

ISSN 0320-0108

Том 49, Номер 11

Ноябрь 2023



# ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

*Астрономия и космическая астрофизика*

[www.sciencejournals.ru](http://www.sciencejournals.ru)



# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 49, номер 11, 2023

---

---

Оптическое отождествление и спектроскопические измерения красных смещений 216 скоплений галактик из обзора всего неба SRG/eROZITA <i>И. А. Зазнобин, Р. А. Буренин, А. А. Белинский, И. Ф. Бикмаев, М. Р. Гильфанов, А. В. Додин, С. Н. Додонов, М. В. Еселевич, С. Г. Желтоухов, Э. Н. Иртуганов, С. С. Котов, Р. А. Кривонос, Н. С. Лыскова, Е. А. Малыгин, Н. А. Масленникова, П. С. Медведев, А. В. Мещеряков, А. В. Моисеев, Д. В. Опарин, С. А. Потанин, К. А. Постнов, С. Ю. Сазонов, Б. С. Сафонов, Н. А. Сахибуллин, А. А. Старобинский, М. В. Сусликов, Р. А. Сюняев, А. М. Татарников, Г. С. Усков, Р. И. Уклеин, И. И. Хабибуллин, И. М. Хамитов, Г. А. Хорунжев, Е. М. Чуразов, Е. С. Шабловинская, Н. И. Шатский</i>	695
Рентгеновские свойства мощного квазара PG 1634+706 на $z = 1.337$ по данным обсерваторий SRG и ХММ им. Ньютона <i>Г. С. Усков, С. Ю. Сазонов, М. Р. Гильфанов, И. Ю. Лапшов, Р. А. Сюняев</i>	717
Обзор плоскости Галактики в области галактической долготы $l \simeq 20^\circ$ телескопом ART-XC обсерватории SRG. Каталог источников <i>Д. И. Карасев, А. Н. Семена, И. А. Мереминский, А. А. Лутовинов, Р. А. Буренин, Р. А. Кривонос, С. Ю. Сазонов, В. А. Арефьев, М. В. Бунтов, И. Ю. Лапшов, В. В. Левин, М. Н. Павлинский, А. Ю. Ткаченко, А. Е. Штыковский</i>	735
Новые карты межзвездного поглощения на основе данных Gaia и других обзоров неба <i>Г. А. Гончаров, А. А. Марчук, М. Ю. Ховричев, А. В. Мосенков, С. С. Савченко, В. Б. Ильин, Д. М. Поляков, А. А. Смирнов</i>	746
Исследование диска Ве-звезды в двойной массивной рентгеновской системе IGR J21343+4738 <i>Е. А. Николаева, И. Ф. Бикмаев, Э. Н. Иртуганов, М. А. Горбачев, М. В. Сусликов, Р. И. Гумеров, Н. А. Сахибуллин</i>	771
Природа затменного поляра 1RXS J184542.4+483134 <i>В. Ю. Кочкина, А. И. Колбин, Н. В. Борисов, И. Ф. Бикмаев</i>	780
Теоретические соотношения период–радиус и период–светимость мирид с солнечной металличностью <i>Ю. А. Фадеев</i>	796
Расширение источника мягкого рентгеновского излучения и “магнитная детонация” в солнечных вспышках <i>А. Б. Струминский, А. М. Садовский, И. Ю. Григорьева</i>	806
Метод оценки пространственного периода энерговыделения в солнечных вспышках <i>Л. С. Леденцов</i>	819
Происхождение приповерхностного слоя неоднородного вращения Солнца <i>Л. Л. Кичатинов</i>	829

---

---

## ОПТИЧЕСКОЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ 216 СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК ИЗ ОБЗОРА ВСЕГО НЕБА СРГ/еРОЗИТА

© 2023 г. И. А. Зазнобин<sup>1,2\*</sup>, Р. А. Буренин<sup>1,2</sup>, А. А. Белинский<sup>2</sup>, И. Ф. Бикмаев<sup>2,3</sup>, М. Р. Гильфанов<sup>1,4</sup>, А. В. Додин<sup>2</sup>, С. Н. Додонов<sup>5</sup>, М. В. Еселевич<sup>6</sup>, С. Г. Желтоухов<sup>2</sup>, Э. Н. Иртуганов<sup>3</sup>, С. С. Котов<sup>5</sup>, Р. А. Кривонос<sup>1</sup>, Н. С. Лыскова<sup>1</sup>, Е. А. Малыгин<sup>5</sup>, Н. А. Масленникова<sup>2</sup>, П. С. Медведев<sup>1</sup>, А. В. Мещеряков<sup>1</sup>, А. В. Моисеев<sup>1,5</sup>, Д. В. Опарин<sup>5</sup>, С. А. Потанин<sup>2,7</sup>, К. А. Постнов<sup>2</sup>, С. Ю. Сазонов<sup>1</sup>, Б. С. Сафонов<sup>2</sup>, Н. А. Сахибуллин<sup>3,8</sup>, А. А. Старобинский<sup>9</sup>, М. В. Сусликов<sup>2,3</sup>, Р. А. Сюняев<sup>1,4</sup>, А. М. Татарников<sup>2,7</sup>, Г. С. Усков<sup>1</sup>, Р. И. Уклеин<sup>5</sup>, И. И. Хабибуллин<sup>1,4</sup>, И. М. Хамитов<sup>3,8</sup>, Г. А. Хорунжев<sup>1</sup>, Е. М. Чуразов<sup>1,4</sup>, Е. С. Шабловинская<sup>5</sup>, Н. И. Шатский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>3</sup>Казанский федеральный университет, Казань, Россия

