. No. A09S00.

4. <http://pgia.ru:81/CosmicRay/AB.htm>.
5. <https://www.nmdb.eu/data>.
6. Gopalswamy N., Xie H., Yashiro S. et al. // Space Sci. Rev. 2012. V. 171. P. 23.
7. Gopalswamy N., Barbieri L., Cliver E.W. et al. // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. Art. No. A09S00.
8. Miroshnichenko L.I., Klein K.-L., Trotter G. et al. // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. Art. No. A09S08.
9. Kane R.P. // Rev. Bras. Geofis. 2009. V. 27. No. 2. P. 165.
10. Вашенюк Э.В., Мирошниценко Л.И., Балабин Ю.В., Гвоздевский В.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 6. С. 808; Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky V.V., Miroshnichenko L.I. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2005. V. 69. No. 6. P. 905.
11. Кравцова М.В., Сдобнов В.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 681; Kravtsova M.V., Sdobnov V.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 5. P. 627.
12. Кравцова М.В., Сдобнов В.Е. // Геомагн. и аэронаом. 2016. Т. 56. № 2. С. 154.
13. Tsyganenko N.A., Sitnov M.I. // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. No. A3. Art. No. A03208.
14. Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B. // Astrophys. Space Sci. Trans. 2011. V. 7. No. 4. P. 459.
15. Вашенюк Э.В., Балабин Ю.В., Гвоздевский В.В., Карнов С.Н. // Геомагн. и аэронаом. 2006. Т. 46. № 4. С. 1.
16. Cliver E.W., Kahler S.W., Shea M.A., Smart D.F. // Astrophys. J. 1982. V. 260. P. 362.
17. Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Miroshnichenko L.I. // Adv. Space Res. 2008. V. 41. No. 6. P. 926.
18. Cramp J.L., Duldig M.L., Flueckiger E.O. et al. // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. No. A11. Art. No. 24237.
19. Вашенюк Э.В., Балабин Ю.В., Гвоздевский В.В., Шур Л.И. // Геомагн. и аэронаом. 2008. Т. 48. № 2. С. 157.
20. Базилевская Г.А., Вашенюк Э.В., Ишков В.Н. и др. Каталог энергетических спектров солнечных протонных событий 1970–1979 гг. М.: ИЗМИРАН, 1986.

Analysis of the anomalous event GLE66 on October 29, 2003

Yu. V. Balabin*

Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

**e-mail: balabin@pgia.ru*

Event GLE66 (29.10.2003) is a selected study in a series of three GLE events that occurred in the fall of 2003. There was this most powerful magnetic storm and a deep Forbush effect, during which GLE66 occurred. The appearance of the T-05 drilling model of the magnetosphere and the availability of a methodology debugged on dozens of less complex GLE events for solving the problem of achieving results for this complex event. Obtaining the values of the parameters of the cosmic ray flux at subsequent moments of time. A pattern typical of GLE events is observed: the spectrum of observed cosmic rays at the initial phase has an exponential shape, and then ends in a power law. The obtained spectra are in good agreement with measurements of cosmic ray precipitation on spacecraft at lower energies.

УДК 551.510.535

РОСТ ГЕОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ТОКОВ ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ, ВЫЗВАННЫХ КОРОНАЛЬНЫМ ВЫБРОСОМ МАССЫ И ВЫСОКОСКОРОСТНЫМ ПОТОКОМ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА, В 2021 ГОДУ

© 2023 г. В. Б. Белаховский^{1, *}, В. А. Пилипенко², Я. А. Сахаров^{1, 2}, В. Н. Селиванов³

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
“Полярный геофизический институт”, Апатиты, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
“Геофизический центр Российской академии наук”, Москва, Россия

³Центр физико-технических проблем энергетики Севера – филиал Федерального государственного бюджетного
учреждения науки Федерального исследовательского центра “Кольский научный центр Российской академии наук”,
Апатиты, Россия

*E-mail: belakhov@mail.ru

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Проанализирован рост геомагнитно-индуцированных токов (ГИТ), регистрируемых в ЛЭП на Кольском полуострове, во время двух типов магнитных бурь: вызванной приходом магнитного облака при корональном выбросе массы (СМЕ) и высокоскоростным потоком солнечного ветра, создающим коротящую область взаимодействия (CIR). Относительная эффективность CIR бури (отношение максимальных значений ГИТ и $|Dst|$ индекса) оказалась почти в 3 раза больше, чем для СМЕ бури. Это вызвано большим вкладом P_{13} геомагнитных пульсаций и связанных с ними сред- немасштабных вихревых токовых систем в ионосфере.

DOI: 10.31857/S0367676522700478, EDN: AITPFO

ВВЕДЕНИЕ

Геомагнитно-индуцированные токи (ГИТ) в заземленных технологических системах вызваны теллурическими электрическими полями, индуцированными изменениями магнитного поля Земли. Наиболее интенсивные токи (до сотен ампер) и электрические поля (>10 В/м) возбуждаются в высоких широтах в период геомагнитных возмущений, но период сильных магнитных бурь значительные ГИТ могут регистрироваться на средних и низких широтах [1]. Поскольку вариации ГИТ имеют более длительные временные масштабы (единицы–десятки мин) по сравнению с промышленной частотой (50/60 Гц), то такой квазипостоянный ток выводит высоковольтные промышленные трансформаторы из нормального режима работы. В результате ГИТ приводят к перепадам напряжения, росту числа гармоник в сети и искажению формы тока, перегреву силовых трансформаторов и потере реактивной мощности в высоковольтных ЛЭП. ГИТ усиливают коррозию в трубо-, нефте-, газопроводах, приводят к сбоям в работе железнодорожной автоматики. Известны многочисленные примеры катастрофических последствий [2].

Главная фаза магнитной бури или начало суббури являются причиной высокого dB/dt и рассматриваются как основной фактор риска для энергосистем на высоких широтах. Например, катастрофа энергетической системы Hydro Quebec была вызвана бурей с $dB/dt \sim 480$ нТл/мин [3], хотя влияние ГИТ на ЛЭП наблюдалось и при гораздо меньших $dB/dt \sim 100$ нТл/мин [4].

Наибольших значений скачки ГИТ достигают во время суббурь [5], также SSC (storm sudden commencement) импульсы приводят к скачкам ГИТ [6]. Крупномасштабная структура ионосферных токов на авроральных широтах в период геомагнитных возмущений преимущественно определяется западным [1] авроральным электроджетом, что проявляется в преобладании X-компоненты геомагнитного поля. Однако вклад производных dY/dt , dX/dt в рост ГИТ может быть вполне сопоставимым. Поэтому рост ГИТ определяется не только авроральным электроджетом, но и среднемасштабными [1] ионосферными токовыми системами [7, 8].

Выделяют рекуррентные и нерекуррентные магнитные бури. Рекуррентные бури происходят каждые 27 дней, соответствующие периоду вра-

шения Солнца. Нерекуррентные бури не имеют строгой периодичности в своем появлении. За нерекуррентные бури ответственны корональные выбросы массы (coronal mass ejection – CME), наблюдаемые чаще в максимуме 11-летнего цикла солнечной активности. За рекуррентные бури ответственна коротирующая область взаимодействия (corotating interaction regions – CIR), создаваемая высокоскоростными потоками солнечного ветра, истекающими из корональных дыр. CIR бури наблюдаются, как правило, в минимуме солнечной активности [9]. CIR вызывают магнитные бури слабой и средней интенсивности, минимальное значение Dst -индекса в главную фазу магнитной бури редко достигает -100 нТл. CIR бури имеют большую длительность, чем CME бури [10]. Характерной особенностью CIR геомагнитных бурь является отсутствие внезапного начала в виде SSC импульса в отличие от CME бурь. CIR бури развиваются на фоне более высокоскоростных потоков солнечного ветра и сопровождаются более высоким уровнем УНЧ колебаний в магнитосфере [10]. В результате CIR-бури приводят к более существенному ускорению магнитосферных электронов до релятивистских энергий. Естественно, возникает вопрос об эффективности генерации больших ГИТ разными типами магнитных бурь.

В данной работе в качестве первого шага решения этой задачи рассмотрено воздействие двух типов магнитных бурь (CME и CIR) на рост величины геомагнитно-индуцированных токов в линиях электропередач Кольском полуострове на примере события 3–5 ноября 2021 года и события 11–13 октября 2021 [1].

ДАННЫЕ

В работе были использованы данные по регистрации ГИТ в линиях электропередач Кольского полуострова и Карелии. Система регистрации принадлежит Полярному геофизическому институту (ПГИ) и Центру физико-технических проблем энергетики Севера ФИЦ КНЦ РАН и является единственной в России. Система включает себя 4 станции (Выходной – VKH, Титан – TTN, Лохви – LKH, Кондопога – KND) на линии 330 кВ и одну станцию на линии 220 кВ (Ревда – RVD). Большинство ЛЭП ориентированы в направлении север–юг; система регистрации работает с 2011 г. по настоящее время.

Величина ГИТ зависит от проводимости земной коры, то есть одно и то же по амплитуде геомагнитное возмущение может привести на подстанциях, расположенных на грунте с разной электрической проводимостью, существенно различные ГИТ [11]. Также величина ГИТ зависит от конфигурации линий электропередач, при этом наибольшие значения ГИТ наблюдаются на

тупиковых, узловых подстанциях [12]. В данной работе для сравнения двух типов магнитных бурь была использована одна и та же подстанция VKH, условия измерения на ней за промежуток времени между бурями (три недели) не менялись.

Для характеристики вариаций геомагнитного поля были использованы данные магнитометров сети IMAGE (58° – 79° геомагнитной широты). Использована двумерная модель по расчету эквивалентных ионосферных токовых систем на основе данных магнитометров сети IMAGE, построенная по методу сферических элементарных токовых систем [13]. Использованы данные магнитометра в обсерватории ПГИ Лопарская (LOR), расположенной вблизи станции VKH. Географические координаты станции LOR – $[68.63^{\circ}$ с.ш., 33.25° в.д.], геомагнитные координаты – $[64.94^{\circ}$ с.ш., 113.6° в.д.]. Параметры солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) брали из данных базы OMNI.

АНАЛИЗ СОБЫТИЙ

Магнитная буря 3–5 ноября 2021 г.

Данная магнитная буря была наиболее сильной за последние четыре года ($Dst = -105$ нТл). Поэтому рассмотрение данного события имеет дополнительную актуальность. Хотя, нужно сказать, интенсивность данной бури была достаточно умеренной. Данная буря была вызвана приходом к земной магнитосфере межпланетного магнитного облака, вызванного CME. Примерно в 22 UT был зафиксирован SSC импульс в виде резкого скачка в $SYM-H$ индексе (рис. 1). В этом момент скорость солнечного ветра по данным базы OMNI составляла порядка 750 км/с, плотность солнечного ветра достигала около 20 см^{-3} . B_z -компонента ММП несколько раз меняла свой знак с положительного на отрицательный, приводя к проникновению плазмы солнечного ветра внутрь магнитосферы (не показано). $SYM-H$ индекс достигал значения порядка -120 нТл, AE индекс во время главной фазы бури достигал значения около 3000 нТл.

По данным станции LOR наиболее сильная суббуря во время данной бури наблюдалась в 20–23 UT, ее амплитуда в X -компоненте составила порядка 1200 нТл. Вариации геомагнитного поля в Y -компоненте во время данной суббури составляли около 500 нТл (рис. 1), что говорит о преобладании аврорального электроджета во время данного возмущения. Максимальная величина производной геомагнитного поля по времени достигала $|dX/dt| \approx |dY/dt| \approx 300$ нТл/мин, величина ГИТ по данным станции VKH для данной суббури для этого же момента времени достигала около 20 А.

Последовавшая в 00–03 UT суббуря имела меньшую интенсивность и привела к меньшим

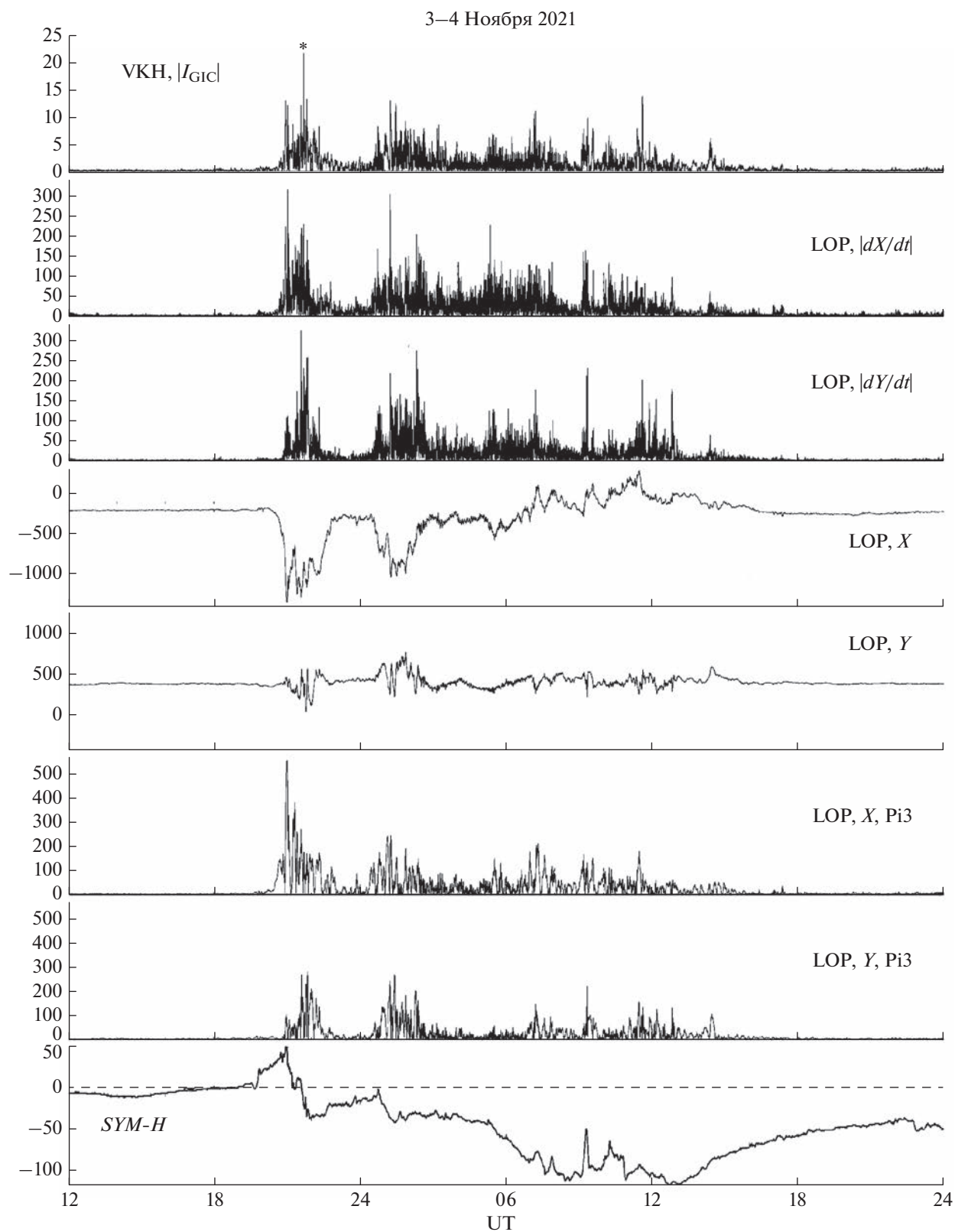


Рис. 1. Модуль ГИТ [А] на станции Выходной (VKH); модуль dX/dt [нТл/мин], модуль dY/dt [нТл/мин], X и Y -компоненты геомагнитного поля [нТл], отфильтрованные вариации X и Y -компонент геомагнитного поля [нТл] по данным станции Лопарская (LOP); SYM- H индекс [нТл] для 3–4 ноября 2021. Звездочкой на верхней панели показан момент времени, для которого построен рис. 3 (верхняя панель).

значениям ГИТ. Для данной магнитной бури заметный рост ГИТ наблюдался не только в ночном секторе, но и в дневном секторе, что было связано с развитием восточного электроджета.

Из исходных вариаций геомагнитного поля были выделены геомагнитные $Pi3$ пульсации путем вычитания низкочастотного тренда (ниже 0.5 мГц), затем был взят модуль из данных вариаций (две нижние панели на рис. 1). Видно, что вариации амплитуды $Pi3$ пульсаций хорошо коррелируют с величиной ГИТ, с вариациями dX/dt , dY/dt , что говорит о вкладе $Pi3$ пульсаций в рост ГИТ [7].

Магнитная буря 11–13 октября 2021

Данная магнитная буря была вызвана высокоскоростным потоком солнечного ветра из корональной дыры на Солнце, столкнувшимся с более медленным солнечным ветром. Данная буря относится к классу CIR (corotating interaction region). Для данного события скорость солнечного ветра составляла около 520 км/с (не показано). Наибольшее по модулю значение $SUM-H$ индекса составляло около -72 нТл (рис. 2). Bz -компонента ММП во время данной бури несколько раз меняла свой знак на положительный, что приводило к росту $SUM-H$ индекса до практически нулевых значений. Несмотря на слабую интенсивность магнитной бури, суббуревой AE индекс достигал значений порядка 2600 нТл.

Во время рассматриваемой магнитной бури по данным станции LOP наблюдалось три последовательные суббури в 19–23 UT, 23–02, 02–05 UT, сопровождавшиеся скачками ГИТ (рис. 2). Наибольшей интенсивности была третья суббуря ($\Delta X \approx 1000$ нТл), при этом и ГИТ достигает наибольшего значения (~ 40 А). В Y -компоненте геомагнитного поля наблюдается импульсное возмущение в период роста ГИТ ($\Delta Y \approx 900$ нТл). Величина $|dX/dt|$ составляла около 300 нТл/мин, $|dY/dt|$ — около 330 нТл/мин.

Во время первых двух суббурь амплитуда геомагнитных возмущений в X -компоненте составляла около 600–700 нТл, величина ГИТ достигала значений 30 и 25 А соответственно.

Амплитуда $Pi3$ пульсаций хорошо коррелирует с вариациями ГИТ и с dX/dt , dY/dt . Причем амплитуда $Pi3$ пульсаций в Y -компоненте ($\Delta Y \approx 550$ нТл) заметно превосходит амплитуду ГИТ в X -компоненте ($\Delta X \approx 550$ нТл) геомагнитного поля (рис. 2). Для ЛЭП, ориентированной в направлении север–юг, теллурические поля вдоль нее, а соответственно и ГИТ, в наибольшей степени определяются вариациями восточно-западной (Y) компонентой геомагнитного поля. Высокие значения возмущений в Y -компоненте геомагнитного поля, по-видимому, и приводят к такому значительному росту ГИТ в линиях электропередач

(до 40 А) при не самых сильных геомагнитных возмущениях в X -компоненте.

Сравнение CME и CIR событий

Чтобы как-то охарактеризовать геоэффективность магнитной бури с максимальным значением $|Dst|_{max}$ относительно возбуждения ГИТ с максимальной амплитудой J_{max} введем простой параметр $J_{max}/|Dst|_{max}$. CIR магнитная буря 11–12 октября 2021 имела интенсивность $|Dst|_{max} = 65$ нТл, меньшую чем CME магнитная буря 3–4 ноября 2021 $|Dst|_{max} = 105$ нТл. Величина геомагнитного возмущения в X -компоненте для CME события ($\Delta X = 1200$ нТл) была больше, чем для CIR события ($\Delta X = 1000$ нТл). За счет значительного возмущения в Y -компоненте геомагнитного поля ($\Delta Y = 1000$ нТл) суббуря во время CIR события привела к значению ГИТ в ЛЭП $J_{max} = 40$ А, что примерно в 2 раза превышает значения ГИТ ($J_{max} = 20$ А) во время CME события. Таким образом, эффективность CME бури $J_{max}/|Dst|_{max} = 0.19$ А/нТл, а CIR бури $J_{max}/|Dst|_{max} = 0.61$ А/нТл, то есть в 3 раза больше. Чем же это вызвано?