<sup>4</sup>Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

<sup>5</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

<sup>6</sup>Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

<sup>7</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

<sup>8</sup>Академия наук Татарстана, Казань, Россия

<sup>9</sup>Институт теоретической физики им. Ландау РАН, Черногловка, Россия

Поступила в редакцию 21.11.2023 г.

После доработки 21.11.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

Представлены результаты оптического отождествления и спектроскопических измерений красных смещений 216 скоплений галактик, обнаруженных в рентгеновском обзоре всего неба СРГ/еРОЗИТА. Спектральные наблюдения выполнялись в 2020–2023 гг. На 6-м телескопе БТА САО РАН, 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ, 1.6-м телескопе АЗТ-ЗЗИК Саянской солнечной обсерватории ИСЗФ СО РАН и 1.5-м российско-турецком телескопе (РТТ-150) обсерватории TÜBİTAK. Для всех представленных в работе скоплений галактик спектроскопические измерения красных смещений получены впервые, из них 139 скоплений галактик были обнаружены впервые в обзоре СРГ/еРОЗИТА, 22 скопления галактик находятся на красном смещении  $z_{\text{spec}} \gtrsim 0.7$ , в том числе три — на  $z_{\text{spec}} \gtrsim 1$ . Так же для четырех далеких скоплений галактик на  $z_{\text{spec}} > 0.7$  получены глубокие прямые изображения с использованием фильтров *rizJK*. Для этих наблюдений выбирались наиболее массивные скопления, поэтому большая часть представленных в работе скоплений галактик с измеренными нами спектроскопическими красными смещениями, скорее всего, в будущем войдут в космологические выборки скоплений галактик обзора СРГ/еРОЗИТА.

**Ключевые слова:** скопления галактик, обзоры неба, оптические наблюдения, красные смещения.

**DOI:** 10.31857/S0320010823110104, **EDN:** RYVGMX

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение больших выборок массивных скоплений галактик, обнаруженных в том числе при

помощи обзоров неба в микроволновом и рентгеновском диапазонах, позволяет установить ограничения на основные параметры космологических моделей Вселенной (см., например, Вихлинин и др., 2009; Сообщество Планка, 2014b, 2016c). В

\* Электронный адрес: zaznobin@cosmos.ru

июле 2019 г. была запущена космическая обсерватория Спектр—Рентген—Гамма (СРГ, Сюняев и др., 2021), на борту которой находятся рентгеновские телескопы с оптикой косоугольного падения ART-XC (Павлинский и др., 2021) и eРОЗИТА (Предел и др., 2021). В декабре 2019 г. обсерватория начала первый из восьми запланированных обзоров всего неба. На настоящее время завершено четыре полных обзора всего неба. Предполагается, что по завершении восьми полных обзоров всего неба достигнутой глубины обзора будет достаточно, чтобы обнаружить все скопления галактик с массами выше  $M_{500} \sim 3 \times 10^{14} M_{\odot}$  в наблюдаемой части Вселенной (см., например, Чуразов и др., 2015).

Нашей научной группой ранее выполнялась работа по отождествлению и спектроскопическим измерениям красных смещений массивных скоплений галактик, отождествляемых с источниками Сюняева—Зельдовича (Сообщество Планка, 2015b,a, 2016b; Воробьев и др., 2016; Буренин и др., 2018; Зазнобин и др., 2019, 2020, 2021a). В работе Зазнобин и др. (2021a) было показано, что большинство этих скоплений галактик уже обнаружены в обзоре всего неба СРГ/eРОЗИТА. Ранее уже проводились наблюдения скоплений галактик из обзора поля “дыры Локмана” (Зазнобин и др., 2021b).

После завершения в июне 2020 г. первого обзора всего неба СРГ/eРОЗИТА была начата программа оптического отождествления и спектроскопических измерений красных смещений наиболее массивных скоплений галактик обзора. Основной целью программы являются спектроскопические измерения красных смещений скоплений галактик. Программа наблюдений постепенно дополнялась с увеличением количества завершённых полных обзоров всего неба. Также была начата программа глубоких фотометрических наблюдений кандидатов в далекие скопления галактик и измерения их фотометрических и спектроскопических красных смещений.

В настоящее время проводится спектроскопический обзор неба *DESI* (Сообщество *DESI*, 2023). Первый год пятилетнего обзора *DESI* был завершён 13 июня 2022 г. Предполагается, что в результате трех лет обзора будут получены спектры около 30 миллионов галактик и квазаров. Красные смещения многих ярчайших галактик скоплений, обнаруженных в обзоре СРГ/eРОЗИТА, будут, вероятно, измерены в этом обзоре. Однако наблюдения по нашей программе тем не менее необходимы для того, чтобы как можно быстрее составить космологические выборки скоплений галактик из обзора СРГ/eРОЗИТА и получить космологические ограничения по этим данным.

В настоящей работе приводятся результаты оптического отождествления и спектроскопических измерений красных смещений наиболее массивных скоплений галактик. Показаны результаты получения глубоких прямых изображений некоторых далеких скоплений. За три года с июня 2020 г. по сентябрь 2023 г. измерены красные смещения 216 скоплений галактик и получены глубокие прямые изображения нескольких наиболее далеких скоплений галактик на  $z > 0.7$ , обнаруженных в обзоре СРГ/eРОЗИТА. Результаты измерения красных смещений и оценки масс  $M_{500}$  для 12 наиболее массивных скоплений галактик ранее уже публиковались нашей научной группой (Буренин и др., 2021, 2022).

## ВЫБОРКА ОБЪЕКТОВ

Оптическое отождествление скоплений галактик проводилось среди протяженных источников рентгеновского излучения, обнаруженных в результате обзора всего неба СРГ/eРОЗИТА на половине неба ( $0^{\circ} < l < 180^{\circ}$ ), за обработку данных в которой отвечают российские ученые. Поиск протяженных рентгеновских источников проводился при помощи вейвлет-разложения рентгеновских изображений (Вихлинин и др., 1998), а также при помощи ПО `ermlidet` из пакета `eSASS`. Некоторые источники можно отождествить с известными скоплениями галактик, для которых спектроскопические красные смещения были измерены ранее. Для отождествления известных скоплений галактик была использована внегалактическая база данных НАСА (**NED**<sup>1</sup>). Для значительной части массивных скоплений галактик спектроскопические измерения красных смещений были получены ранее, в основном в рамках Слоановского цифрового обзора неба (Сообщество СДСС, 2020).

Для оптического отождествления были использованы общедоступные данные больших обзоров неба в оптическом и ближнем ИК-диапазонах. Использовались данные обзоров *Pan-STARRS1* (Чэмберс и др., 2016), *DESI LIS* (Дэй и др., 2019) и обзора всего неба космической обсерватории *WISE* (Райт и др., 2010) в полосе 3.4 мкм. Использовались также данные принудительной фотометрии *WISE*, выполненной по координатам галактик обзора *Pan-STARRS1* (Буренин, 2022). Процедура оптического отождествления скоплений галактик ранее обсуждалась в работах нашей группы (Буренин и др., 2018; Зазнобин и др., 2019, 2020, 2021a,b; Буренин и др., 2021, 2022). Для каждого скопления галактик была дана фотометрическая

<sup>1</sup> <https://ned.ipac.caltech.edu/>

оценка красных смещений по цвету красной последовательности галактик скоплений (Буренин, 2017; Буренин и др., 2022).

В результате была получена выборка из нескольких тысяч скоплений галактик. Очевидно, что имеющегося у нашей группы наблюдательного времени недостаточно, чтобы за разумное время в течение нескольких лет провести спектроскопические измерения красных смещений такого большого числа скоплений галактик. Поэтому для каждого скопления галактик был определен показатель приоритета, который учитывался при наблюдениях:

$$P = 8.7\sqrt{z} + 3.3 \lg(f) + 33,$$

где  $z$  — фотометрическая оценка красного смещения скопления,  $f$  — рентгеновский поток. Наиболее приоритетные цели для наблюдений имеют наибольший показатель приоритета. Этот показатель определен таким образом, чтобы наибольший приоритет имели наиболее массивные скопления, и кроме того, чтобы скопления одной массы на разных красных смещениях имели примерно одинаковый приоритет. Наблюдения проводились, преимущественно, скоплений галактик, показатель приоритета которых выше  $-3 \dots -4$ . Такая стратегия наблюдений позволяет получить полные выборки наиболее массивных скоплений с массами выше примерно  $3 \times 10^{14} M_{\odot}$ .

## НАБЛЮДЕНИЯ

### Организация наблюдений

Спектроскопические наблюдения скоплений галактик проводятся с июня 2020 г. на 6-м телескопе БТА САО РАН, 1.6-м телескопе АЗТ-ЗЗИК Саянской солнечной обсерватории ИСЗФ СО РАН и 1.5-м российско-турецком телескопе (РТТ-150) обсерватории TÜBİTAK. С января 2020 г. наблюдения также проводятся на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ (RC2500). Наблюдения на телескопе БТА и 2.5-м телескопе КГО проводятся по программе наземной поддержки обсерватории СРГ оптического отождествления наиболее массивных далеких скоплений галактик из обзора всего неба СРГ/еРОЗИТА.