Для ответа на этот вопрос, рассмотрим двумерное распределение эквивалентных ионосферных токов, рассчитанных по данным магнитометров сети IMAGE в координатах широта–долгота. 2D распределение показывает, что для CME бури в момент максимальных значений ГИТ (3 ноября примерно в 21.35 UT) вблизи станции VKH в структуре ионосферных токов наблюдается преобладающий вклад западного аврорального электроджета (рис. 3, верхняя панель). Для CIR бури в момент максимальных значений ГИТ (12 октября, примерно в 03.15 UT) вблизи станции VKH наряду с авроральным электроджетом наблюдается значительный вклад вихревых токовых систем в структуру ионосферных токов (рис. 3, нижняя панель). Данный факт согласуется с большой величиной возмущения в Y -компоненте геомагнитного поля ($|\Delta Y| \sim 1000$ нТл) в период максимальных значений ГИТ, вполне сравнимого с возмущениями в X -компоненте. Моменты времени, для которых построено двумерное распределение ионосферных токовых систем (рис. 3), показаны на рис. 1 и 2 в виде звездочки на верхней панели.

Таким образом, при развитии вихревых токовых систем, связанных с продольными токами в магнитосфере, преобладают ионосферные токи в направлении север–юг. Линии электропередач на Кольском полуострове вытянуты в основном в направлении север–юг, поэтому вихревые токовые системы в ионосфере будут давать заметный вклад в рост ГИТ в этих технологических линиях.

Анализ событий за предыдущие годы [2, 5, 7, 8, 11, 15–17] с использованием данных со станции VKH показывает, что экстремальные значения

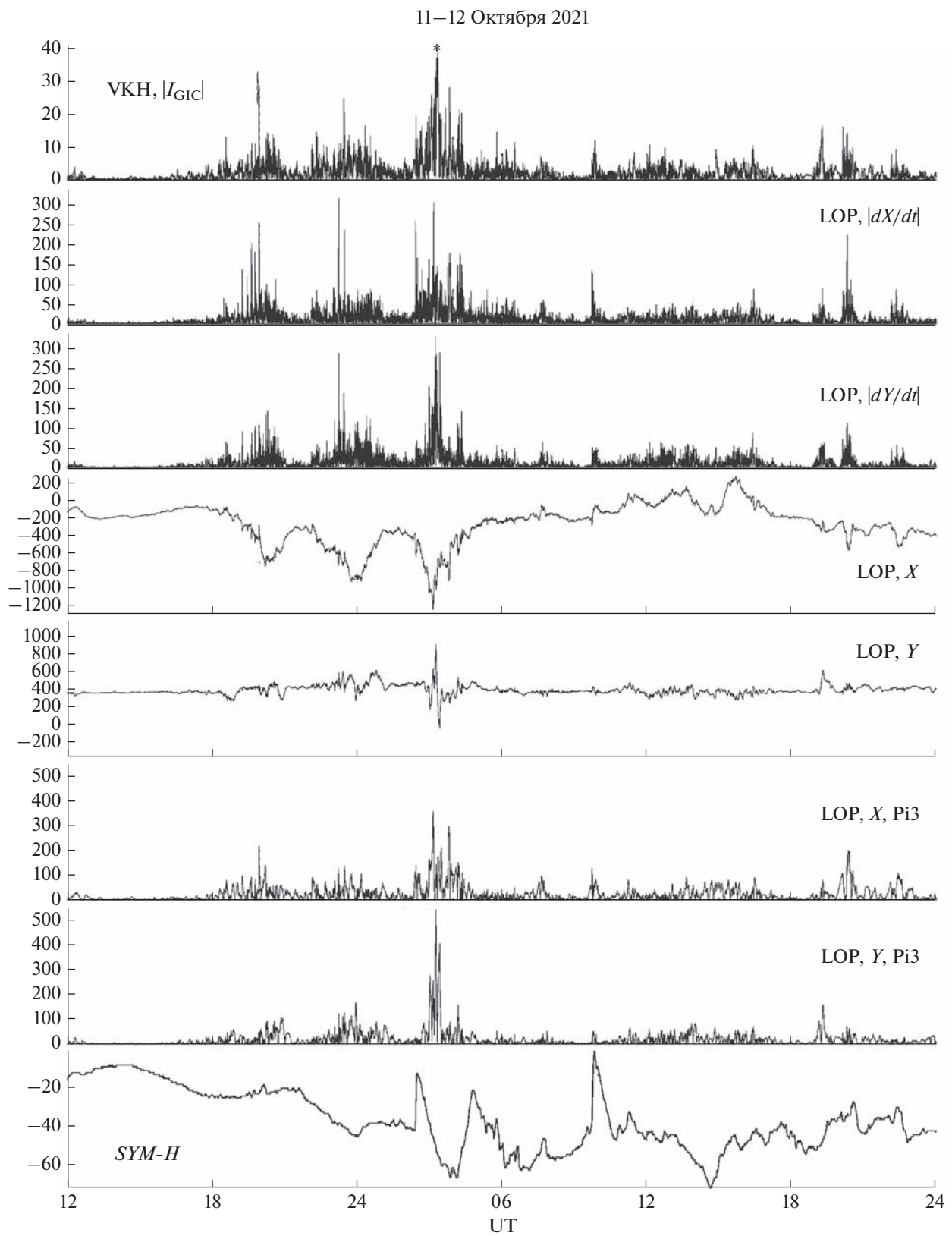


Рис. 2. Модуль ГИТ [А] на станции Выходной (VKH); модуль dX/dt [нТл/мин], модуль dY/dt [нТл/мин], X и Y -компоненты геомагнитного поля [нТл], отфильтрованные вариации X и Y -компонент геомагнитного поля [нТл] по данным станции Лопарская (LOP); $SYM-H$ индекс [нТл] для 11–12 октября 2021. Звездочкой на верхней панели показан момент времени, для которого построен рис. 3 (нижняя панель).

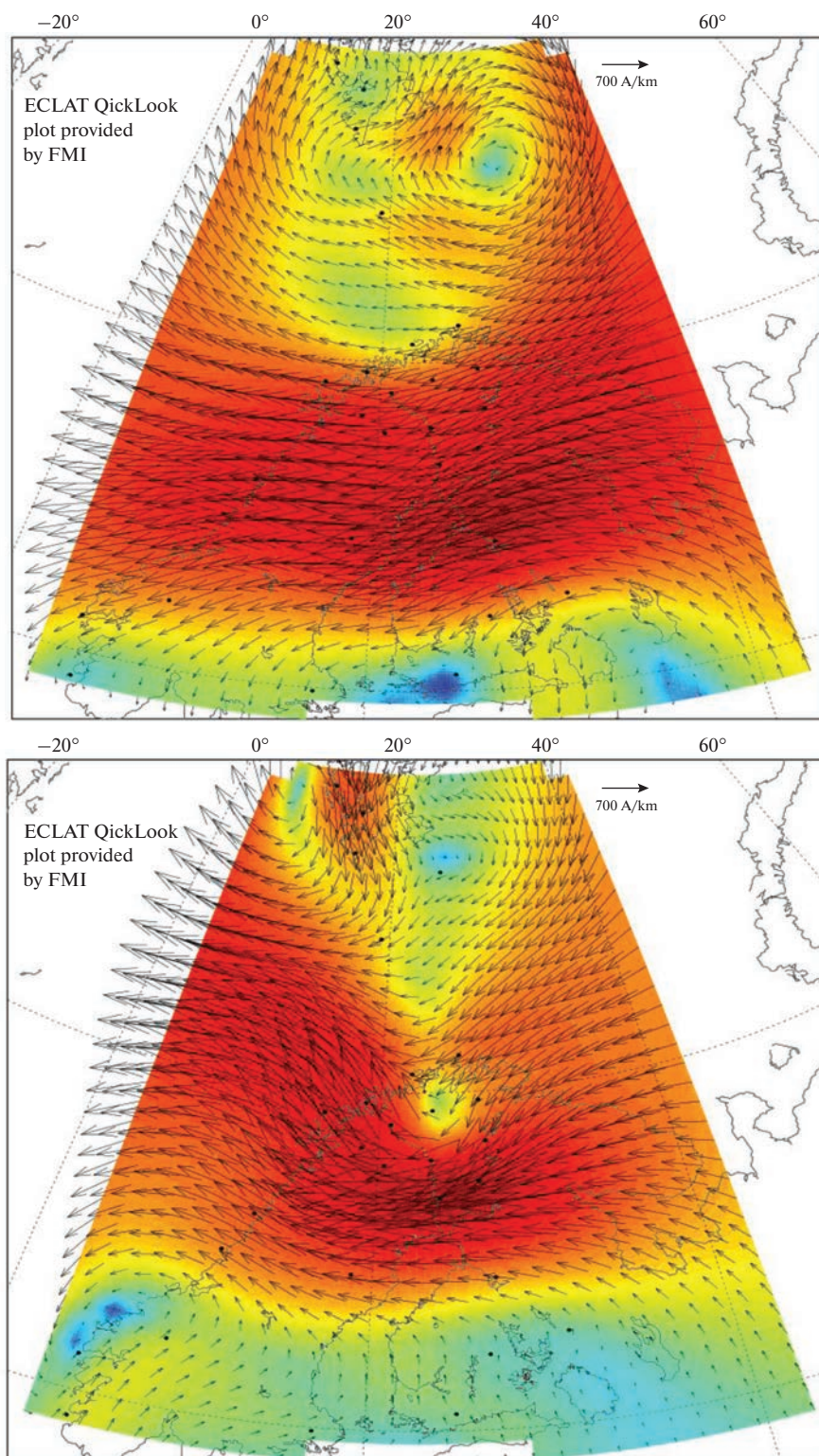


Рис. 3. Эквивалентные ионосферные токовые системы по данным магнитометров IMAGE для 3 ноября 2021, 21.35 UT (верхняя панель) и для 12 октября 2021, 03.15 UT (нижняя панель).

ГИТ, наоборот, наблюдаются во время СМЕ бурь. Поэтому рассмотренная ситуация является, скорее, исключением из общей тенденции.

В работе [14] на основе измерений в финском газопроводе Мянтьяля (фин. Mäntsälä) (57° геомагнитной широты) за несколько лет было пока-

зано, что, наоборот, СМЕ бури приводят к более значительному росту ГИТ, чем CIR бури. Однако данное исследование было проведено на субавроральных широтах.

Таким образом, величина ГИТ далеко не всегда зависит только от интенсивности магнитной бури. Развитие вихревых ионосферных токовых систем на авроральных широтах может приводить к существенным ГИТ и для более слабых CIR магнитных бурь. Представленные примеры показывают, что порой более слабые по интенсивности CIR бури могут приводить к более существенному росту ГИТ, чем СМЕ бури. Это необходимо учитывать при оперативном прогнозе воздействия космической погоды на технологические системы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен рост геомагнитно-индуцированных токов, регистрируемых в линиях электропередач на Кольском полуострове, во время магнитной бури 3–5 ноября 2021 г., вызванной приходом СМЕ, и во время магнитной бури 11–13 октября 2021 г., вызванной CIR. Показано, что CIR магнитная буря, несмотря на заметно меньшую интенсивность, приводит к заметно более высоким скачкам ГИТ, чем СМЕ магнитная буря. Более высокая геоэффективность CIR бури по отношению к возбуждению ГИТ обусловлена высоким уровнем амплитуд $Pi3$ пульсаций и вариаций dB/dt . Высокие значения величины ГИТ в ЛЭП, вытянутой в направлении север–юг, во время CIR бури связаны с заметным вкладом вихревых ионосферных токовых систем в геомагнитные возмущения. При прогнозе воздействия космической погоды на технологические системы необходимо в одинаковой степени учитывать не только СМЕ, но и CIR магнитные бури.

Авторы выражают благодарность проектам IMAGE (www.ava.fmi.fi/image/), OMNI (cdaweb.gsfc.nasa.gov) за возможность использования данных.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-77-30010; Пилипенко В.А., Сахаров Я.А.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Boteler D.H. // In: Space weather. AGU geophysical monograph 125, 2001. P. 347.
2. Пилипенко В.А. // Солн.–земн. физ. 2021. Т. 7. № 3. С. 72.
3. Fiori R.A.D., Boteler D.H., Gillies D.M. // Space Weather. 2014. V. 12. P. 76.
4. Kappenman J.G. // Adv. Space Res. 2006. V. 38. P. 188.
5. Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Сахаров Я.А., Селиванов В.Н. // Физика Земли. 2018. № 1. С. 56.
6. Belakhovsky V.B., Pilipenko V.A., Sakharov Ya.A. et al. // Earth Planets Space. 2017. V. 69. No. 1. Art. No. 105.
7. Belakhovsky V., Pilipenko V., Engebretson M. et al. // J. Space Weather Space Clim. 2019. V. 9. Art. No. A18.
8. Apatenkov S.V., Pilipenko V.A., Gordeev E.I. et al. // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. No. 6. Art. No. e2019GL086677.
9. Gonzalez W.D., Joselyn J.A., Kamide Y. et al. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. No. A4. P. 5771.
10. Tsurutani B.T., Gonzalez W.D., Gonzalez A.L.C. et al. // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. Art. No. A07S01.
11. Kozyreva O., Pilipenko V., Sokolova E., Epishkin D. // Proc. XII Int. Conf. School “Problems of Geocosmos-2018” (St-Peterburg, 2018) P. 297.
12. Селиванов В.Н., Сахаров Я.А., Ефимов Б.В. // Тр. Кольск. науч. центра РАН. 2016. Т. 39. № 5–13. С. 96.
13. Amm O., Viljanen A. // Earth Planets Space. 1999. V. 51. P. 431.
14. Kataoka R., Pulkkinen A. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. Art. No. A03S12.
15. Kozyreva O.V., Pilipenko V.A., Belakhovsky V.B., Sakharov Ya.A. // Earth Planets Space. 2018. V. 70. No. 1. Art. No. 157.
16. Belakhovsky V.B., Pilipenko V.A., Sakharov Ya.A., Selivanov V.N. // Phys. Auroral Phenom. 2019. V. 42. No. 1. P. 9.
17. Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Сахаров Я.А., Селиванов В.Н. // Phys. Auroral Phenom. 2020. V. 43. No. 1. P. 15.

Growth of geomagnetic-induced currents during coronal mass ejection and corotating solar wind streams of geomagnetic storms in 2021

V. B. Belakhovsky^{a,*}, V. A. Pilipenko^b, Ya. A. Sakharov^{a,b}, V. N. Selivanov^c

^a Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

^b Geophysical Center of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119296 Russia

^c Northern Energetics Research Centre, Federal Research Centre “Kola Science Centre of the Russian Academy of Sciences”, Apatity, 184209 Russia

*e-mail: belakhov@mail.ru

We analyzed the growth of geomagnetically induced currents (GIC) recorded in power lines on the Kola Peninsula during two types of magnetic storms: caused by the arrival of a coronal mass ejection (CME) and caused by a high-speed corotating solar wind stream (CIR). The relative efficiency of the CIR of the storm (the ratio of the maximum values of the GIC and the $|Dst|$ index) turned out to be almost 3 times greater than that of the CME of the storm. This is caused by the large contribution of $Pi3$ geomagnetic pulsations and associated medium-scale vortex current systems in the ionosphere.

УДК 537.877+537.871.52

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВОЛНОВОДА ЗЕМЛЯ–ИОНОСФЕРА НА ЧАСТОТАХ ВЫШЕ ЧАСТОТЫ ПЕРВОГО ПОПЕРЕЧНОГО РЕЗОНАНСА

© 2023 г. А. В. Ларченко¹, *, О. М. Лебедь¹, С. В. Пильгаев¹,
Д. И. Сидоренко¹, Ю. В. Федоренко¹

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
“Полярный геофизический институт”, Апатиты, Россия

*E-mail: alexey.larchenko@gmail.com

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Рассмотрены экспериментальные данные регистрации сигналов твик-атмосфериков и ионосферного источника, образованного в результате нагрева ионосферы, на частотах выше частоты первого поперечного резонанса волновода Земля–ионосфера (~1.8 кГц). Показано, что вдали от источника на частотах вблизи резонанса наблюдается практически полная круговая левая поляризация горизонтального магнитного поля, углы падения малы и составляют от 10° до 35°. Совместный анализ данных наблюдений и результатов моделирования показал, возможность расчета величины эффективной высоты отражения по оценкам угла падения, что может быть использовано для диагностики нижней ионосферы. При этом для ионосферного источника необходим учет его диаграммы излучения.

DOI: 10.31857/S036767652270048X, EDN: AIXQDM

ВВЕДЕНИЕ

Слой D ионосферы, расположенный на высотах 60–90 км, является одним из наименее изученных в силу сложности его диагностики. Контроль его состояния важен как для фундаментальных исследований физических процессов, так и в ряде прикладных задач: от организации связи в сверхнизкочастотном (СНЧ) диапазоне (30–300 Гц) до электромагнитного зондирования земной коры. Методы оценки высотных профилей электронной концентрации (N_e) D слоя, такие как ракетные измерения или измерения при помощи радаров, эпизодичны, дорогостоящи и в случае использования радаров обладают слишком малой точностью. Поэтому для диагностики D слоя часто используют сигналы СНЧ и очень низкочастотного (ОНЧ) диапазона (30 Гц–30 кГц), распространяющиеся в волноводе Земля–ионосфера.

Для сигналов в диапазоне частот от 1 кГц и выше поверхность Земли и нижняя ионосфера формируют волновод. При распространении в волноводе фазы волн, многократно отраженных от верхней и нижней стенок волновода, должны совпадать, что приводит к условию:

$$2h_{\text{эф}}k \cos \theta = 2\pi m, \quad (1)$$

где $k = 2\pi f/c$, θ – угол падения волны, m – номер моды, $h_{\text{эф}}$ – эффективная высота отражения, c –

скорость света, f – частота. При вертикальном падении волны на стенки волновода ($\theta = 0$) формируется стоячая волна, в этом случае частота для первой моды $f = c/(2h_{\text{эф}})$ является частотой первого поперечного резонанса. Для описания состояния нижней ионосферы зачастую используют именно понятие частоты первого поперечного резонанса и связанное с ней понятие эффективной высоты отражения $h_{\text{эф}}$ [1]. Снижение (увеличение) $h_{\text{эф}}$ соответствует увеличению (уменьшению) электронной концентрации N_e в D-слое ионосферы.

Наиболее информативными сигналами естественного происхождения являются атмосферерики, распространяющиеся в условиях ночной ионосферы. Затухание, обусловленное потерями в ионосфере, падает при повышении ее нижней границы, и, вследствие этого, наблюдаются многократно отраженные от верхней и нижней границ волновода атмосферерики, которые называют твиками или твик-атмосфериками. При увеличении дистанции от точки наблюдения до источника увеличивается диапазон углов падения θ , с которыми волны приходят в точку наблюдения, и, соответственно, в сигнале на частотах выше частоты первого поперечного резонанса наблюдается частотная дисперсия. При оценках $h_{\text{эф}}$ по

мощью твиков оценивают именно характер дисперсионной кривой [2, 3].