Отбор объектов наблюдателями для последующих наблюдений проводился из списков, доступных наблюдателям в системе ТРИТОН (Таблица Рентгеновских Источников, для которых Требуется Оптические Наблюдения)<sup>2</sup>. Система создана и представляет собой сайт, на котором размещены данные для оптических наблюдений рентгеновских

источников, обнаруженных в обзоре СРГ. Основная задача системы — сбор, хранение и систематизация данных об оптических наблюдениях объектов СРГ и результатах их обработки. Система позволяет отслеживать наблюдателям проводимую или планируемую наблюдательную работу на различных телескопах в режиме реального времени. Это позволяет избежать повторных или одновременных наблюдений объектов, что очень важно при одновременных наблюдениях на нескольких телескопах.

На телескопах БТА и 2.5-м телескопе КГО проводились наблюдения, как правило, наиболее далеких и тусклых объектов, наблюдения которых затруднительны на телескопах АЗТ-ЗЗИК и РТТ-150. На телескопах АЗТ-ЗЗИК и РТТ-150 проводились наблюдения близких скоплений галактик с фотометрической оценкой красных смещений  $z_{\text{phot}} \lesssim 0.55$ . Дифракционные решетки для каждого скопления подбирались таким образом, чтобы с учетом их фотометрических оценок красных смещений в спектральный диапазон решетки входили некоторые основные спектральные особенности эллиптических галактик, такие как  $4000 \text{ \AA}$  провал и G — полоса.

### Проведение наблюдений и используемые приборы

Для получения спектроскопических изображений использовались спектрографы низкого и среднего разрешения с длинной щелью. Позиционный угол щели спектрографа для каждого объекта подбирался индивидуально таким образом, чтобы свет как можно большего числа наиболее ярких галактик красной последовательности попадал в щель спектрографа. Для каждого скопления галактик определялась одна конфигурация щели: координат центра и позиционного угла щели спектрографа. Ширина щели подбиралась отдельно для каждого спектрографа в диапазоне от  $1''$  до  $2''$  в зависимости от качества изображения. В случае, если на щель спектрографа попадало более двух галактик красной последовательности, то устанавливалась щель шириной около  $2''$  вне зависимости от используемого прибора.

Наблюдения на телескопе БТА проводились с помощью спектрографов *SCORPIO* (Афанасьев и др., 2005) и *SCORPIO-2* (Афанасьев и Моисеев, 2011). При наблюдениях на спектрографе *SCORPIO-2* использовались гризмы *VPHG940@600*, *VPHG1026@735* и *VPHG1200@860*, а при наблюдениях на спектрографе *SCORPIO* использовалась гризма *VPHG550G*. Для получения спектров галактик на *SCORPIO-2* с фотометрической оценкой красного смещения  $z_{\text{phot}} \lesssim 0.75$  использовалась гризма *VPHG940@600*,  $0.75 \lesssim z_{\text{phot}} \lesssim 1.00$  —

<sup>2</sup> <https://www.srg.cosmos.ru/>

*VPHG1026@735* и  $z_{\text{phot}} \gtrsim 1$  — *VPHG1200@860* соответственно. Подробное описание приборов и используемых нами призмов приведено на сайте лаборатории спектроскопии и фотометрии внегалактических объектов САО РАН<sup>3</sup>. Спектроскопия далеких скоплений галактик на спектрографе *SCORPIO* не проводилась, так как на этом спектрографе в качестве детектора установлена ПЗС-матрица с сильным эффектом интерференции в тонком слое кремния в ближнем ИК-диапазоне.

Наблюдения на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ проводились с помощью двухлучевого спектрографа TDS (Transient Double-beam Spectrograph, Потанин и др., 2020)<sup>4</sup>. Спектральный диапазон прибора 3600–7500 Å, разрешающая сила 1300–2500 при ширине щели 1". Более подробное описание процедур наблюдений и обработки спектральных изображений приведены в работе Додин и др. (2021).

Наблюдения на телескопе АЗТ-3ЗИК проводились на спектрографе низкого и среднего разрешения АДАМ (Афанасьев и др., 2016; Буренин и др., 2016). Для получения спектроскопических изображений использовалась призма с объемной фазовой голографической решеткой VPHG600G с 600 штрихов на миллиметр, позволяющая получить спектр в диапазоне 3600–7250 Å со спектральным разрешением (FWHM) 4.3 Å для щели шириной 2". Позиционный угол щели спектрографа равен 0°. Все спектроскопические изображения были получены с использованием длинной щели шириной 2".