Как следует из соотношения (1), оценка $h_{эф}$ возможна даже в случае монохроматического сигнала, но при этом необходимо измерить угол падения θ . В [4] показано, что оценка угла θ возможна при измерении трех компонент поля (H_x , H_y , E_z) и условии преимущественно круговой поляризации регистрируемого сигнала. В работах [5, 6] показано, что сигналы ионосферного источника, образованного в эксперименте по модулированному нагреву ионосферы, на частотах вблизи частоты первого поперечного резонанса обладают преимущественно круговой левой поляризацией. Твики в хвостовой части так же обладают круговой поляризацией [7, 8]. Такой эффект вызван отличием коэффициентов отражения от ионосферы для правой и левой мод: левая отражается значительно лучше. Круговая поляризация хвостов твиков и сигналов ионосферного источника вместе с возможностью измерения трех компонент поля позволяют производить оценки $h_{эф}$ на выделенных частотах.

В данной работе мы рассмотрим электромагнитные поля (ЭМ) у земной поверхности от молниевых разрядов и ионосферного источника на частотах выше частоты первого поперечного резонанса. Цель — исследовать особенности поведения параметров поля данных типов источников в зависимости от расстояния точки наблюдения и определить диапазон расстояний, на которых возможно использование оценок угла θ для определения $h_{эф}$.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе будем рассматривать данные регистрации ЭМ поля на сети станций ПГИ, полученные в ходе эксперимента по нагреву ионосферы мощной КВ волной, проведенного в октябре 2016 г. на стенде “EISCAT/Heating” г. Тромсе под руководством Арктического и антарктического научно-исследовательского института (ААНИИ). Регистрация производилась на станциях, расположенных на Кольском полуострове: Ловозеро (LOZ, 67.98° с.ш., 35.08° в.д.), Верхнетуломский (TUL, 68.59° с.ш., 31.75° в.д.), Лотта (LOT, 68.50° с.ш., 28.62° в.д.), и на станции Баренцбург (BAV, 78.09° с.ш., 14.21° в.д.) арх. Шпицберген. При помощи разработанного в ПГИ трехкомпонентного СНЧ/ОНЧ приемника [9] во всех точках наблюдений регистрировались горизонтальные магнитные и вертикальная электрическая компоненты ЭМ поля в диапазоне частот от 300 Гц до 15 кГц. Амплитудно-частотные и фазочастотные характеристики измерительных каналов приемников были измерены с высокой точностью при помощи специального устройства

для калибровки [10]. Ориентация антенн приемников соответствовала системе координат с осью X , направленной на географический север, осью Y , направленной на восток, и осью Z — вниз.

Нагрев ионосферы мощной модулированной КВ радиоволной производился 25 октября 2016 г. (299 день года) с 15:00 до 17:00 UT стенд “EISCAT/Heating”. Частота несущей волны составляла 4040 кГц, поляризация необыкновенная (X -мода), направление излучения — в магнитный зенит, эффективная мощность излучения 140 МВт. Излучение проводилось циклами 25 мин нагрев, 5 мин пауза. В каждом цикле происходило ступенчатое изменение частоты модуляции по схеме 1017, 1617, 1817, 2017 и 3017 Гц (5 мин на каждой частоте модуляции).

В результате эксперимента на сети станций на частотах модуляции были зарегистрированы сигналы ионосферного источника [6, 11]. Кроме того, в течение всего эксперимента на станциях регистрировались твики, генерируемые грозovým очагом, расположенным в районе Черного моря.

В данной работе мы проведем анализ параметров зарегистрированных сигналов, а именно: оценок индекса круговой поляризации горизонтального магнитного поля P_c , угла падения волн в точку наблюдения θ и эффективной высоты отражения $h_{эф}$. Индекс круговой поляризации определялся по формуле $P_c = 2 \operatorname{Im}(\dot{B}_x \dot{B}_y^*) / (\sqrt{|\dot{B}_x|^2 + |\dot{B}_y|^2})$ [12]. Для оценки θ использовали [4]:

$$\theta = \arcsin \sqrt{\frac{\operatorname{Im}(\dot{E}_z \dot{B}_x^*)^2 + \operatorname{Im}(\dot{E}_z \dot{B}_y^*)^2}{c^2 \operatorname{Im}(\dot{B}_x \dot{B}_y^*)^2}}.$$

Здесь $\dot{B}_x$, $\dot{B}_y$ и $\dot{E}_z$ — аналитическое представление компонент поля, полученное преобразованием Гильберта, x^* — комплексно-сопряженная величина числа x , $\operatorname{Im}(x)$ — мнимая часть числа x . $P_c = 1$ соответствует круговой правой поляризации, $P_c = -1$ — левой, $P_c = 0$ — поляризация линейная. Поляризация горизонтального магнитного поля считается правой, если вектор магнитного поля вращается в положительном направлении.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН

Для выявления характера зависимостей параметров поля у поверхности земли (P_c и θ) от расстояния до источника этого поля мы использовали численную модель. В модели рассматривали два типа источников, первый — молниевые разряды, представленные осциллирующим вертикальным токовым диполем, находящимся в волново-

де Земля–ионосфера, второй – токи в D-области ионосферы, вызванные изменениями холловской и педерсеновской проводимостей при нагреве ионосферы.

Моделирование процесса распространения волн в волноводе Земля–ионосфера выполнялось в приближении плоскостной среды при помощи решения волнового уравнения методом “full-wave”) [13]. Особенности моделирования рассматриваемых источников приведены ниже.

Модель молниевых разрядов

Единичный молниевый разряд, как правило, длится от 40 до 100 микросекунд, а его спектр простирается до сотен килогерц. Для моделирования поля твиков на расстояниях от нескольких сотен до нескольких тысяч километров вполне достаточно полосы частот с шириной до 10 кГц. Вследствие этого мелкие детали поведения тока разряда на временном интервале до 100 мкс практически не влияют на результаты моделирования. Мы использовали простую двойную экспоненциальную модель тока молнии в виде $I(t) = \exp(-at) - \exp(-bt)$ с параметрами $a = 5 \cdot 10^4$ и $b = 2 \cdot 10^6$ [14] и ограничили ширину его полосы частот до 10 кГц при помощи фильтра нижних частот с бесконечной импульсной характеристикой, гарантирующей каузальность результата фильтрации. Источник задавался единичным токовым диполем высотой 5 км, расположенным у поверхности Земли. Далее производилось преобразование Фурье $I(t)$ и рассчитывались горизонтальные компоненты магнитного поля и вертикальная компонента электрического поля для каждой спектральной гармоники тока как решение волнового уравнения в плоскостной среде. При решении волнового уравнения вертикальный ток молниевых разрядов задавался в виде граничных условий (формулы (A12) и (A13) в [13]). Временная зависимость этих полей на заданных расстояниях от источника вычислялась при помощи обратного преобразования Фурье.

Модель ионосферного источника

Модель ионосферного источника, образуемого в процессе нагрева ионосферы мощной модулированной КВ радиоволной, подробно описан в [15]. Расчет распределения добавочных проводимостей в каждом слое ионосферы, возникающих при модификации ее проводимости излучением нагревного стенда, производился при помощи решения уравнения теплового баланса [15–18]. Образующий источник пространственно распределен как по высоте, так и в горизонтальных направлениях в соответствии с диаграммой излучения нагревного стенда. На высоте 80 км поперечный размер источника составляет более 35 км.

Отличительной особенностью нашего подхода к моделированию ионосферного источника является учет нелинейной связи пространственного распределения мощности излучения нагревного стенда с пространственным распределением амплитуды модуляции проводимости ионосферы.

Входные параметры модели

Параметры среды были рассчитаны для времени проведения эксперимента с использованием моделей: IGRF [19] для параметров статического магнитного поля, MSIS-E-90 [20] для профилей концентрации и температуры нейтралов (N_2 , O_2), IRI-2016 [21] для профиля фоновой температуры электронов.

Профили электронной концентрации были взяты из работы [11], где рассматривался этот нагревный эксперимент. Фазовые скорости распространения сигналов ионосферного источника на частотах 1017 и 3017 Гц были измерены на трассе TUL-LOZ. Перебором семейства гладко деформированных профилей N_e были найдены профили, обеспечивающие в модели наблюдаемые в эксперименте фазовые скорости.

При рассмотрении процесса распространения сигнала ионосферного источника вдоль трассы EISCAT-BAB нижняя стенка волновода представляет собой преимущественно поверхность моря. Поэтому расчет полей в волноводе для данной трассы производился с использованием в качестве условий отражения от нижней стенки коэффициентов отражения, рассчитанных для перехода вакуум-проводник с удельной проводимостью $\sigma = 4 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$ и относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 81$. При рассмотрении трасс распространения от EISCAT и источника молниевых разрядов к материковым станциям использованы условия отражения от нижней границы волновода как при переходе вакуум-проводник с $\sigma = 2 \cdot 10^{-5} \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$ и $\epsilon = 8$ [22].

Наблюдаемые в эксперименте твики приходили с юга, поэтому в модели распространения сигнала молниевых разрядов мы рассматривали трассу от источника на север.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Твик-атмосферика

В течение нагревного эксперимента на станциях регистрировались твики. Для примера, на рис. 1 приведен один твик, зарегистрированный на станции LOT, и его характеристики. На частотах вблизи поперечного резонанса влияние ТЕМ моды несущественно в силу ее относительно слабого возбуждения и большого затухания. Поэтому для выделения одной моды и исключения из

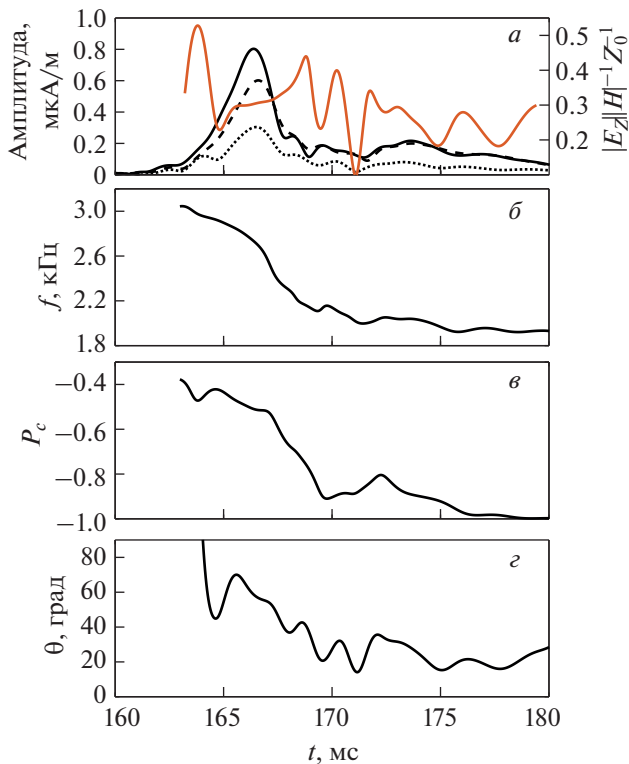


Рис. 1. Характеристики поля зарегистрированного твика: амплитуда компонент поля H_r – черная сплошная линия, H_t – черная штриховая, E_z/Z_0 – черная пунктирная и отношение E_z/Z_0 к $|H|$ – оранжевая сплошная линия, где Z_0 – импеданс свободного пространства $Z_0 = 120\pi$ Ом (а); мгновенная частота (б); индекс круговой поляризации (в); угол падения (г). Время указано с 16:49:47 УТ.

рассмотрения ТЕМ и высших мод данные регистрации отфильтрованы полосовым фильтром с полосой пропускания 1.4–3 кГц. За счет поворота системы координат в систему, связанную с направлением распространения энергии сигнала, компоненты магнитного поля разделены на радиальную (H_r) и тангенциальную (H_t). При этом направление распространения энергии определялось по углу вектора Пойнтинга ТЕМ моды в диапазоне частот 300 Гц–1 кГц. Оценка азимутального угла вектора Пойнтинга составила 348° .

Рисунок 1а иллюстрирует поведение амплитуд компонент поля и отношение амплитуды компоненты E_z к амплитуде горизонтального магнитного поля $|H| = (H_t^2 + H_r^2)^{1/2}$. С приближением мгновенной частоты (рис. 1б) хвоста твика к частоте поперечного резонанса падение волны близко к вертикальному, на что указывает уменьшение E_z относительно $|H|$ с одновременным выравниванием амплитуд H_r и H_t (рис. 1а) и стремление поляризации горизонтального магнитного поля к полностью круговой левой (рис. 1в). О падении,

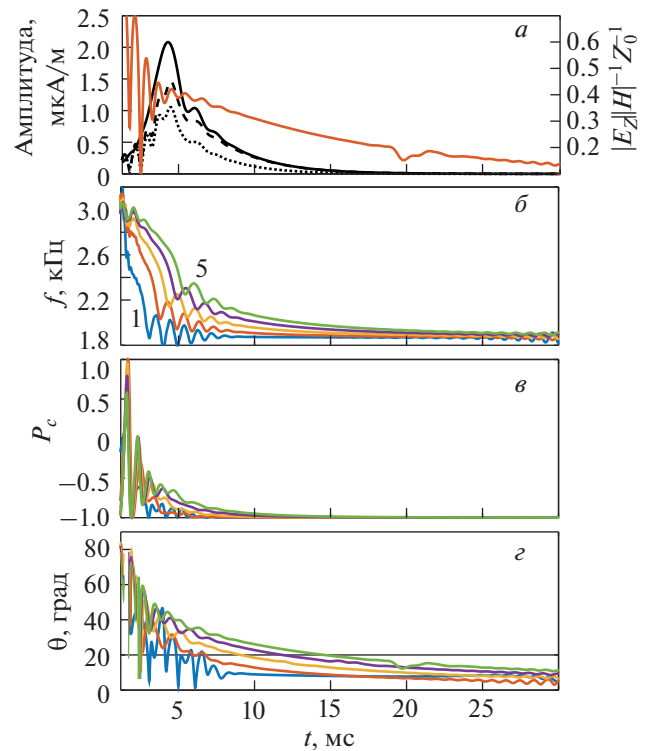


Рис. 2. Характеристики поля модельного твика на расстоянии 1800 км от источника: амплитуда компонент поля H_r – черная сплошная линия, H_t – черная штриховая, E_z/Z_0 – черная пунктирная и отношение E_z/Z_0 к $|H|$ – оранжевая сплошная линия (а); мгновенная частота (б); индекс круговой поляризации (в); угол падения (г). Номер кривой на панелях б, в, и г соответствует расстоянию от источника: 1 – 200, 2 – 600, 3 – 1000, 4 – 1400, 5 – 1800 км.

близком к вертикальному, также свидетельствуют и оценки угла θ (рис. 1г). Видно, что θ уменьшается с частотой и к концу рассматриваемого интервала достигает значений около 20° .

На рис. 2 приведены для сравнения характеристики поля модельного атмосферика в том же диапазоне частот (1.4–3 кГц), что и экспериментальные данные. Моделирование проводилось для профиля N_e из работы [11], соответствующего временному интервалу 16:21–16:36 УТ (см. рис. 3а). Рисунок 2а иллюстрирует компоненты поля на расстоянии 1800 км к северу от молниевое разряда. Здесь видно, что временной ход полученных в модели амплитуд компонент поля и их отношения соответствует экспериментальным данным. На рис. 2б–2г приведены временные зависимости мгновенной частоты f , индекса круговой поляризации P_c и угла падения θ для различных расстояний от источника. В приведенных зависимостях время распространения сигнала до точки наблюдения скомпенсировано, т.е. на рисунке время начала сфериков для всех расстояний одинаково. Из рис. 2б видно, что мгновенная

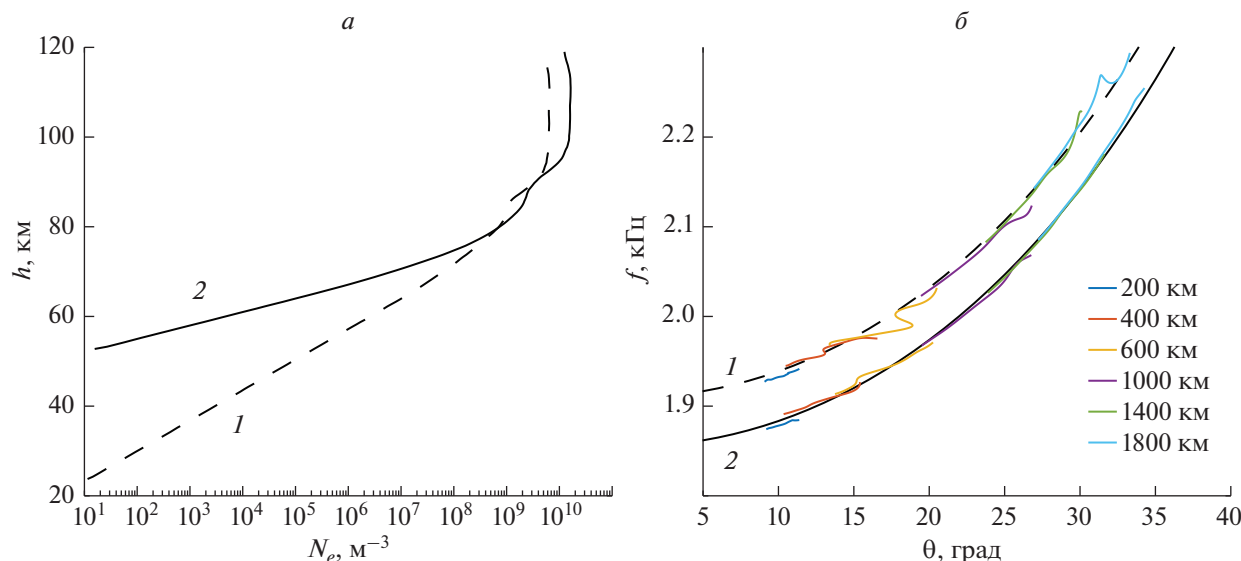


Рис. 3. Профили электронной концентрации (а): 1 – профиль, полученный для интервала времени 15:21–15:36 UT, 2 – 16:21–16:36 UT и соответствующие им зависимости мгновенной частоты от угла падения (б): кривые 1 и 2 – теоретические оценки для профилей на панели (а) 1 и 2, соответственно, цветом приведены оценки полученные при помощи моделирования для различных расстояний точки наблюдения от источника.

частота с расстоянием точки наблюдения от источника для одного и того же участка хвоста растёт. Похожую зависимость иллюстрирует и поведение угла падения (рис. 2г). Поляризация горизонтального магнитного поля спустя примерно 10 мс от начала сферика вне зависимости от расстояния становится полностью круговой левой. И в этом случае характеристики поля, полученные в результате моделирования, хорошо согласуются с экспериментальными оценками. Оценки $h_{\text{эф}}$, сделанные для хвоста твика (начиная с 10 мс) по мгновенной частоте f и углу падения θ , для всех рассмотренных дистанций отличаются незначительно и, в данном случае, в среднем составляют 80.8 км.

Для оценки применимости зависимости $h_{\text{эф}}(f, \theta)$ к данным наблюдений на различных расстояниях на рис. 3б приведены рассчитанные по модели зависимости $f(\theta)$ для двух профилей из работы [11] (рис. 3а). Данные профили получены в ходе этого же нагревного эксперимента по измерениям фазовых скоростей распространения сигналов на частотах 1017 и 3017 Гц на трассе TUL–LOZ и имеют существенное различие в нижней части. В момент начала эксперимента угол погружения Солнца за горизонт в районе нагревного стенда составлял 4° и в конце эксперимента составлял 14° . Этот факт не позволяет нам объяснить изменения профиля N_e влиянием солнечного терминатора. Вероятно, данная изменчивость вызвана какими-то другими неизвестными нам факторами. Средняя оценка $h_{\text{эф}}$ для профиля 1 составляет 78.5 км, для профиля 2 80.8 км. Исходя

из этих оценок $h_{\text{эф}}$ на рис. 3б нанесены теоретические зависимости $f(\theta)$ (кривые 1 и 2). Цветом приведены зависимости $f(\theta)$, полученные по оценкам f и θ хвоста твика, для различных расстояний. Как видно из рисунка, зависимости $f(\theta)$ для обеих профилей и приведенных расстояний, хорошо повторяют ход теоретических кривых. Этот факт говорит о возможности применения измерений угла θ к оценкам $h_{\text{эф}}$ в случае молниевых разрядов даже на расстояниях порядка 200 км от молнии. Важно отметить, что аналогичные результаты были получены и при рассмотрении трассы от источника на запад и наоборот.