Наблюдения на телескопе РТТ-150 проводились с помощью спектрографа *TFOSC*<sup>5</sup>. Использовалась дифракционная решетка со спектральным диапазоном 3800–8900 Å и разрешением  $R \approx 500$ . Позиционный угол щели спектрографа равен 90°. Все спектроскопические изображения были получены с использованием длинной щели шириной 1.8" и 2.4".

Каждую ночь в вечернее сумеречное и утреннее сумеречное время проводились наблюдения спектроскопических стандартов. Список используемых стандартов приведен на сайте Европейской Южной Обсерватории<sup>6</sup>. Обработка данных с телескопов БТА, АЗТ-3ЗИК, РТТ-150 проводилась при помощи собственного программного обеспечения, программного пакета *IRAF*<sup>7</sup> и его интеграции на язык программирования *Python3* (библиотека *PyRAF*<sup>8</sup>).

Для наиболее далеких скопления галактик на красных смещениях порядка  $z \gtrsim 0.7$  были получены глубокие прямые изображения на телескопах АЗТ-3ЗИК, РТТ-150 и БТА с использованием фильтров *riz* Слоановской системы и с использованием фильтров *JK* при наблюдениях на 2.5-м телескопе КГО. На телескопе АЗТ-3ЗИК наблюдения проводились на камере

*Andor iKon-M 934 BR DD*, на 2.5-м телескопе КГО наблюдения проводились на инфракрасной камере-спектрографе *AstroNIRCam* (Наджип и др., 2017; Тарников и др., 2023). На всех телескопах наблюдения проводились при качестве прямых изображений не хуже 1.5". Экспозиции на телескопе БТА не превышали 90 с, на АЗТ-3ЗИК — не более 120 с и на РТТ-150 — не более 600 с. После каждой экспозиции центр изображений смещался в случайном направлении по прямому восхождению или склонению на  $\approx 10''$ – $15''$ .

#### Учет атмосферного поглощения кислородом

Для некоторых далеких галактик, наблюдавшихся на телескопе БТА и находящихся на красном смещении порядка  $z \sim 0.9$ , участок спектра с Бальмеровским скачком (4000 Å) попадает в область сильной полосы поглощения атмосферным кислородом (7580–7700 Å). Данное обстоятельство затрудняет использование этой спектральной детали в методах оценок красных смещений таких источников. В особенности это важно при оценках расстояний до скоплений галактик, когда исследуются спектры слабых галактик позднего класса без эмиссионных линий. Наблюдения спектроскопических стандартов ранних спектральных классов позволяет получить оценку поглощения атмосферного кислорода в области полосы 7580–7700 Å и восстановить спектры слабых источников.

Для этого стандарты наблюдались в близком к объектам участках неба на одинаковом зенитном расстоянии. Однако в силу различных причин стандарты и объекты могут наблюдаться на разных воздушных массах. В данном случае при условии, что наблюдения проводились в спектроскопических условиях, атмосферное поглощение в указанной кислородной полосе оценивается как:

$$P(\lambda) = \left( \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} \right) \sqrt{\frac{M_{\text{obj}}}{M_{\text{std}}}},$$

где  $I(\lambda)$  — регистрируемая интенсивность,  $I_0(\lambda)$  — интенсивность без поглощения атмосферным кислородом,  $M_{\text{obj}}$  — воздушная масса наблюдаемого объекта,  $M_{\text{std}}$  — воздушная масса наблюдаемого стандарта. Квадратный корень учтен ввиду так называемого *закона квадратного корня* для существенно насыщенных теллурических линий, каковой является полоса поглощения кислорода.

В основном проводились наблюдения стандартов, которые являются звездами ранних спектральных классов и имеют гладкий профиль без деталей на данном участке спектра. Также в этом же месте изменение распределения релеевского рассеяния вместе с чувствительностью принимающей аппаратуры в первом приближении можно принять линейными. Тогда  $I_0(\lambda)$  есть линейная подгонка непрерывного спектра на участках свободных от теллурических линий поглощения.

Мы выделяли два участка  $7440 < \lambda < 7560$  Å и  $7760 < \lambda < 7840$  Å для подгонки континуума в данной области спектра. На рис. 1 показаны примеры

<sup>3</sup> [https://www.sao.ru/hq/lsvfo/devices\\_rus.html](https://www.sao.ru/hq/lsvfo/devices_rus.html)

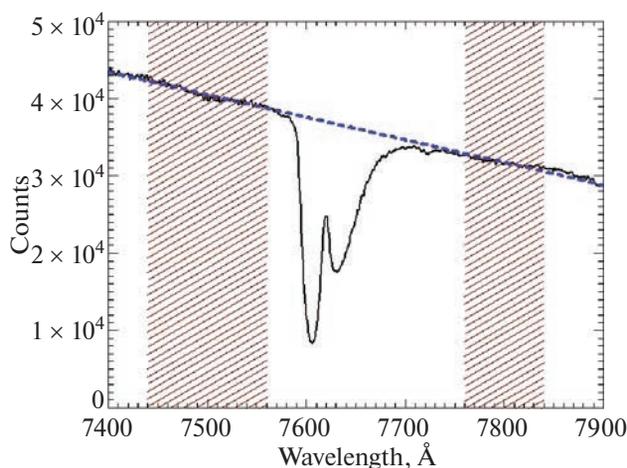
<sup>4</sup> <http://lnfm1.sai.msu.ru/kgoinstruments/tds>