Ионосферный источник

Данные, полученные в ходе нагревных экспериментов, предоставляют возможность оценки $h_{\text{эф}}$ по оценкам θ даже в случае работы нагревного стенда на одной частоте модуляции. При этом для наиболее эффективного распространения частоты ближайшего поперечного резонанса волновода Земля–ионосфера. Необходимо учитывать сложное устройство и сравнительно большие размеры (десятки километров) образуемого в ходе модулированного нагрева ионосферы источника. Это приводит к образованию большого числа слабозатухающих мод даже на значительных расстояниях от источника, что приводит к невозможности использования оценок угла падения.

На рис. 4а и 4в приведены данные регистрации сигналов ионосферного источника на частоте мо-

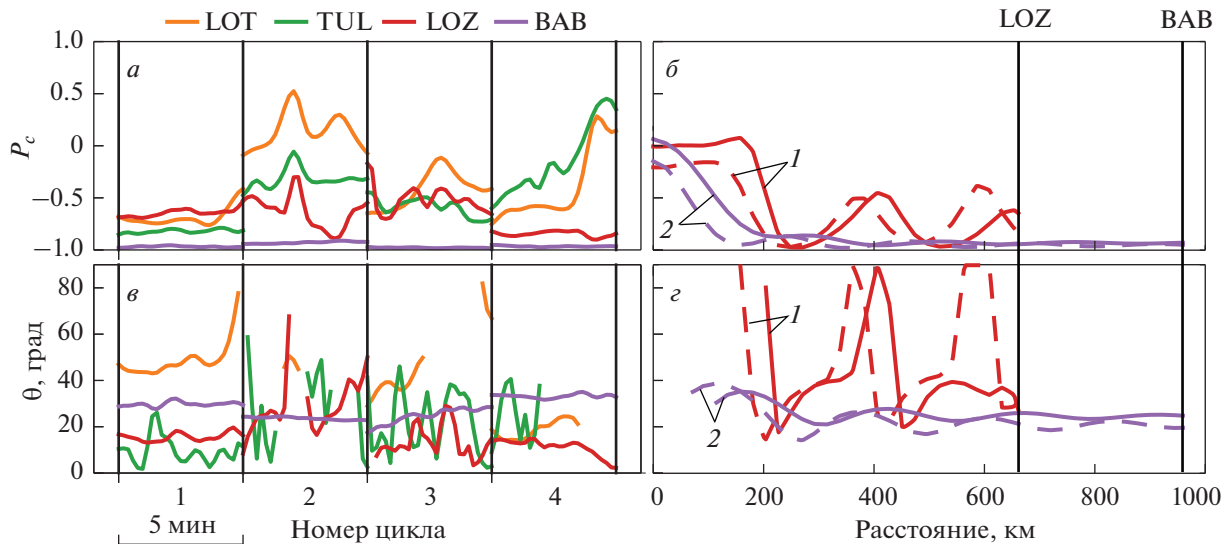


Рис. 4. Индексы круговой поляризации (*а, б*) и оценки угла падения (*в, г*) сигналов ионосферного источника на частоте модуляции 2017 Гц, полученные в ходе эксперимента и в результате моделирования. Правая панель — характеристики поля, зарегистрированного на станциях в 4 циклах нагрева. Левая панель — модельные зависимости параметров поля от расстояния вдоль трасс EISCAT-LOZ (1) и EISCAT-BAB (2), полученные для профилей рис. 3а 1 (штриховая линия) и рис. 3а 2 (сплошная).

дуляции 2017 Гц, полученные на сети станций в 4 циклах нагрева. Удаленность станций от нагревного стенда составляет для LOT — 395 км, TUL — 509 км, LOZ — 661 км и BAB — 946 км. Рисунок 4а иллюстрирует поведение индекса круговой поляризации P_c . Здесь видно, что P_c на материковых станциях всегда выше, чем в BAB, при этом в BAB наблюдается стабильная полностью круговая левая поляризация. На материковых же станциях P_c испытывает сильные вариации, четко выраженной зависимости P_c от расстояния здесь не наблюдается. Аналогичным образом ведет себя и угол падения θ (рис. 4в), только для BAB он относительно стабилен и варьируется в пределах 20° – 35° .

На рис. 4б и 4г приведены P_c и θ , полученные в результате моделирования процессов генерации и распространения сигналов ионосферного источника, распространяющихся вдоль трасс EISCAT-LOZ и EISCAT-BAB, для профилей 1 и 2 рис. 3а. Для трассы EISCAT-BAB распространение происходит над поверхностью моря ($\sigma = 4 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$), для трассы EISCAT-LOZ — над земной поверхностью ($\sigma = 2 \cdot 10^{-5} \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$). Как видно из рисунка, для рассмотренных профилей P_c и θ ведут себя относительно стабильно только при распространении вдоль трассы EISCAT-BAB на расстояниях более 200 км. Поляризация сигнала, как и в эксперименте, близка к полностью круговой левой. При этом величина угла θ для профиля 1 меньше, чем для профиля 2, что говорит о меньшей $h_{\text{эф}}$ профиля 1 по сравнению с 2.

Оценки P_c и θ вдоль трассы EISCAT-LOZ испытывают сильные вариации, что, вероятно, связано с присутствием нескольких распространяющихся мод. В этом случае угол θ практически невозможно использовать для оценки $h_{\text{эф}}$. Аналогичную картину мы наблюдаем в эксперименте, т.е. в северном направлении вдали от источника характеристики поля стабильны, в то время как в восточном направлении ближе к источнику наблюдаются сильные вариации как во времени, так и в пространстве. Анализ пространственных распределений поля ионосферного источника показал, что такой эффект связан как с неоднородностью диаграммы излучения ионосферного источника, так и с влиянием величины проводимости нижней стенки волновода.

Оценки эффективной высоты отражения по экспериментальным данным

По полученным в ходе нагревного эксперимента данным регистрации компонент ЭМ поля мы провели оценки $h_{\text{эф}}$ в четырех циклах нагрева. Для этих оценок были использованы сигналы ионосферного источника на частоте 2017 Гц в BAB и зарегистрированные в это же время твики на станции LOT. Оценки $h_{\text{эф}}$ по твикам проводились только по данным станции LOT в силу того, что на данной станции уровень промышленных помех был минимален. В табл. 1 приведены полученные оценки $h_{\text{эф}}$.

Таблица 1. Результаты оценки $h_{\text{эф}}$ по сигналам ионосферного источника, зарегистрированным в ВАВ, и сигналам твиков, зарегистрированным в LOT

№ цикла	1	2	3	4
По нагреву, км	85.6	81.2	81.9	88.9
По твикам, км	83.1	77.2	80.0	84.3

Из приведенных данных видно, что $h_{\text{эф}}$ определенные по нагреву во всех случаях выше, чем определенные по твикам. В то же время оценки $h_{\text{эф}}$ обладают схожей динамикой. Это объясняется различием трасс распространения сигналов. Как было отмечено выше, источник твиков был расположен в районе Черного моря, поэтому трасса до LOT в основном среднеширотная, а трасса EISCA–BAV высокоширотная. Нижняя среднеширотная ионосфера, по сравнению с высокоширотной, в среднем имеет большие значения N_e , и, соответственно, меньшую $h_{\text{эф}}$. При этом схожесть изменений $h_{\text{эф}}$ для данных трасс, вероятно, вызвана изменениями профиля N_e в их высокоширотной части.

Оценки угла θ и в том, и в другом случае дают адекватные величины $h_{\text{эф}}$ и могут быть использованы для диагностики ионосферы, но в случае нагрева необходимо учитывать неоднородность диаграммы излучения ионосферного источника.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен анализ данных регистрации компонент поля ионосферного источника и твиков на сети высокоширотных станций на частотах выше первого поперечного резонанса. Показано, что и в том, и в другом случае вдали от источника на частотах вблизи поперечного резонанса наблюдается практически полная круговая левая поляризация горизонтального магнитного поля, а углы падения θ , определенные с привлечением данных измерений вертикальной электрической компоненты, малы и составляют от 10° до 35° . Вблизи ионосферного источника поляризация и оценки θ нестабильны. Результаты моделирования хорошо согласуются с результатами наблюдений.

Совместный анализ данных наблюдений и результатов моделирования показал, что оценки угла θ как для твиков, так и для ионосферного источника, дают адекватные величины эффективной высоты отражения $h_{\text{эф}}$ и могут быть использованы для диагностики нижней ионосферы. Однако, в случае ионосферного источника важно учитывать неоднородность его диаграммы излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yamashita M. // J. Atm. Terr. Phys. 1978. V. 40. No. 2. P. 151.
2. Ohya H., Shiokawa K., Miyoshi Y. // Earth Planets Space. 2008. V. 60. P. 837.
3. Maurya A.K., Singh R., Veenadhari B. et al. // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. Art. No. A05301.
4. Tsuruda K., Hayashi K. // J. Atm. Terr. Phys. 1975. V. 37. No. 9. P. 1193.
5. Fedorenko Yu.V., Tereshchenko E.D., Pilgaev S.V. et al. // Radio Sci. 2014. V. 49. No. 12. P. 1 254.
6. Ларченко А.В., Лебедь О.М., Благовещенская Н.Ф. и др. // Изв. вузов. Радиофиз. 2019. Т. 62. № 6. С. 429; Larchenko A.V., Lebed' O.M., Pilgaev S.V. et al. // Radiophys. Quant. Electron. 2019. V. 62. No. 6. P. 385.
7. Ostapenko A.A., Titova E.E., Nickolaenko A.P. et al. // Ann. Geophys. 2010. V. 28. No. 1. P. 193.
8. Shvets A.V., Hayakawa M. // J. Atm. Terr. Phys. 1975. V. 37. No. 9. P. 1193.
9. Пильгаев С.В., Ларченко А.В., Федоренко Ю.В. и др. // ПТЭ. 2021. № 5. С. 115; Pil'gaev S.V., Larchenko A.V., Fedorenko Y.V. et al. // Instrum. Exper. Tech. 2021. V. 64. No. 5. P. 744.
10. Пильгаев С.В., Ларченко А.В., Филатов М.В. и др. // ПТЭ. 2018. № 6. С. 49; Pil'gaev S.V., Larchenko A.V., Filatov M.V. et al. // Pil'gaev S.V., Larchenko A.V., Fedorenko Y.V. et al. // Instrum. Exper. Tech. 2018. V. 61. No. 6. P. 809.
11. Лебедь О.М., Федоренко Ю.В., Благовещенская Н.Ф. и др. // Геомагн. и аэрон. 2017. Т. 6, № 57. С. 751; Lebed' O.M., Fedorenko Y.V., Larchenko A.V. et al. // Geomagn. Aeron. 2017. T. 57. No. 6. C. 698.
12. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1. Случайные процессы. М.: Наука: ГРФМЛ, 1976. 494 с.
13. Lehtinen N.G., Inan U.S. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2008. V. 113. No. 6. Art. No. 06301.
14. Li H.F., He W., He Q.Q., Zheng J.J. // Adv. Engin. Res. 2016. V. 115. P. 259.
15. Moore R. ELF/VLF wave generation by modulated HF heating of the auroral electrojet: PhD thesis. Stanford University, 2007. 107 p.
16. Rietveld M.T., Mauelshagen H.P., Stubbe P. et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 1987. V. 92. No. A8. Art. No. 8707.
17. Rietveld M.T., Stubbe P., Kopka H. // Radio Sci. 1989. V. 24. No. 3. P. 270.
18. Cohen M.B., Golkowski M., Inan U.S. // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. No. L02. Art. No. 02806.
19. www.geomag.bgs.ac.uk/data_service/models_compass/igrf_calc.html.
20. https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/msis_vitmo.php.
21. https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php.
22. Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A.A. et al. // Earth Planets Space. 2002. V. 54. No. 5. P. 535.

Peculiarities of excitation of the Earth–ionosphere waveguide at frequencies above the frequency of the first transverse resonance

A. V. Larchenko^{a,*}, O. M. Lebed^a, S. V. Pilgaev^a, D. I. Sidorenko^a, Yu. V. Fedorenko^a

^a Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

**e-mail: alexey.larchenko@gmail.com*

Experimental data on the registration of signals from tweek-atmospherics and an ionospheric source formed because of heating of the ionosphere at frequencies higher than the frequency of the first transverse resonance of the Earth–ionosphere waveguide (~ 1.8 kHz) are considered. It is shown that, far from the source, at frequencies near the resonance, almost complete circular left-hand polarization of the horizontal magnetic field is observed, and the angles of incidence are small and range from 10° to 35° . A joint analysis of observational data and simulation results showed that it is possible to calculate the effective reflection height from estimates of the incidence angle, which can be used to diagnose the lower ionosphere. But, in the case of an ionospheric source, it is important to take into account the inhomogeneity of its radiation pattern.

УДК 551.510.535

МОДЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ РАСЧЕТА ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ МЕТОДОМ РАЗНЕСЕННОГО ПРИЕМА СПУТНИКОВЫХ СИГНАЛОВ

© 2023 г. С. М. Черняков*

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
“Полярный геофизический институт”, Анапиты, Россия

*E-mail: smcherniakov@gmail.com

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Предложена методика модельной оценки погрешности расчета полного электронного содержания в ионосфере по данным разнесенного приема сигналов низкоорбитальных спутников. Для оценки погрешности использовалась динамическая модель электронной концентрации ионосферы Земли. Модельные оценки погрешностей расчета полного электронного содержания получены из рассчитанных модельных величин.

DOI: 10.31857/S0367676522700491, EDN: AJACHH

ВВЕДЕНИЕ

Одним из активно используемых параметров при изучении свойств верхней атмосферы является полное электронное содержание (ПЭС) [1]. Для получения ПЭС используют, как правило, фазовые методы, поскольку для их применения возможно использование спутников, запущенных для выполнения других целей [2, 3]. К ним относятся, например, навигационные спутники, излучающие когерентные волны. Первые спутниковые навигационные системы были основаны на использовании низкоорбитальных спутников типа американской системы “Транзит” (высота 1075 км, период обращения 106 мин, наклонение $\sim 90^\circ$) и российских “Цикада” и “Парус” (высота 1000 км, период обращения 105 мин, наклонение 83°). Спутники этих систем непрерывно излучали по две когерентные частоты 150 и 400 МГц [4].

Современные спутники, находящиеся на низкой околоземной орбите, (например, созвездия спутников OneWeb, SpaceX, LeGNSS, Kepler) имеют высоты до 2000 км и предназначены для различных целей, но некоторые из них могут быть использованы для исследования ионосферы, поскольку имеют на борту передатчики, излучающие когерентные частоты [5]. Предполагается, что низкоорбитальные спутники будут все активнее использоваться для целей навигации, коммуникации, наблюдения за поверхностью Земли, развития глобальной сети Интернет и число их на орбите будет расти. При этом боль-

шая часть таких спутников будет иметь на борту передатчики, излучающие когерентные волны, и зона их действия будет охватывать весь земной шар.

Результирующая разность фаз Φ излучаемых когерентных частот 150 и 400 МГц зависит от интеграла электронной плотности N вдоль луча зрения от спутника S до приемника R , т.е. от ПЭС [2]:

$$\Phi = C \int_R^S N ds,$$

где C — постоянная, зависящая от используемых когерентных частот и равная в нашем случае

$4.81 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2$, $\int_R^S N ds$ — полное электронное содержание вдоль луча зрения со спутника до приемника. В дальнейшем, под фазой мы будем понимать разностную фазу.

Полученное значение ПЭС относится к линии зрения от приемника на спутник, и его нельзя отнести к какой-то конкретной точке пространства. В таком виде ПЭС применяется для решения некоторых задач, но при необходимости локализации возмущений, фиксируемых в ПЭС, возникает неопределенность в их положении. Для устранения неопределенности ПЭС привязывают к какой-либо высоте на линии зрения. Для этого используют приближение тонкого фазового экрана [6], согласно которому изменения в сигнале происходят лишь на этом экране, расположенном на какой-то высоте. В месте пересечения луча зрения приемник—спутник с этой высотой, ко-

торое называют ионосферной точкой, выполняется геометрический пересчет наклонного ПЭС в вертикальное полное электронное содержание (ВПЭС) простым умножением ПЭС на косинус угла χ между вертикалью и лучом зрения со спутника на приемник. ВПЭС, таким образом, представляет собой полное электронное содержание в вертикальном столбе единичного сечения, проходящего через ионосферную точку.

Рассматривая экспериментальный дискретный временной ряд изменений фазы Φ_i , получаемый вдоль траектории пролета спутника, формулу расчета фазы можно записать следующим образом:

$$\Phi_i + \Phi_0 = CD_i I_i; \quad i = 1, 2, \dots, k, \quad (1)$$

где Φ_i значение наблюдаемой разностной фазы в момент времени t_i , Φ_0 — неизвестная начальная фаза, C — постоянная, $D_i = \sec \chi_i$, χ — угол между вертикалью и лучом зрения со спутника на приемник в ионосферной точке, I_i — вертикальное полное электронное содержание в момент времени t_i , k — число точек отсчета вдоль траектории спутника. Это приближение применимо с хорошей точностью при углах места спутника больше 30° , поэтому нами для расчета выбирались углы места спутников более 30° . Обычно полагают, что выбор высоты ионосферной точки не критичен для перерасчета при высоте угла возвышения более 30° , а высота 400 км вполне подходит для решения большинства задач [1].

Основная трудность расчета ПЭС вдоль линии зрения приемник-спутник в эксперименте заключается в том, что в эксперименте фиксируется лишь фаза от $-\pi$ до π и нам неизвестна полная фаза Φ_0 , набежавшая при прохождении сигнала от спутника до приемника в начальный момент записи, так называемая начальная фазовая постоянная. Поэтому фактически по изменению экспериментальной фазы во время движения спутника можно рассчитать только изменение ПЭС. Для того чтобы получить массив значений ПЭС между приемником и спутником по формуле (1) надо знать начальную фазовую постоянную Φ_0 .

Для получения начальной фазовой постоянной предлагаются различные варианты. В работе [7] показана возможность разрешения фазовой неоднозначности по данным одной станции при использовании сигналов на более чем трех когерентных частотах. Использование более простых модельных представлений о среде в случае одноточечного приема сигналов низкоорбитальных спутниковых радиомаяков для локальной оценки вертикального полного электронного содержания предложено в работе [8].

Для получения начальной фазовой постоянной на различных станциях использовались одновременные наблюдения сигналов ИСЗ в ос-

новном с целью сравнения результатов расчетов ПЭС по различным методикам и коррекции полученных значений, поскольку предполагалось, что в ионосферной точке, которую видели с обеих станций, значение ВПЭС должно быть одинаково [9, 10].