<sup>5</sup> <http://hea.iki.rssi.ru/rtt150/en/index.php?page=tfosc>

<sup>6</sup> <https://www.eso.org/sci/observing/tools/standards.html>

<sup>7</sup> <https://iraf-community.github.io/>

<sup>8</sup> [http://stdas.stsci.edu/pyraf/doc.old/pyraf\\_tutorial/](http://stdas.stsci.edu/pyraf/doc.old/pyraf_tutorial/)



**Рис. 1.** Инструментальный спектр спектрофотометрического стандарта BD+25d4655 в области полосы поглощения молекулярного кислорода  $O_2$  (7580–7700 Å).

инструментального спектра спектрофотометрического стандарта BD+25d4655, линейной подгонки непрерывного спектра (синий пунктир) и области, свободные от влияния теллурических линий, по которым проводилась подгонка.

## РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

### Полученные данные

В результате проведения наблюдений по программе скоплений галактик из обзора СРГ/еРОЗИТА, на сентябрь 2023 г. были получены спектры и измерены красные смещения 216 скоплений. Все эти скопления галактик ранее не имели красных смещений, измеренных спектроскопическим методом. Из них 106 скоплений галактик наблюдались на телескопе БТА, 45 на 2.5-м телескопе КГО, 51 на АЗТ-ЗЗИК и 26 на РТТ-150. Некоторые скопления галактик наблюдались на нескольких телескопах, так как из-за погодных условий были получены спектры низкого качества, по которым нельзя достоверно измерить красные смещения галактик. В этих случаях проводились повторные наблюдения на другом телескопе. Примеры изображений скоплений галактик из обзора всего неба СРГ/еРОЗИТА в оптическом, инфракрасном и рентгеновском диапазонах приведены на рис. 2.

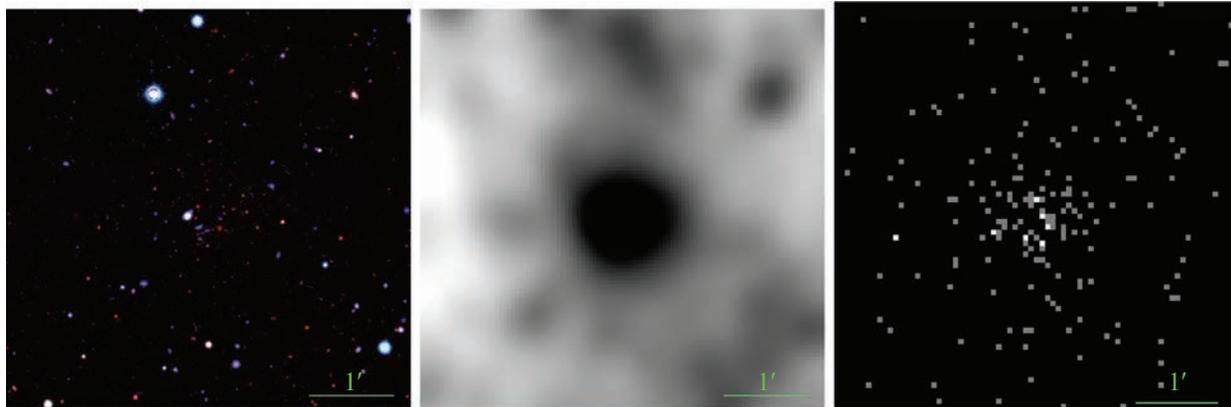
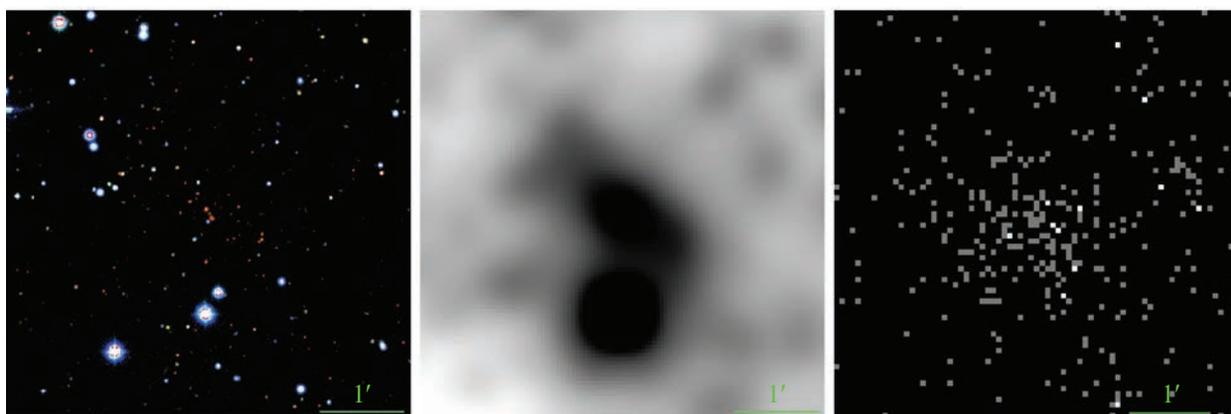
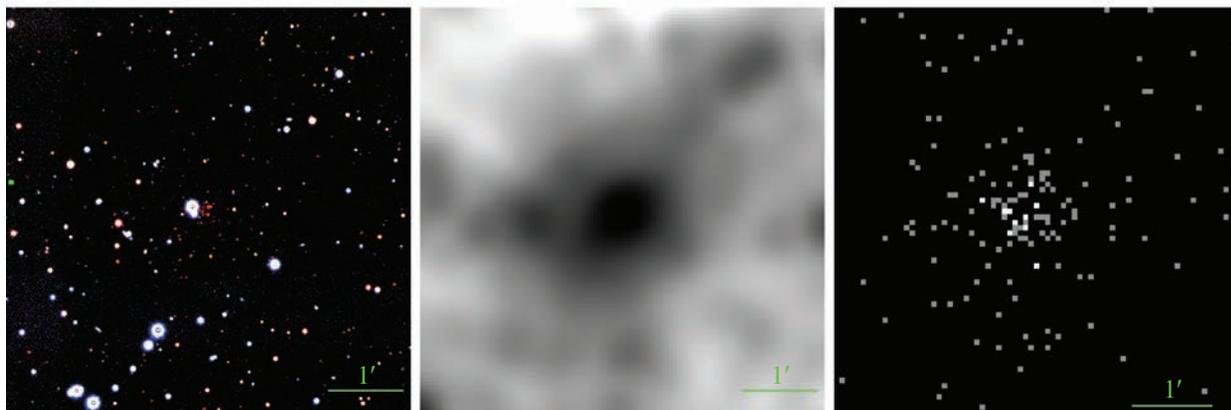
При обработке спектроскопических изображений извлекались спектры и измерялись красные смещения всех галактик, которые попали на щель спектрографа. Максимум были измерены красные смещения шести галактик, входящих в одно скопление. Свет всех этих галактик попал на щель шириной  $2''$  при наблюдениях на БТА. В некоторых скоплениях галактик в центральной области скопления присутствует яркая  $cD$ -галактика, которая ярче других наиболее ярких галактик красной последовательности примерно на 1 звездную величину. Поэтому для некоторых скоплений галактик измерение красного смещения проводилось по  $cD$ -галактике. Наблюдения скоплений галактик, у которых красные

смещения измерены по одной галактике, в основном проводились на телескопах АЗТ-ЗЗИК и РТТ-150, где фиксировано положение щели спектрографа. В некоторых случаях, когда измеренное красное смещение отлично от его фотометрической оценки, проводились дополнительные наблюдения других ярких галактик красной последовательности на телескопах АЗТ-ЗЗИК и РТТ-150.

Измерение красных смещений проводилось методом сравнения спектров галактик со спектром синтетического звездного населения (шаблон) возрастом 11 млрд лет и металличностью  $Z = 0.02$ . Для небольшого числа наиболее далеких скоплений галактик измерения красных смещений проводились с использованием шаблонов с другими значениями возраста и металличности. Красное смещение галактик определялось как локальный минимум  $\chi^2$ -распределения, полученного при сравнении спектров со спектрами шаблонов. Если в скоплениях есть  $cD$ -галактика, то красное смещение таких скоплений галактик определялось как красное смещение  $cD$ -галактики. При отсутствии  $cD$ -галактики красные смещения скоплений галактик определялись как среднее арифметическое спектроскопических красных смещений наиболее ярких галактик в центральных областях скоплений. Примеры спектров галактик из обзора всего неба показаны на рис. 3. Слева приведены спектры галактик, а справа их  $\chi^2$ -распределения, полученные при сравнении с шаблоном. Спектры наиболее далеких скоплений галактик из обзора всего неба, полученных на телескопе БТА, приведены в сравнении со спектрами шаблонов на рис. 4.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