Дальнейшее развитие фазовых измерений в нескольких приемных точках для расчета Φ_0 предложено в работе [11], оно лежит в основе рассматриваемого здесь метода разнесенного приема сигналов низкоорбитальных спутников. Если использовать метод наименьших квадратов для массивов данных на двух станциях, то можно определить эти неизвестные постоянные, исходя из минимума следующего выражения:

$$\sum_{i=1}^k (\Phi_{01}/D_{i1} + \Phi_{i1}/D_{i1} - \Phi_{02}/D_{i2} - \Phi_{i2}/D_{i2})^2,$$

где k — число совпадающих ионосферных точек в массивах экспериментальных данных двух приемных пунктов за время пролета спутника. Предполагается, что тем самым значительно улучшается оценка получаемых значений начальных фазовых постоянных Φ_{01} и Φ_{02} .

МОДЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ

Как показали предыдущие исследования, использование метода разнесенного приема сигналов спутников является информативным способом получения данных о структуре и динамике ионосферы [12]. Как и при применении других методов в экспериментальных исследованиях, существенным является вопрос точности получаемых ими данных. Сравнение результатов этого метода с данными независимых экспериментальных методов показало его применимость с хорошей точностью для исследования высокоширотной ионосферы в условиях различных возмущений [13, 14].

Наличие моделей ионосферы дает возможность проводить оценку точности экспериментальных методов более простым способом. В нашем случае, используя модель ионосферы, мы можем оценить погрешность определения ПЭС при использовании метода разнесенного приема сигналов низкоорбитальных навигационных спутников.

В качестве исходной модели ионосферы взята динамическая модель электронной концентрации ионосферы Земли [15]. Модель полностью описывается в виде простых уравнений. Для заданных координат точки и входных параметров, описывающих время и геомагнитную ситуацию, можно рассчитать значение электронной концентрации в этой точке. Задав двумерное распределение точек в плоскости пролета низкоорби-

тального спутника, можно получить пространственное распределение электронной концентрации для заданного момента времени.

Модельная оценка погрешности восстановления ПЭС по методу разнесенного приема выполнялась с использованием данных о реальных пролетах спутников и местоположении использовавшихся в экспериментах приемных пунктов сигналов спутников при некоторых модельных упрощениях. Время пролета спутника в зоне радиовидимости приемного пункта обычно занимает около 15 мин. Полагая, что за это время в ионосфере не происходят существенные изменения, для времени пересечения спутником широты приемного пункта Верхнетуломский рассчитывалось модельное двумерное распределение электронной концентрации в плоскости вдоль фиксированной долготы 33° в.д. Проекция нисходящей ветви зенитных низкоорбитальных спутников в районе Кольского полуострова лежала вблизи этой долготы. Для оценки выбирался виртуальный пролет спутника вдоль долготы 33° в.д., время пролета и широты которого взяты из реального пролета спутника. Поскольку используемая модель является трехмерной, то можно усложнить задачу и рассчитать все параметры для реально используемых при наблюдениях пролетов, которые, как правило, не являются зенитными, хотя и близки к ним. Это позволит исследовать влияние возможных долготных градиентов электронной концентрации на рассчитываемые величины погрешности, но это не является предметом данного рассмотрения. Плоскостная картина распределения выбрана для упрощения расчета и существенным образом не влияет на результат.

Знание координат приемного пункта и широты виртуального пролета спутника при фиксированной долготе позволяет рассчитать дальность до спутника по линии зрения приемный пункт-виртуальный спутник и ПЭС вдоль линии зрения. Из полученного ПЭС, можно рассчитать полную фазу F вдоль линии зрения приемник-спутник. Таким образом, задавая реальное время пролета спутника и его широту можно получить для выбранного пункта приема сигналов спутников модельное значение полной фазы F_i вдоль линии зрения приемник-виртуальный спутник для каждого момента времени пролета спутника t_i , т.е., в конечном счете, массив значений полных модельных фаз F_i для каждого пункта наблюдения. Первое значение полной фазы в этих массивах представляет собой начальную фазовую постоянную для каждого пункта наблюдения: F_{01} и F_{02} , определение которых представляет собой основную трудность при экспериментальном определении ПЭС. Вычитая из полученного массива полных фаз F_i значение фазы в начальный мо-

мент расчета F_0 , получаем массивы фаз Φ_i , которые соответствуют экспериментальным фазам, используемым для расчета в каждом приемном пункте. Используя эти массивы фаз Φ_{i1} и Φ_{i2} , по методу разнесенного приема можно рассчитать “экспериментальные” начальные фазы для каждого приемного пункта (Φ_{01} , Φ_{02}). В идеальном варианте начальные фазовые постоянные Φ_{01} и Φ_{02} , рассчитанные из массивов фаз Φ_{i1} и Φ_{i2} по методу разнесенного приема сигналов, должны быть равны, соответственно, первым фазам F_{01} и F_{02} . Сравнение рассчитанных по методу разнесенного приема начальных фаз Φ_{01} и Φ_{02} с начальными фазами F_{01} и F_{02} даст оценку погрешности расчета начальных фазовых постоянных методом разнесенного приема.

Оценим точность определения ПЭС на примере двух модельных распределений электронной концентрации, подобных приведенных на рис. 1а и 2а. Первое распределение (рис. 1а) соответствует спокойному состоянию в ионосфере в дневное время ($t=12:30$ UT, $Kp=0$, $R=169$), второе можно наблюдать во время суббури при появлении плазменного кольца в районе наблюдения ($t=01:58$ UT, $Kp=2+$, $R=169$) [12]. Модельное плазменное кольцо было получено путем искусственного изменения спокойного распределения электронной концентрации включением в него области повышенной концентрации. Интегрирование электронной концентрации по высоте для каждой из широт, которые использовались для расчета двумерного модельного распределения электронной концентрации, дает модельное ВПЭС для каждой из этих широт и в результате модельный профиль ВПЭС по широте. Этот профиль ВПЭС не зависит от выбора пункта наблюдения, а рассчитан непосредственно из двумерного распределения электронной концентрации. Значения ВПЭС приведены в общепринятых в литературе единицах TECU ($1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ м}^{-2}$).

Для каждого пункта наблюдения рассчитывался свой массив модельного ПЭС и, следовательно, массив полных фаз F . Примеры получаемых фаз F приведены на верхних рис. 1б и 2б. На приведенных рисунках штриховыми линиями обозначены фазы F , рассчитанные для пункта R1 (69° с.ш., 33° в.д.), точечными – для пункта R2 (65° с.ш., 33° в.д.).

Перерасчет ПЭС в ВПЭС в пунктах наблюдения R1 и R2 выполнялся для ионосферных точек на высоте 400 км. На нижних рис. 1б и 2б приведено ВПЭС, которое было получено при выбранных распределениях электронной концентрации: из приемного пункта R1 (штриховая линия), из приемного пункта R2 (точечная линия) и модельное ВПЭС по широте (сплошная линия). Видно, что широтные профили ВПЭС, получаемые в различных приемных пунктах, зависят от пункта наблюдения. Отметим также, что выбор ионо-

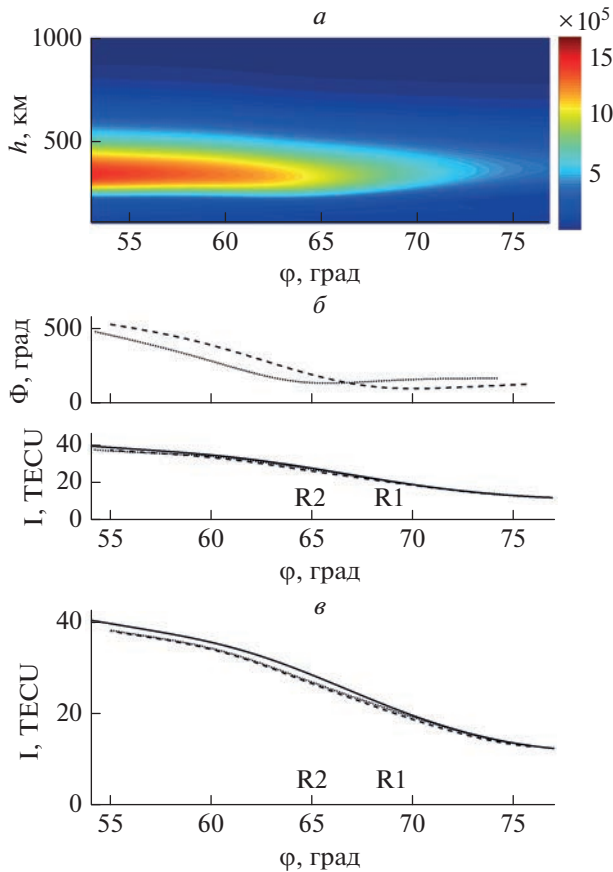


Рис. 1. Модельное распределение электронной концентрации (cm^{-3}) (спокойные условия) (а). Вид рассчитанных модельных фаз (верхний рисунок) и ВПЭС (нижний рисунок) (спокойные условия) (б). Вид модельного ВПЭС (сплошная линия), рассчитанного ВПЭС из приемного пункта R1 (модельного (точечная линия) и “экспериментального” (штриховая линия)) (спокойные условия) (в).

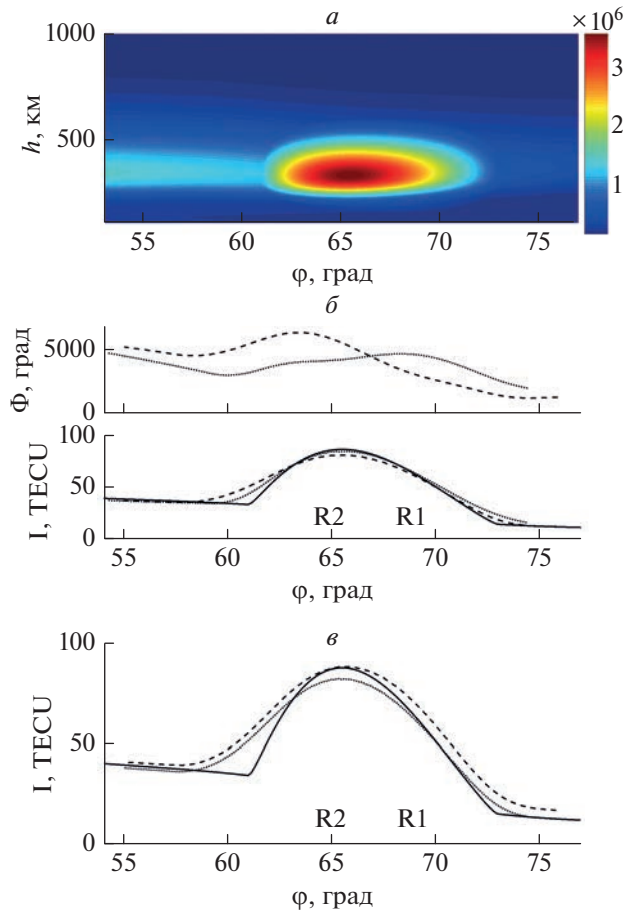


Рис. 2. Модельное распределение электронной концентрации (cm^{-3}) (плазменное кольцо) (а). Вид рассчитанных модельных фаз (верхний рисунок) и ВПЭС (нижний рисунок) (плазменное кольцо) (б). Вид модельного ВПЭС (сплошная линия), рассчитанного ВПЭС из приемного пункта R1 (модельного (точечная линия) и “экспериментального” (штриховая линия)) (плазменное кольцо) (в).

сферной высоты влияет на величину получаемого ВПЭС. Сравнение модельного ВПЭС с ВПЭС, получаемом в пункте наблюдения, можно использовать для оценки погрешностей, связанных с положением приемной станции относительно рассматриваемых структур в ионосфере и выбором ионосферной высоты для перерасчета ПЭС в ВПЭС.

В случае спокойной ионосферы (рис. 1б) модельное ВПЭС и ВПЭС, определяемое в пунктах наблюдения, близки друг к другу. Таким образом в спокойных геофизических условиях вид ВПЭС восстанавливается в приемных пунктах достаточно хорошо. При наличии в ионосфере изолированных неоднородностей (рис. 2б) широтные модельные профили ВПЭС, которые получают в разных приемных пунктах, и модельный широтный профиль ВПЭС имеют отличия. Наибольшее

несоответствие наблюдается в местах с резким изменением электронной концентрации.

Начальные фазы Φ_{01} и Φ_{02} из фаз Φ_{i1} и Φ_{i2} были рассчитаны по методу разнесенного приема для случаев спокойной ионосферы и плазменного кольца. Используя полученные значения рассчитанных начальных фаз Φ_{01} и Φ_{02} и массивы фаз Φ_{i1} и Φ_{i2} , можно рассчитать “экспериментальное” ВПЭС для первого и второго приемных пунктов, в которое входит погрешность определения начальной фазовой постоянной при расчете по методу разнесенного приема. Это дает возможность сравнить поведение ВПЭС, полученного из модели в пункте приема, с “экспериментальным” ВПЭС, полученным с использованием метода разнесенного приема, т.е. оценить влияние погреш-

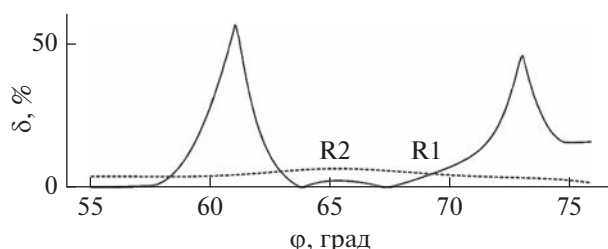


Рис. 3. Относительная погрешность δ расчета ВПЭС в пункте приема R1.

ности определения начальной фазовой постоянной на погрешность расчета ВПЭС.

На рис. 1в и 2в приведено модельное ВПЭС (сплошная линия), а также ВПЭС, рассчитанное для пункта наблюдения R1: точечная линия показывает ВПЭС, рассчитанное по ПЭС, полученному из модели, а штриховая линия – ВПЭС, рассчитанное из фаз Φ_{i1} и начальной фазовой постоянной Φ_{01} , которая получена с использованием метода разнесенного приема (“эксперимент”). Сравнение ВПЭС, полученного из модели для данного пункта, и “экспериментального” ВПЭС, полученного из фаз Φ_{i1} с учетом рассчитанной начальной фазы Φ_{01} , показывает, что они во многом похожи.

Для оценки погрешности определения ВПЭС была рассчитана относительная погрешность δ расчета “экспериментального” ВПЭС, рассчитанного из пункта наблюдения R1, относительно модельного ВПЭС, не зависящего от пункта наблюдения, по формуле:

$$\delta_{\text{экс}} = \frac{|\text{ВПЭС}_{\text{экс}} - \text{ВПЭС}_{\text{мод}}|}{\text{ВПЭС}_{\text{мод}}} \cdot 100\%.$$

На рис. 3 показаны значения относительной погрешности δ расчета ВПЭС для пункта приема R1 в зависимости от географической широты φ для спокойных условий (штриховая линия) и в случае плазменного кольца (сплошная линия).

Расчеты для начальных фаз в приемном пункте R1 показали следующее: а) для спокойных условий разность начальных фазовых постоянных Φ_0 и F_0 равна 33.3° , относительная погрешность = 2.7%, б) для случая плазменного кольца разность Φ_0 и F_0 равна 186.2° , относительная погрешность = 12.8%. Таким образом, можно сказать, для рассмотренных случаев метод разнесенного приема дает удовлетворительные оценки начальной фазовой постоянной.

Рассмотренные случаи показывают, что для приемных пунктов, разнесенных на четыре градуса вдоль долготы, в случае спокойных условий в ионосфере относительная погрешность определения ВПЭС с использованием метода разнесен-

ного приема не превышает 7%. В случае плазменного кольца относительная погрешность определения ВПЭС меняется в зависимости от широты и не превышает 60%. Повышенные значения относительной погрешности относятся к областям с резким изменением ВПЭС. В спокойных условиях форма и величина ВПЭС восстанавливается хорошо. В случае плазменного кольца относительная погрешность определения ВПЭС зависит от формы плазменного кольца и наибольшая в областях резкого измерения ВПЭС.

Адаптация динамической модели ионосферы позволяет получить двумерное распределение электронной концентрации, близкое к наблюдаемому в эксперименте, а выполненные модельные расчеты дают возможность получить оценочные значения погрешностей определения начальной фазовой постоянной для реальной конфигурации приемных пунктов и условий в ионосфере. Преимуществом такого подхода к оценке точности получаемой начальной фазовой постоянной является то, что, меняя расположение приемных пунктов относительно друг друга, можно оценить влияние расстояния между приемными пунктами на точность определения экспериментального ВПЭС, а также на пространственное разрешение структур электронной плотности. Это позволит при подготовке эксперимента выбрать расстояния между приемными пунктами, которые соответствуют поставленной задаче.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена методика, позволяющая оценить погрешность получения начальной фазовой постоянной методом разнесенного приема сигналов низкоорбитальных спутников. Оценены значения погрешностей определения начальной фазовой постоянной и ВПЭС для случаев спокойной ионосферы и плазменного кольца. Для спокойных условий в ионосфере относительная погрешность определения начальной фазовой постоянной не превысила 3%, а в случае плазменного кольца – 13%, для ВПЭС относительная погрешность в спокойных условиях не превышала 7%, а в случае плазменного кольца не превышала 60%. Большие значения относительной погрешности были в областях резкого изменения ВПЭС. Предложенная методика позволяет оценить вероятную погрешность при выборе положения приемных пунктов относительно друг друга, а также погрешности при выборе ионосферной высоты перерасчета наклонного ПЭС в ВПЭС при рассмотрении интересующей ситуации в ионосфере. Для расчетов погрешностей рассмотренная модель была выбрана из-за простоты и малого времени расчета электронной концентрации. При использовании другой модели результаты могут быть отличными, но незначительно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Афраймович Э.Л., Первалова Н.П.* GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск: Изд-во ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006. 480 с.
2. *Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С.* Радиотомография ионосферы. М.: Физматлит, 2007. 336 с.
3. *Yasyukevich Y.V., Vesnin A.M., Kiselev A.V. et al.* // Universe. 2022. V. 8. No. 2. P. 98.
4. *Богданов В.А., Сорочинский Е.В., Якшевич Е.В.* Спутниковые системы морской навигации. М.: Транспорт, 1987. 200 с.
5. *Ge H., Li B., Jia S. et al.* // Geo-spatial Inform. Sci. 2022. V. 25. No. 1. P. 1.
6. *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2. М.: Мир, 1981. 280 с.
7. *Романов А.А., Новиков А.В., Романов А.А.* // Вопр. электромех. 2009. Т. 111. С. 31.
8. *Андреева Е.С., Назаренко М.О., Нестеров И.А. и др.* // Изв. вузов. Радиофиз. 2020. Т. 63. № 11. С. 942.
9. *Rao N.N., Klobuchar J.A.* // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. No. 19. P. 6373.
10. *Dugassa T., Habarulema J.B., Nigussie M.* // Ann. Geophys. 2019. V. 37. P. 1161.
11. *Leitinger R., Schmidt G., Tauriainen A.* // J. Geophys. 1975. V. 41. No. 2. P. 201.
12. *Черняков С.М., Шульгина Н.В.* // Геомагн. и аэрон. 1995. Т. 35. № 6. С. 102; *Chernyakov S.M., Shulgina N.V.* // Geomagn. Aeron. 1995. V. 35. No. 6. P. 806.
13. *Черняков С.М., Терещенко Е.Д., Куницын В.Е., Брюнелли Б.Е.* // Геомагн. и аэрон. 1992. Т. 32. № 4. С. 94; *Cherniakov S.M., Tereshchenko E.D., Kunitsyn V.E., Brunelli B.E.* // Geomagn. Aeron. 1992. V. 32. No. 5. P. 82.
14. *Chernyakov S.M., Tereshchenko E.D., Brunelli B.E., Nygren T.* // Ann. Geophys. 1993. V. 11. P. 10.
15. ГОСТ 25645.140-86-25645.142-86. Модели распределения электронной концентрации.

Model estimation of total electron content calculation error by the method of spaced reception of satellite signals

S. M. Cherniakov*

Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

**e-mail: smcherniakov@gmail.com*

The method for model estimation of the total electron content calculation error in the ionosphere from the data of spaced reception of signals from low Earth orbit satellites was proposed. To estimate the accuracy, a dynamic model of the electron density of the Earth's ionosphere was used. Model estimations of the errors of the total electron content calculations from calculated model values were received.

УДК 551.510.535

ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭМИССИЙ И ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЯХ

© 2023 г. В. Е. Иванов¹, Ж. В. Дашкевич¹, *, О. И. Ягодкина¹

¹ Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
“Полярный геофизический институт”, Апатиты, Россия

*E-mail: zhanna@pgia.ru

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Показано, что эффективности возбуждения авроральных эмиссий $\lambda = 391.4, 557.7$ и 630.0 нм и эффективность формирования электронной концентрации слабо зависят от формы энергетического спектра высыпавшихся электронов и определяются в основном значениями средних энергий потока электронов.

DOI: 10.31857/S0367676522700508, EDN: AJCHKI

ВВЕДЕНИЕ

Моделирование пространственного распределения интенсивностей свечения различных эмиссий и электронной концентрации в периоды магнитосферных возмущений имеет важное значение в вопросах диагностики и прогноза состояния возмущенной полярной ионосферы. Созданию глобальных моделей планетарного распределения аврорального свечения были посвящены работы [1, 2]. В качестве экспериментальной основы при создании таких моделей в этих работах были использованы эмпирические модели электронных высыпаний [3–5], при этом в обеих работах для проведения расчетов делалось априорное предположение о форме энергетического спектра потока высыпавшихся электронов. В данной работе рассмотрено влияние формы энергетического спектра и средней энергии высыпавшихся электронов на интегральную интенсивность авроральных эмиссий и содержание электронов в столбе полярного сияния.

ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ЭМИССИЙ

Введем понятие эффективности возбуждения оптической эмиссии как отношение интегральной интенсивности излучения с длиной волны λ к полному потоку энергии высыпавшихся электронов:

$$Eff_{\lambda} = I_{\lambda} / F_E, \quad (1)$$

где I_{λ} — интегральная интенсивность эмиссии, измеряемая в Рэлях, F_E — поток энергии высыпавшихся электронов в эрг · см^{−2} · с^{−1}.

Интегральная интенсивность соответствует суммарной интенсивности в вертикальном столбе полярного сияния и может быть рассчитана из высотного профиля объемной интенсивности излучения:

$$I_{\lambda} = \int_0^{\infty} Q_{\lambda}(h) dh, \quad (2)$$

где: $Q_{\lambda}(h)$ — величина объемной интенсивности излучения с длиной волны λ на высоте h в фотон · см^{−3} · с^{−1}.

Рассмотрим влияние параметров потока высыпавшихся электронов на эффективность возбуждения эмиссий в вертикальном столбе полярных сияний. Под параметрами потока будем понимать форму энергетического спектра и среднюю энергию высыпавшихся электронов. Для исследования были выбраны наиболее характерные эмиссии, наблюдаемые в полярных сияниях: эмиссия первой отрицательной системы полос $N_2^+ 1NG \lambda = 391.4$ нм и эмиссии возбужденного атомарного кислорода $OI \lambda = 557.7$ нм и $OI \lambda = 630.0$ нм.

Расчеты интенсивностей эмиссий проводились в рамках физико-химической модели возбужденной полярной ионосферы, представленной в работе [6], позволяющей рассчитывать высотные профили концентрации 17 основных возбужденных и ионизированных компонент атмосферных газов и электронную концентрацию

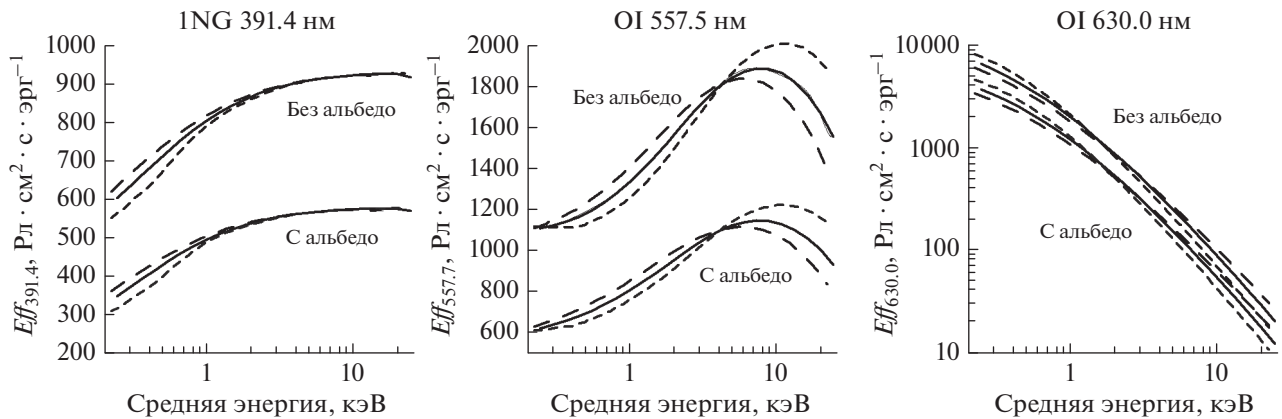


Рис. 1. Эффективности возбуждения оптических эмиссий, рассчитанные для трех видов спектра выпадающих электронов: длинный пунктир — поток с экспоненциальным распределением, короткий пунктир — моноэнергетический поток, сплошная линия — поток с максвелловским распределением (3).

во время авроральных высыпаний. Входными параметрами в этой модели являются энергетический спектр выпадающих электронов на верхней границе ионосферы и модель нейтральной атмосферы. Перераспределение энергии, выделившейся вследствие высыпаний электронов, описывают 56 физико-химических реакций. Высотные профили скоростей образования возбужденных компонент атмосферных газов рассчитывались с использованием функции диссипации энергии и “энергетических цен”, полученных на основе результатов моделирования процесса переноса электронов в атмосферных газах, представленных в работе [7]. Расчеты проводились в модели нейтральной атмосферы MSIS-E-90, данные взяты с веб-сайта https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/msis_vitmo.php. Для исследования были выбраны три вида энергетического спектра потока выпадающих электронов: моноэнергетический, поток с экспоненциальным распределением по энергиям и поток с максвелловским распределением по энергиям соответственно:

$$f(E) = F_E \delta(E - E_0), \quad f(E) = \frac{F_E}{E_0^2} \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right), \quad (3)$$

$$f(E) = \frac{F_E}{2E_0^3} E \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right).$$

Расчеты проводились для средних энергий в диапазоне от 0.1 до 20 кэВ, который является типичным для авроральных электронов, возбуждающих полярные сияния [3, 8, 9]. При моделировании излучения авроральных эмиссий необходимо учитывать величины альbedo-потоков, которые определяют долю энергии электронов, отраженную атмосферой. Доля отраженной энергии находится в зависимости от высоты источника электронов и энергии выпадающих частиц [7]. Поэтому расчеты эффективностей возбужде-

ния оптических эмиссий проводились для двух случаев, без учета альbedo-потоков и с их учетом, при этом источник электронов помещался на высоте 700 км.

Исследуем зависимости эффективностей возбуждения оптических эмиссий Eff_λ от средней энергии потока выпадающих электронов E_{cp} . Эмиссии первой отрицательной системы полос молекулярного азота возбуждаются только благодаря прямому возбуждению электронным ударом, следовательно, они могут служить эффективным инструментом для оценки процессов энергообмена между магнитосферой и ионосферой. На рис. 1 приведены рассчитанные зависимости эффективности возбуждения эмиссии

1NG $N_2^+ \lambda = 391.4$ нм от средней энергии выпадающих электронов E_{cp} для трех видов энергетических спектров выпадающих авроральных электронов (3). Из рисунка видно, что эффективность возбуждения оптической эмиссии $\lambda = 391.4$ нм — $Eff_{391.4}$ — слабо зависит от формы начального дифференциального потока частиц (1). Максимальное отклонение $Eff_{391.4}$ от среднего значения в рассматриваемом диапазоне средней энергии электронов не превышает 8%.

На рис. 1 также приведены зависимости эффективностей от средней энергии выпадающих электронов $Eff_\lambda(E_{cp})$, рассчитанные для эмиссий возбужденного атомарного кислорода OI $\lambda = 557.7$ нм и OI $\lambda = 630.0$ нм для трех видов энергетических спектров авроральных электронов (3). В отличие от эмиссии 1NG $\lambda = 391.4$ нм, в возбуждении перечисленных выше эмиссий кроме прямого удара, вносят вклад процессы перераспределения энергии в результате химических реакций, что в значительной степени влияет на интенсивность эмиссий возбужденного атомарного кислорода. [6, 10]. Несмотря на этот факт, эффективно-

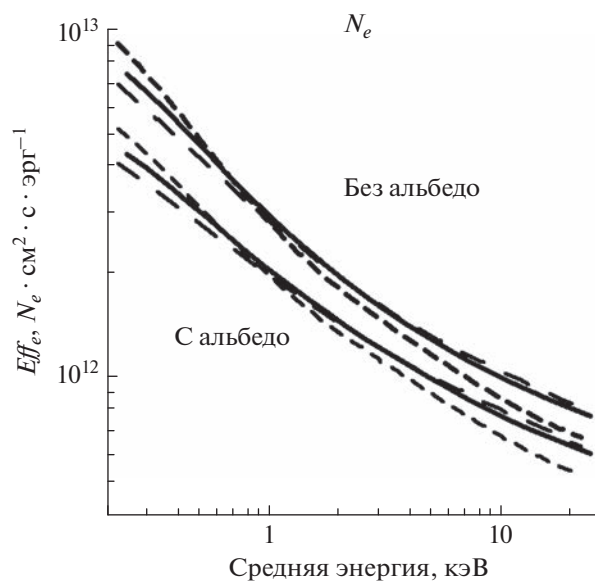


Рис. 2. Эффективность формирования электронной концентрации в столбе полярного сияния, рассчитанная для трех видов спектра высыпавшихся электронов: длинный пунктир — экспоненциальное распределение, короткий пунктир — моноэнергетический поток, сплошная линия — максвелловское распределение (3).

сти возбуждения этих эмиссий $Eff_{557.7}$ и $Eff_{630.0}$ также слабо зависят от формы энергетического спектра потока высыпавшихся электронов. Максимальное отклонение от среднего значения не более 10%.

Таким образом, эффективности возбуждения рассматриваемых авроральных эмиссий Eff_λ зависят в основном от средней энергии высыпавшихся электронов $E_{ср}$.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

Эффективность формирования электронной концентрации в столбе полярного сияния определим как отношение полного содержания электронной концентрации в столбе полярного сияния к величине потока энергии высыпавшихся электронов:

$$Eff_e = N_e / F_E, \quad (4)$$

где

$$N_e = \int_0^\infty n_e(h) dh. \quad (5)$$

В формулах: N_e — полное содержание электронной концентрации в столбе полярного сияния в см^{-2} , $n_e(h)$ — концентрация электронов на высоте h в см^{-3} .

Электронная концентрация рассчитывалась в рамках физико-химической модели авроральной ионосферы [6] при условии термодинамического равновесия как сумма концентрации ионов на высоте h :

$$n_e = [N_2^+] + [O_2^+] + [O^+(^4S)] + [O^+(^2D)] + [O^+(^2P)] + [NO^+] + [N^+].$$

Рассмотрим влияние параметров спектра высыпавшихся электронов на эффективность формирования полного содержания электронной концентрации. Для этого исследуем зависимости Eff_e от средней энергии высыпавшихся электронов для трех видов энергетического спектра (3). Рассчитанные зависимости $Eff_e(E_{ср})$ для средних энергий в диапазоне 0.1–20 кэВ приведены на рис. 2. Можно видеть, что максимальные отклонения Eff_e от среднего значения не превышают 5%. Таким образом, эффективность формирования электронной концентрации также, как и эффективности возбуждения оптических эмиссий, слабо зависит от формы спектра высыпавшихся электронов и определяется их средней энергией.

ПРОГНОЗ ПЛАНЕТАРНОЙ КАРТИНЫ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

Слабая зависимость $Eff_\lambda(E_{ср})$ от вида энергетического спектра потока высыпавшихся электронов позволяет в алгоритмах, реализующих прогноз планетарного распределения интенсивности излучения в полярных сияниях на основе эмпирических моделей авроральных высыпания, использовать следующую связь:

$$I_\lambda = F_E Eff_\lambda(E_{ср}), \quad (6)$$

где I_λ — интегральная интенсивность излучения эмиссии с длиной волны λ , F_E и $E_{ср}$ — поток энергии и средняя энергия электронов, представленных в эмпирических моделях авроральных высыпаний.

Величина $Eff_\lambda(E_{ср})$ определяется как усредненное значение соответствующих кривых на рис. 1.

Аналогично, для расчетов планетарного распределения электронной концентрации в столбе полярного сияния можно использовать формулу:

$$N_e = F_E Eff_e(E_{ср}), \quad (7)$$

где N_e — полное содержание электронной концентрации в вертикальном столбе полярного сияния.

На рис. 3 приведены примеры планетарного распределения интенсивности свечения эмиссий $\lambda = 391.4, 557.7$ и 630.0 нм и электронной концентрации в столбе полярного сияния, рассчитанные с использованием формул (6) и (7), для трех уровней магнитных возмущений. Слабое возмущение: индексы AL и D_{st} равны -100 и -5 нТл соот-

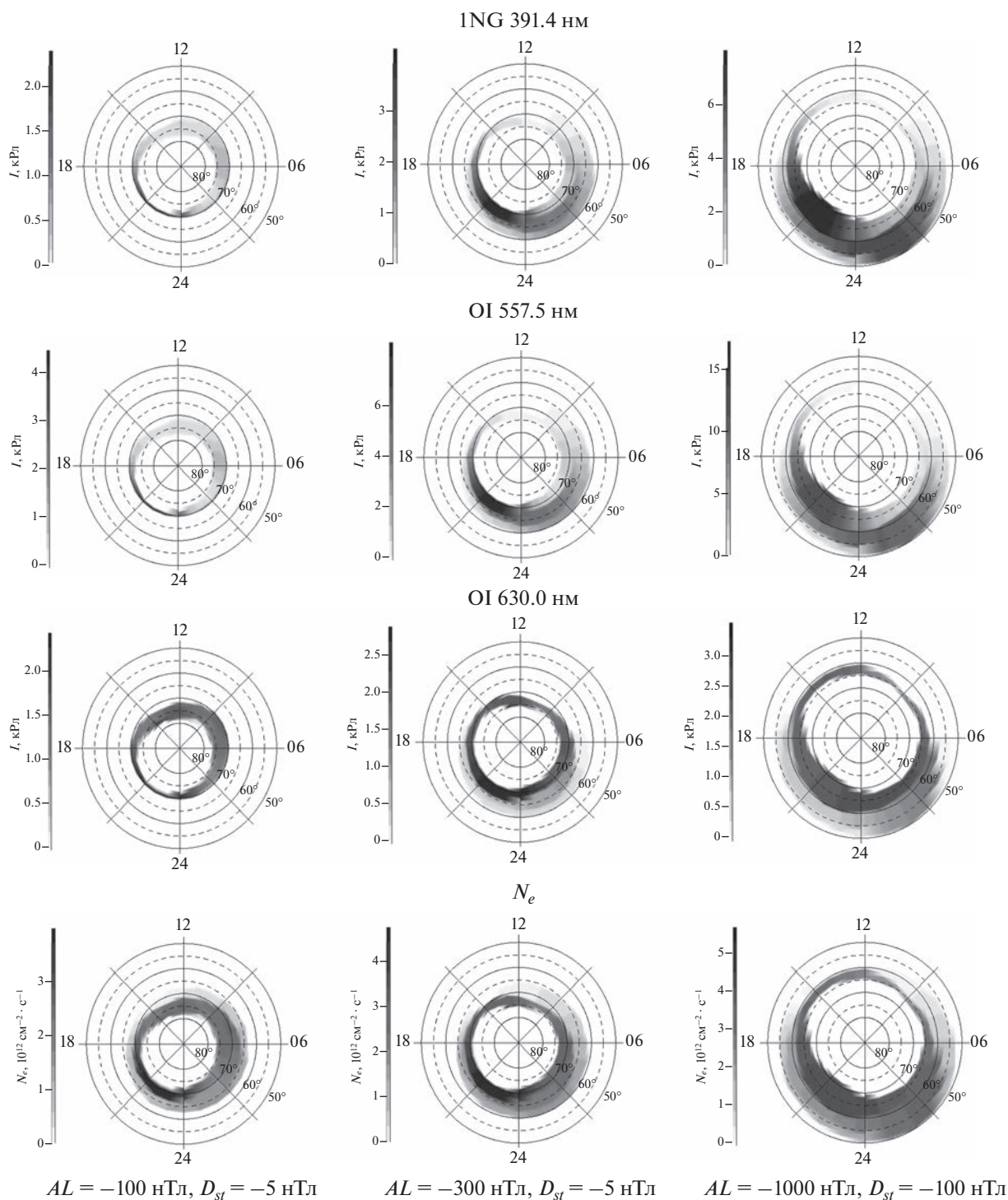


Рис. 3. Планетарное распределения интенсивности свечения эмиссий $\lambda = 391.4, 557.7$ и 630.0 нм и электронной концентрации в столбе полярного сияния для трех уровней магнитной активности: левая колонка – индексы $AL = -100$ нТл и $D_{st} = -5$ нТл, средняя колонка – $AL = -300$ нТл и $D_{st} = -5$ нТл, правая колонка – $AL = -1000$ нТл и $D_{st} = -100$ нТл.

ответственно, среднее возмущение: $AL = -300$ нТл и $D_{st} = -5$ нТл, сильное возмущение $AL = -1000$ нТл и $D_{st} = -100$ нТл. Расчеты были сделаны по данным эмпирической модели авроральных электронных высыпаний [9], где представлены про-

странственные распределения средних энергий и потока энергии высыпавшихся электронов для разных уровней магнитной активности. На рисунке хорошо видны вариации как планетарного распределения, так и величин интенсивностей

свечения авроральных эмиссий и содержания электронной концентрации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние параметров потока высыпавшихся электронов на интенсивность эмиссий $\lambda = 391.4, 557.7$ и 630.0 нм и величину электронной концентрации в вертикальном столбе полярных сияний. В качестве параметров потока авроральных электронов рассматривались: форма энергетического спектра и средняя энергия высыпавшихся электронов.

Введено понятие эффективности возбуждения оптической эмиссии Eff_λ , определяемое как отношение интегральной интенсивности излучения с длиной волны λ к полному потоку энергии высыпавшихся электронов и, по аналогии, эффективности формирования полного содержания электронной концентрации в столбе полярного сияния Eff_e . Расчеты Eff_λ и Eff_e проводились для трех видов энергетического спектра авроральных электронов: моноэнергетического, экспоненциального и потока с максвелловским распределением. Средняя энергия варьировалась в диапазоне $0.1\text{--}20$ кэВ, который является типичным для авроральных электронов. Показано, что эффективности Eff_λ и Eff_e слабо зависят от формы энергетического спектра и определяются в основном значениями средних энергий потока электронов.

Рассчитанные зависимости Eff_λ и Eff_e от средних энергий позволяют построить эффективные алгоритмы для расчета планетарного распределения интенсивностей свечения и полной элек-

тронной концентрации в полярных сияниях по данным эмпирических моделей электронных высыпаний, не делая априорных предположений о виде энергетического спектра потока высыпавшихся электронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов В.Е., Кириллов А.С., Мальков М.В. и др. // Геомагн. и аэроном. 1993. Т. 33. № 5. С. 80.
2. Воробьев В.Г., Кириллов А.С., Каткалов Ю.В., Ягодкина О.И. // Геомагн. и аэроном. 2013. Т. 53. № 6. С. 757; Vorobyov V.G., Kirillov A.S., Katkalov Yu.V., Yagodkina O.I. // Geomagn. Aeron. 2013. V. 53. No. 5. P. 711.
3. Spiro R.V., Reiff P.H., Maher L.J. Jr. // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. No. A10. P. 8215.
4. Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. // Геомагн. и аэроном. 2005. Т. 45. № 4. С. 467; Vorobyov V.G., Yagodkina O.I. // Geomagn. Aeron. 2005. V. 45. No. 4. P. 438.
5. Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. // Геомагн. и аэроном. 2007. Т. 47. № 2. С. 198; Vorobyov V.G., Yagodkina O.I. // Geomagn. Aeron. 2007. V. 47. No. 2. P. 185.
6. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Сергиенко Т.И., Козелов Б.В. // Косм. иссл. 2017. Т. 55. № 2. С. 94; Dashkevich Zh.V., Ivanov V.E., Sergienko T.I., Kozelov B.V. // Cosmic Res. 2017. V. 55. No. 2. P. 88.
7. Иванов В.Е., Козелов Б.В. Прохождение электронных и протонно-водородных пучков в атмосфере Земли. Апатиты: Изд. Кольского науч. центра, 2001. 260 с.
8. Hardy D.A., Gussenhoven M.S., Raistrick R., McNeil W.J. // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. No. A11. Art. No. 12275.
9. Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Katkalov Yu.V. // J. Atm. Sol.-Terr. Phys. 2013. V. 102. P. 157.
10. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. // Тр. Кольск. науч. центра РАН. 2018. Т. 5. С. 69.

Efficiencies of emission excitation and electron density formation in auroras

V. E. Ivanov^a, Zh. V. Dashkevich^{a, *}, O. I. Yagodkina^a

^a Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

*e-mail: zhanna@pgia.ru

It is shown that the efficiencies of excitation of optical emissions $\lambda = 391.4, 557.7$, and 630.0 nm and the efficiency of formation of the total electron density weakly depend on the shape of the energy spectrum of precipitating electrons and are mainly determined by the values of the average energy of the electron flux.

УДК 537.877

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА O_2^* В ПОЛОСАХ ГЕРЦБЕРГА I В СВЕЧЕНИИ НОЧНОГО НЕБА ЗЕМЛИ

© 2023 г. О. В. Антоненко¹, *, А. С. Кириллов¹

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
“Полярный геофизический институт”, Апатиты, Россия

*E-mail: antonenko@pgia.ru

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Представлены рассчитанные сезонные высотные распределения объемной интенсивности $i_{v'v''}$ ($\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) ночного свечения молекулярного кислорода в полосах Герцберга I в диапазоне длин волн 255–365 нм в атмосфере Земли для низкой и для высокой солнечной активности. Также приведены результаты расчетов интегральной светимости $I_{v'v''}$ ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). Показано, что результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S036767652270051X, EDN: AJJUZC

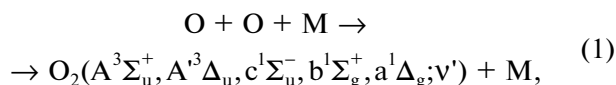
ВВЕДЕНИЕ

Возникновение видимого и ультрафиолетового излучения в газовой среде обусловлено электронно-возбужденными атомами и молекулами, а в случае инфракрасного излучения и колебательно-возбужденными молекулами, образование которых связано с различными фотохимическими процессами. Это и химические реакции, в результате которых возникают возбужденные атмосферные составляющие, и процессы неупругих столкновений с электронами и другими частицами с высокой кинетической энергией.

При расчете интенсивностей излучения возбужденных реагентов необходимо учитывать взаимодействие с окружающими компонентами среды. Одним из показателей при расчете является соотношение вероятности излучательного перехода в нижележащее состояние, характеризующей коэффициентом Эйнштейна $A_{v'v''}$, где v' — индекс верхнего возбужденного уровня, v'' — индекс нижнего возбужденного уровня, и частоты неупругих столкновений. В разреженных средах, когда частоты столкновений намного меньше вероятностей излучательных переходов, неупругими столкновениями можно пренебречь. Однако на высотах мезосферы и нижней термосферы излучательные и столкновительные времена жизни электронно-возбужденных молекул становятся сравнимыми, поэтому при расчете интенсивностей свечения молекул на данных высотах необходимо учитывать как вероятности спонтанных переходов, так и скорости неупругих взаимодей-

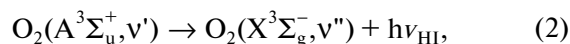
ствий, при которых происходит тушение электронного возбуждения.

Процессы рекомбинации атомарного кислорода на высотах мезосферы и нижней термосферы во время тройных столкновений приводят к образованию электронно-возбужденных молекул O_2



где M — третья частица при столкновении. При спонтанных переходах в электронно-возбужденных молекулах кислорода происходит свечение O_2 во многих полосах, что сказывается на излучательном балансе атмосферы на данных высотах [1]. Атомы кислорода образуются в атмосфере Земли в дневное время при фотодиссоциации молекул O_2 солнечным УФ излучением.

Электронно-возбужденный молекулярный кислород $O_2(A^3\Sigma_u^+)$, образующийся посредством (1) в атмосфере Земли, является источником свечения молекулярного кислорода в полосах Герцберга I (HI) в ночной атмосфере Земли



где v' — колебательные уровни $A^3\Sigma_u^+$ состояния, v'' — колебательные уровни основного $X^3\Sigma_g^-$ состояния. Тройные столкновения (1) с образованием $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ наиболее эффективны на высотах 80–110 км в атмосфере Земли [1]. Измерения ин-

тенсивностей свечения O_2 в полосах Герцберга I проводились как во время наземных измерений [2, 3], во время ракетных запусков в верхнюю атмосферу [4, 5], так и с помощью космического корабля “Дискавери” [6].

В работе [7] были получены значения интегральной светимости молекулярного кислорода I ($\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$) в полосах Герцберга I, обусловленных излучательными переходами с колебательных уровней $v' = 3-8$ электронно-возбужденного кислорода $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ для условий низкой ($F_{10.7} = 75$, 1976 и 1986 гг.) солнечной активности для средних широт. Было проведено сравнение рассчитанных значений интегральной светимости молекулярного кислорода в полосах Герцберга I в условиях низкой солнечной активности [7] с экспериментальными данными, полученными в диапазоне длин волн 260–360 нм спектрографом с космического корабля “Дискавери” (STS 53) [6] в условиях низкой солнечной активности. Показано, что результаты расчетов хорошо согласуются с данными, полученными как с космического шаттла, так и наземными наблюдениями.

Цель данной работы – провести сравнение результатов теоретических расчетов интенсивностей свечения O_2^* в полосах Герцберга I с экспериментальными данными по ночному свечению молекулярного кислорода O_2^* в атмосфере Земли, полученными как наземными измерениями [2], так и с помощью космического корабля “Дискавери” (STS 53) [6]. При этом расширен диапазон колебательных уровней $v' = 3-9$ электронно-возбужденного кислорода $O_2(A^3\Sigma_u^+)$, с которых происходит излучение O_2^* в полосах Герцберга I.

ПРОФИЛИ КОНЦЕНТРАЦИЙ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА И ТЕМПЕРАТУРЫ НА ВЫСОТАХ МЕЗОСФЕРЫ И НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ

В настоящей работе используются экспериментальные данные о характерных концентрациях $[O]$ на основании характеристик свечения атомарного кислорода O для различных месяцев года в условиях низкой ($F_{10.7} = 75$, 1976 и 1986 гг.) и высокой ($F_{10.7} = 203$, 1980 и 1981 гг.) солнечной активности на средних широтах (55.7° с.ш.; 36.8° в.д., по данным, основанным на измерениях звенигородской обсерватории Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН). Регулярные данные по свечению атомарного кислорода O были получены из полуэмпирической модели, интегрирующей несколько типов различных среднеширотных измерений, регрессионных соотношений и теоретических расчетов на протяжении нескольких десятков лет сотрудниками ИФА [1]. В соответствии с

основными сезонными закономерностями вариаций интенсивности эмиссии 557.7 нм высота и значение максимума концентрации атомарного кислорода значительно изменяются как в зависимости от месяца наблюдений, так и от солнечной активности [1, 8]. Увеличение солнечной активности приводит к росту значений максимума концентрации O и к уменьшению его высоты [9]. Кроме того, вариации интенсивности эмиссии 557.7 нм и высоты максимума концентраций атомарного кислорода наблюдаются как для зависимости от солнечной активности, так и в зависимости от сезона [10, 11].

В результате изменения профилей концентраций атомарного кислорода неизбежно изменяются профили скоростей образования электронно-возбужденного молекулярного кислорода O_2^* в атмосфере Земли в результате процесса тройных столкновений (1) и интенсивности свечения молекулярного кислорода O_2^* в различных полосах. Поэтому интенсивности свечения O_2^* в полосах Герцберга I будут зависеть как от времени года, так и от солнечной активности.

В работе [1] также были представлены результаты анализа [12, 13] отклика среднемесячных значений температуры средней атмосферы на солнечную активность на основе многолетних данных, полученных с помощью ракет и спектрофотометрии ряда эмиссий ее собственного излучения в течение нескольких циклов 11-летней солнечной активности. На основе этих данных, используя разности температур для различных высот профилей, соответствующих годам высокой и низкой солнечной активности, в линейном приближении можно найти скорость приращения температуры под воздействием солнечной активности:

$$\Delta T(Z) = \delta T_F(Z)(F_{10.7} - 130)/100, \text{ (K)}, \quad (3)$$

где $\delta T_F(Z)$ – изменение температуры на высоте Z при изменении $\Delta F_{10.7} = 100$ sfu (solar flux unit), единица измерения потока радиоизлучения на длине волны 10.7 см составляет 1 sfu = $10^{-22} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$. После определения величин $\delta T_F(Z)$ для отдельных уровней высот были построены сезонные вариации температур [1]. Высотные профили скоростей изменения температур средней атмосферы на различных высотах от солнечной активности свидетельствуют об их выраженной высотной нелинейности. Существенное сезонное различие влияния солнечной активности в области мезопаузы, очевидно, обусловлено различием высотных распределений температуры в зависимости от времени года [1].

На рис. 1 представлены результаты исследований [1] на основе эмпирической модели отклика температуры на солнечную активность от высоты и времени года, цифрами указаны месяцы: 1 –

январь, 4 – апрель, 7 – июль, 10 – октябрь. По оси X : $\delta T_F(Z)$, $K(100 \text{ sfu})^{-1}$ – значения отклика температуры атмосферы на солнечную активность при $F_{10.7} = 100 \text{ sfu}$; по оси Y : Z – значения высоты в км. Таким образом, высотные распределения отклика температуры на солнечную активность на высотах 30–100 км указывают, что значительные сезонные вариации температуры наблюдаются на высотах ≈ 80 –95 км, а минимальные – на высотах ≈ 55 –70 км. Это наглядно видно из рис. 1.

В настоящей работе рассмотрены процессы возбуждения электронно-возбужденного молекулярного кислорода $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ в атмосфере Земли на высотах свечения ночного неба в полосах Герцберга I с учетом вариации температуры, представленной на рис. 1.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА В ПОЛОСАХ ГЕРЦБЕРГА I В СПЕКТРЕ СВЕЧЕНИЯ НОЧНОГО НЕБА ЗЕМЛИ

На рис. 2 схематично представлены несколько спонтанных излучательных переходов с различных колебательных уровней электронно-возбужденного состояния $A^3\Sigma_u^+$ на различные колебательные уровни основного состояния $X^3\Sigma_g^-$, при которых происходит излучение O_2^* в полосах Герцберга I. Все приведенные состояния находятся ниже энергии диссоциации молекулы $O_2 \sim 41\,300 \text{ см}^{-1}$ ($8065 \text{ см}^{-1} = 1 \text{ эВ}$). Длину волны λ полос Герцберга I можно рассчитать по формуле:

$$\lambda_{HI} = 1/(E_{A(v')} - E_{X(v'')}), \quad (4)$$

где $E_{A(v')}$ (см^{-1}) – энергия колебательного уровня v' состояния $A^3\Sigma_u^+$, $E_{X(v'')}$ (см^{-1}) – энергия колебательного уровня v'' состояния $X^3\Sigma_g^-$.

Поскольку переходы между рассмотренными нами состояниями дипольно-запрещенные, то характерные излучательные времена состояний $A^3\Sigma_u^+$ порядка 0.1 с, согласно [14]. Поэтому при расчетах концентраций электронно-возбужденного кислорода необходимо учесть гашение молекулы $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ не только при излучательных переходах (2), но и при столкновениях с основными атмосферными составляющими N_2 и O_2 на данном диапазоне высот [7, 15]:

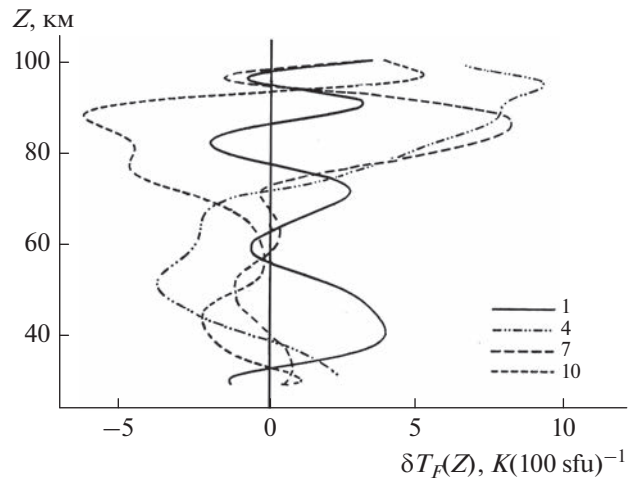
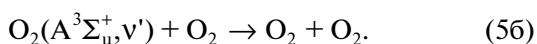
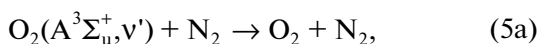


Рис. 1. Модель отклика температуры на солнечную активность от высоты и времени года [1], (1 – январь, 4 – апрель, 7 – июль, 10 – октябрь). По оси X : $\delta T_F(Z)$, $K(100 \text{ sfu})^{-1}$ – значения отклика температуры атмосферы на солнечную активность при $F_{10.7} = 100 \text{ sfu}$; по оси Y : Z – значения высоты в км.

Так как концентрации N_2 на высотах 90–100 км превышают 10^{13} см^{-3} , а константы гашения состояния $A^3\Sigma_u^+$ больше $\sim 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [16, 17], то столкновительные времена жизни рассматриваемых колебательных уровней данных состояний либо сравнимы, либо намного меньше излучательных на высотах ночного свечения O_2^* в полосах Герцберга I. Это означает, что кинетику состояний Герцберга на рассматриваемом диапазоне высот атмосферы необходимо рассматривать с учетом столкновительных процессов.

Проведены расчеты концентрации возбужденного кислорода $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ на высотах верхней атмосферы Земли для колебательных уровней $v' = 3$ –9 данного состояния для октября месяца, 1976 и 1986 гг. (низкая солнечная активность, $F_{10.7} = 75$) [7]. Расчет концентрации электронно-возбужденного кислорода $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ производился согласно формуле:

$$[O_2(A^3\Sigma_u^+, v')] = \frac{q_{v'}^A \cdot \alpha_A \cdot k_1 [O]^2 ([N_2] + [O_2])}{(A_{v'}^A + k_{5a} \cdot [N_2] + k_{5b} \cdot [O_2])}, \quad (6)$$

где α_A – квантовый выход состояния $A^3\Sigma_u^+$ при тройных столкновениях (1), а $q_{v'}^A$ – квантовые выходы колебательных уровней v' этого состояния, k_1 – константа скорости реакции рекомбинации при тройных столкновениях (1), k_{5a} , k_{5b} – константы скоростей реакций (5a), (5b), $A_{v'}^A$ – сумма

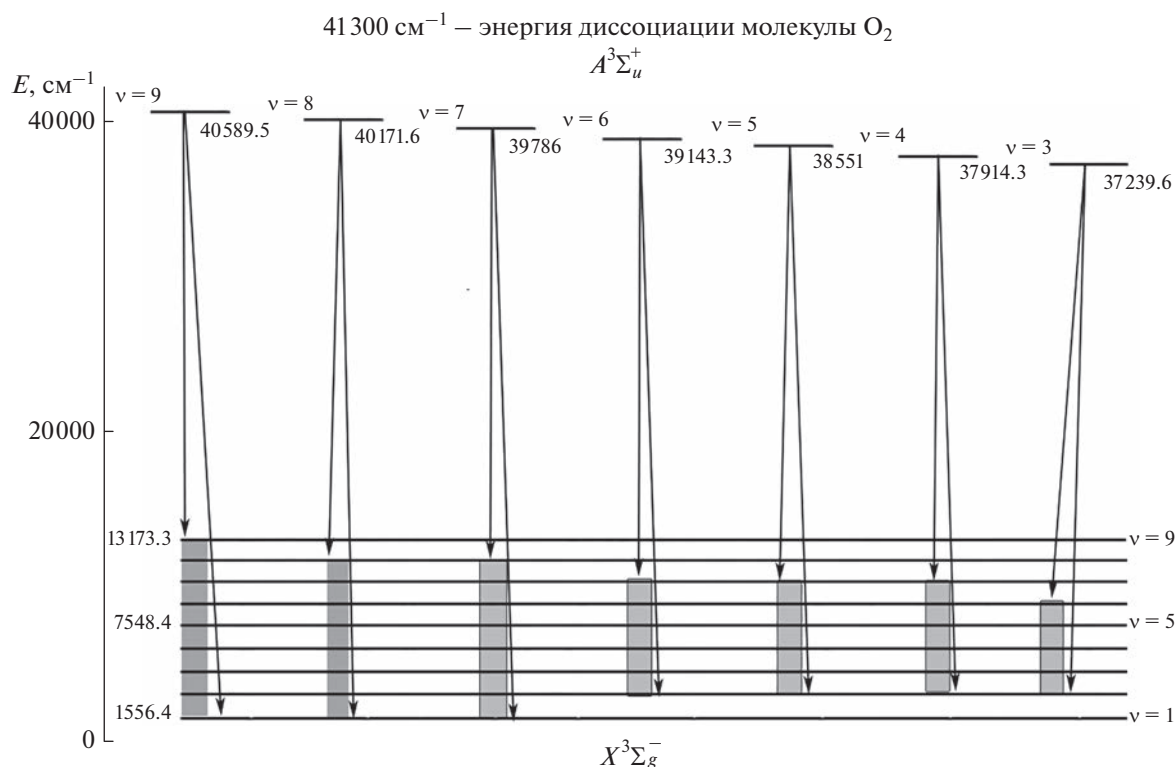


Рис. 2. Электронные переходы внутри молекулы O_2 .

коэффициентов Эйнштейна для всех спонтанных излучательных переходов с колебательных уровней v' состояния $A^3\Sigma_u^+$.

Константа скорости реакции рекомбинации $k_1(\text{см}^6 \text{с}^{-1})$ применялась как рассчитанная величина в зависимости от температуры атмосферы на рассмотренном интервале высот согласно [1]; константы гашения электронно-возбужденного кислорода при столкновениях молекулярного кислорода $\text{O}_2(A^3\Sigma_u^+)$ с атмосферными составляющими N_2 и O_2 , $k_{5a}(\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1})$, $k_{5b}(\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1})$, учитывались согласно [16, 17]; квантовый выход α_A – согласно [18], коэффициенты Эйнштейна для всех спонтанных переходов – согласно [14]. В работе [7] квантовые выходы $q_{v'}$ были оценены на основании сравнения рассчитанных интенсивностей O_2^* в полосах Герцберга I и измеренных с космического шаттла “Дискавери” (STS-53) [6], поэтому в настоящих расчетах мы используем $q_{v'}$ согласно [7].

Согласно формуле (6) проведен расчет профилей высотного распределения концентраций электронно-возбужденного молекулярного кислорода $\text{O}_2(A^3\Sigma_u^+)$ в верхней атмосфере Земли.

Значения объемных интенсивностей излучения O_2^* в полосах, соответствующих переходам (2), были рассчитаны по формуле:

$$i_{v',v''}(\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}) = [\text{O}_2^*] A_{v',v''}, \quad (7)$$

где $[\text{O}_2^*](\text{см}^{-3})$ – рассчитанная концентрация электронно-возбужденного кислорода O_2^* в зависимости от высоты h [7], $A_{v',v''}(\text{с}^{-1})$ – коэффициент Эйнштейна [14], соответствующий спонтанному излучательному переходу с колебательного уровня v' вышележащего состояния на колебательный уровень v'' нижележащего состояния в (2) (см. рис. 2).

На рис. 3а и 3б представлены высотные распределения атомарного кислорода O для различных месяцев года для условий высокой ($F_{10.7} = 203, 1980$ и 1981 гг.) и низкой ($F_{10.7} = 75, 1976$ и 1986 гг.) солнечной активности на средних широтах (55.7°N ; 36.8°E), полученные по данным Звенигородской обсерватории Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН). Рассчитанные высотные распределения объемных интенсивностей излучения O_2^* в полосе Герцберга I, связанной со спонтанным переходом $A^3\Sigma_u^+(v' = 6) \rightarrow X^3\Sigma_g^-(v'' = 3)$, для условий высокой ($F_{10.7} = 203$,

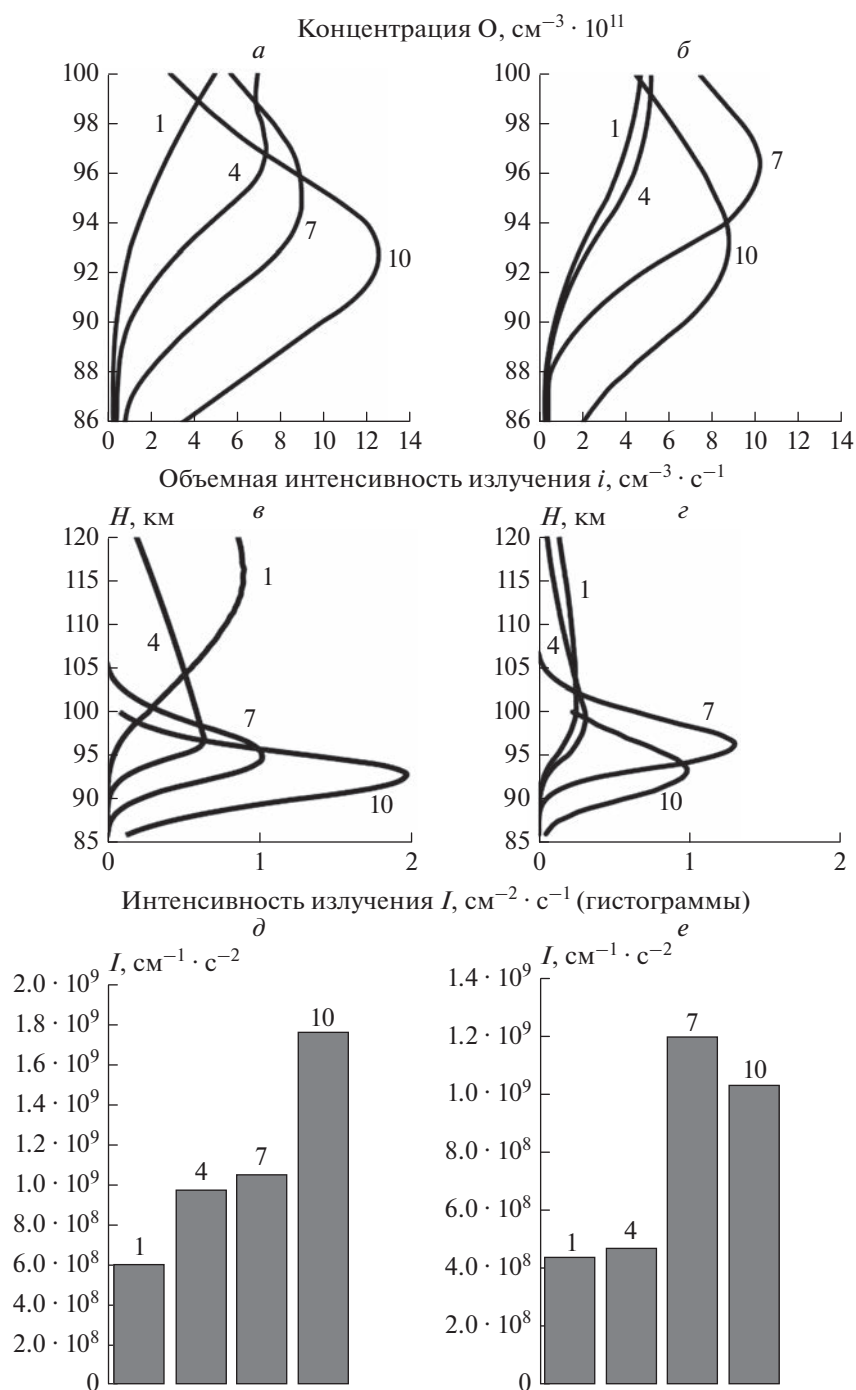


Рис. 3. Высотные распределения атомарного кислорода O для различных месяцев года для условий высокой ($F_{10.7} = 203, 1980$ и 1981 гг.) и низкой ($F_{10.7} = 75, 1976$ и 1986 гг.) солнечной активности на средних широтах (55.7° с.ш.; 36.8° в.д.), полученные по данным звенигородской обсерватории Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН [1] (*a*). Высотные распределения объемных интенсивностей излучения O_2^* в полосах, связанных со спонтанным переходом $A^3\Sigma_u^+(v'=6) \rightarrow X^3\Sigma_g^-(v''=3)$, для условий низкой ($F_{10.7} = 75, 1976$ и 1986 гг.) и высокой ($F_{10.7} = 203, 1980$ и 1981 гг.) солнечной активности на средних широтах Земли (*б*). Рассчитанные значения интенсивности излучения O_2^* $I(\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})$ (гистограммы) в различных полосах Герцберга I, обусловленных излучательными переходами (2) для условий низкой ($F_{10.7} = 75, 1976$ и 1986 гг.) и высокой ($F_{10.7} = 203, 1980$ и 1981 гг.) солнечной активности на средних широтах Земли (*в*). Цифрами представлены месяцы года: 1 – январь, 4 – апрель, 7 – июль, 10 – октябрь. По осям X приведены высотные распределения атомарного кислорода O (*a, б*); значения объемной интенсивности излучения $i(\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$ (*в, г*), по осям Y отложены высоты в км.

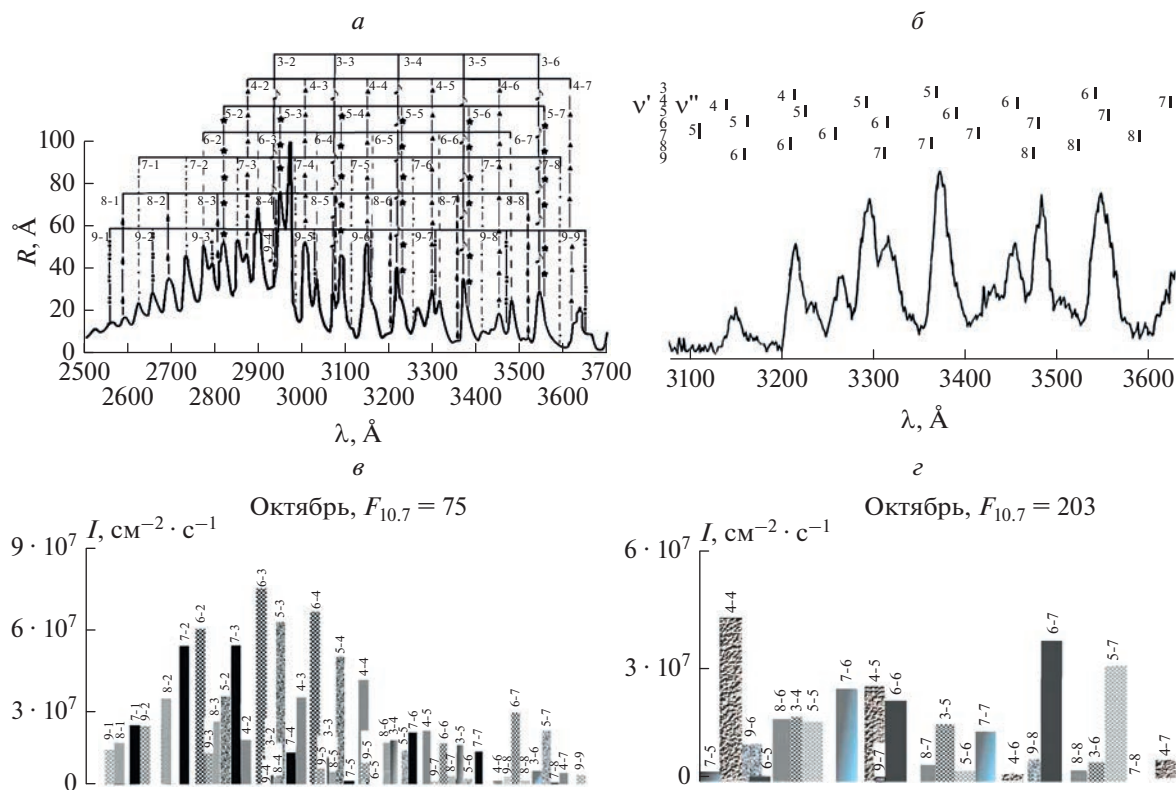


Рис. 4. Фрагмент усредненного спектра свечения ночного неба в диапазоне 250–360 нм, измеренного спектрографом с космического шаттла [6]: Y – интенсивности ($R/\text{Å}$), X – длины волн λ (Å), цифры над пиками – ($v'-v''$) при излучательных переходах (2) (а). Рассчитанные значения интенсивности излучения O_2^* в различных полосах Герцберга I (б). Спектр излучения O_2^* в ночной верхней атмосфере в диапазоне УФ длин волн 305–395 нм, в полосах Герцберга I, полученный наземными наблюдениями [2] (в). Рассчитанные значения интенсивности излучения O_2^* в полосах Герцберга I (г).

1980 и 1981 гг.) и низкой ($F_{10.7} = 75$, 1976 и 1986 гг.) солнечной активности на средних широтах Земли представлены на рис. 3в и 3г. Рассчитанные значения интенсивности излучения O_2^* ($I(\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1})$) (гистограммы) во всех рассмотренных полосах Герцберга I, обусловленных излучательными переходами (2), для условий высокой ($F_{10.7} = 203$, 1980 и 1981 гг.) и низкой ($F_{10.7} = 75$, 1976 и 1986 гг.) солнечной активности представлены на рис. 3 (д, е). Цифрами на рис. 3 представлены месяцы года: 1 – январь, 4 – апрель, 7 – июль, 10 – октябрь. При расчетах использовались данные по концентрациям атомарного кислорода и температурам для средних месяцев каждого сезона.

Как видно из сравнения рис. 3а и 3б с 3в и 3г, вариации значений объемной интенсивности свечения O_2^* для высокой и низкой солнечной активности коррелируют с вариациями в концентрациях атомарного кислорода. Результирующие гистограммы по каждому месяцу (рис. 3д и 3е) демонстрируют, что для низкой солнечной актив-

ности ($F_{10.7} = 75$, 1976 и 1986 гг.) максимальное значение объемной интенсивности свечения O_2^* наблюдается для июля, в то время как для высокой ($F_{10.7} = 203$, 1980 и 1981 гг.) – для октября, что видно из рис. 3а, 3б, 3д, 3е.

На рис. 4а представлен фрагмент усредненного спектра свечения ночного неба в диапазоне 250–370 нм, измеренного спектрографом с космического шаттла “Дискавери” (STS-53) в интервале от 115 до 900 нм на протяжении его 12-дневной миссии в январе 1995 г. (условия низкой солнечной активности) [6]. По осям Y отложены значения интенсивностей в рэлях/ангстрем ($R/\text{Å}$) ($1 R = 10^6$ фотон/ $\text{см}^2 \cdot \text{с}$), по осям X отложены длины волн в ангстремах ($\lambda(\text{Å})$). Каждая двойка цифр над пиками свечения обозначает колебательные уровни ($v'-v''$) состояний $A^3\Sigma_u^+$ и $X^3\Sigma_g^-$ при излучательных переходах (2).

Рассчитанные значения интенсивности излучения O_2^* ($I(\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1})$) (гистограммы) в различных

полосах Герцберга I, обусловленных излучательными переходами (2), выполнены для октября 1976 и 1986 гг. (условия низкой солнечной активности $F_{10.7} = 75$) в этом же диапазоне длин волн. Результаты расчетов приведены на рис. 4б, при этом при пересчете объемной интенсивности излучения $i_{v'v''}$ в интенсивность излучения $I_{v'v''}$ используется приближение оптически тонкого слоя, т.е. пренебрегается поглощением фотонов внутри слоя. При этом в отличие от результатов [7] учтены излучательные переходы с девятого колебательного уровня $v' = 9$ состояния $A^3\Sigma_u^+$ и приведены интенсивности свечения O_2^* в полосах Герцберга I (9-1) и (9-2), расположенные в диапазоне 255–270 нм. Это сравнение позволяет идентифицировать полосы 256 и 267 нм, измеренные с космического шаттла “Дискавери” (STS-53) [6]. Как видно из рис. 4а и 4б, наблюдается хорошее согласие рассчитанных интенсивностей излучения возбужденного кислорода $O_2^*(A^3\Sigma_u^+, v' = 3-9)$ со спектром, полученным с космического шаттла, т.е. с экспериментальными данными свечения ночного неба в диапазоне 250–360 нм.

На рис. 4в представлены результаты, полученные в наземных многолетних измерениях спектра излучения ночной верхней атмосферы в диапазоне УФ длин волн 305–365 нм, т.е. полосы Герцберга I [2]. Наблюдения были выполнены в период высокой солнечной активности стандартными советскими спектрографами 1950–1960 гг. СП48, СП49, СП50 [1].

Теоретически рассчитанные значения интенсивностей свечения O_2^* в полосах Герцберга I для периода высокой солнечной активности представлены на рис. 4г. Как видно из сравнения рис. 4в и 4г, рассчитанные интенсивности свечения O_2^* в полосах Герцберга I хорошо повторяют экспериментальные данные в диапазоне 320–365 нм. Резкое уменьшение измеренных интенсивностей свечения O_2^* в полосах [2] для длин волн меньше 320 нм связано, по-видимому, либо с сильным поглощением озоновым слоем, либо аппаратурной функцией использованных спектрографов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью расчетов получены значения интенсивности излучения $O_2^* i_{v'v''}$ ($\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) в полосах Герцберга I, обусловленных излучательными переходами с колебательных уровней $v' = 3-9$ электронно-возбужденного кислорода $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ для условий низкой ($F_{10.7} = 75$, 1976 и 1986 гг.) и высокой ($F_{10.7} = 203$, 1958 и 1959 гг.) солнечной активности для средних широт. Проведено сравне-

ние рассчитанных значений интенсивности излучения O_2^* в полосах Герцберга I в условиях низкой солнечной активности с данными, полученными в диапазоне длин волн 250–370 нм спектрографом на борту космического шаттла “Дискавери” (STS-53) [6] в условиях низкой солнечной активности. При этом учтены излучательные переходы с $A^3\Sigma_u^+$, $v' = 9$, что позволило идентифицировать полосы 256 и 267 нм, измеренные на борту космического шаттла. Проведено сравнение рассчитанных значений интенсивности излучения O_2^* в полосах Герцберга I в условиях высокой солнечной активности с данными, полученными в диапазоне длин волн 305–365 нм стандартными наземными советскими спектрографами 1950–1960 гг. [2]. Показано, что результаты расчетов хорошо согласуются с данными, полученными как с космического шаттла, так и наземными наблюдениями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС, 2006. 741 с.
2. Krassovsky V.I., Shefov N.N., Yarin V.T. // Planet. Space Sci. 1962. V. 9. No. 12. P. 883.
3. Broadfoot A.L., Kendall K.R. // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. No. 1. P. 426.
4. Siskind D.E., Sharp W.E. // Planet. Space Sci. 1990. V. 38. No. 9. P. 1399.
5. Kita K., Iwagami N., Ogawa T. // Planet. Space Sci. 1992. V. 40. No. 9. P. 1269.
6. Broadfoot A.L., Bellaire P.J. // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. No. A8. Art. No. 17127.
7. Антоненко О.В., Кириллов А.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 3. С. 310; Antonenko O.V., Kirillov A.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 3. P. 219.
8. Перминов В.И., Семенов А.И., Шефов Н.Н. // Геомагн. и аэроном. 1998. Т. 38. № 6. С. 642.
9. Семенов А.И., Шефов Н.Н. // Геомагн. и аэроном. 1999. Т. 39. № 4. С. 87.
10. Семенов А.И., Шефов Н.Н. // Геомагн. и аэроном. 1997. Т. 37. № 2. С. 81.
11. Shefov N.N., Semenov A.I., Pertsev N.N. // Phys. Chem. Earth B. 2000. V. 25. No. 5–6. P. 537.
12. Семенов А.И., Перцев Н.Н., Шефов Н.Н. и др. // Геомагн. и аэроном. 2004. Т. 44. № 6. С. 835.
13. Pertsev N.N., Semenov A.I., Shefov N.N. // Proc. 17th ESA Symp. Eu. Rock. Ball. Program. Rel. Res. (Sandefjord, 2005). P. 245.
14. Bates D.R. // Planet. Space Sci. 1989. V. 37. No. 7. P. 881.
15. Кириллов А.С. // Геомагн. и аэроном. 2012. Т. 52. № 2. С. 258.
16. Kirillov A.S. // Ann. Geophys. 2010. V. 28. No. 1. P. 181.
17. Kirillov A.S. // Chem. Phys. Lett. 2014. V. 592. P. 103.
18. Krasnopolsky V.A. // Planet. Space Sci. 2011. V. 59. No. 8. P. 754.

Investigation of the glow of the Herzberg I band of molecular oxygen in the Earth's night sky

O. V. Antonenko^{a, *}, A. S. Kirillov^a

^a Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

*e-mail: antonenko@pgia.ru

The calculated seasonal altitude distributions of the volumetric intensity $i_{\nu\nu''}$ ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$) of the luminescence of the Herzberg I band of molecular oxygen in the Earth's atmosphere at night depending on the altitude for high and low solar activity are presented. The calculated volume intensity values demonstrate that the greatest seasonal variations are observed at altitudes of $\approx 87\text{--}97$ km for both high and low solar activity. The results of calculations of the integrated luminosity $I_{\nu\nu''}$ ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) are also presented, while the volumetric radiation intensity values are recalculated into integral values using the approximation of an optically thin layer. It is shown that the calculation results are in good agreement with the experimental data obtained from both the space shuttle and ground-based observations.