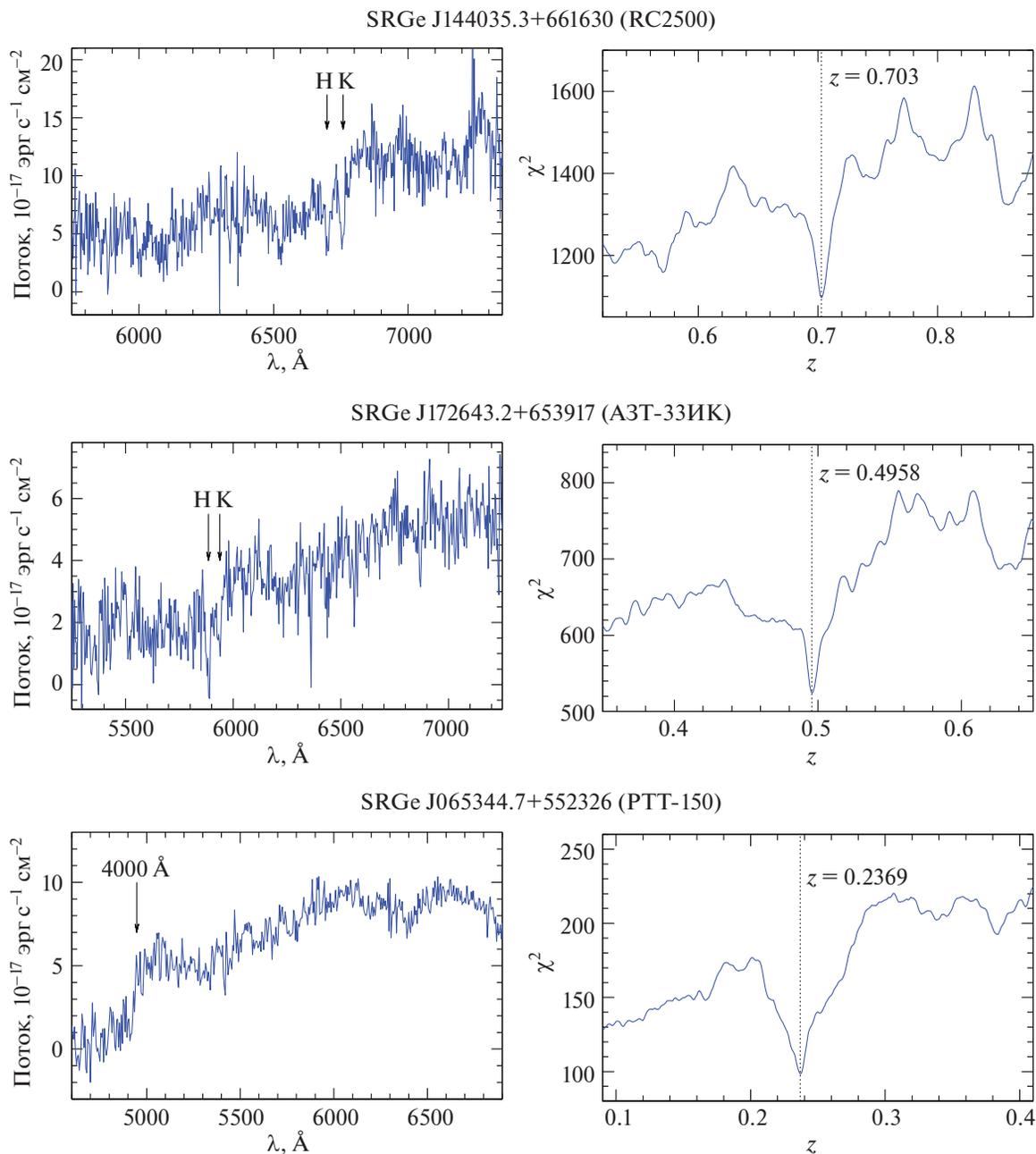
Результаты измерений красных смещений скоплений галактик приведены в табл. 1. В первом столбце приведено рентгеновское название источника по данным телескопа еРОЗИТА. В названиях рентгеновских источников приведены экваториальные координаты ( $\alpha$ ,  $\delta$ ) их центров на эпоху  $J2000.0$ . Во втором столбце

SRGe J105036.9+455126,  $z = 0.8747$ SRGe J144035.30+661630,  $z = 0.699$ SRGe J215157.4+111248,  $z = 0.919$ 

**Рис. 2.** Слева: псевдоцветные изображения обзора DESI LIS полей скоплений галактик в фильтрах zrg (RGB), в центре: изображения обзора WISE в полосе 3.4 мкм, очищенные от звезд и свернутые с  $\beta$ -моделью радиусом  $24''$ , справа: рентгеновское изображение обзора СРГ/еРОЗИТА. Центр изображений совпадает с оптическим центром скоплений, размер полей изображений  $5' \times 5'$ .

приведены красные смещения скоплений галактик, в третьем столбце — количество галактик, входящих в скопления, красные смещения которых были измерены. Точность измерения красных смещений для каждого скопления галактик разная, поэтому в таблице для раз-

ных скоплений галактик приведено разное количество значащих цифр. Отметим, что учитывались красные смещения только наиболее ярких и близких к центру скопления галактик. В четвертом и пятом столбцах приведены названия телескопов, на которых проводились

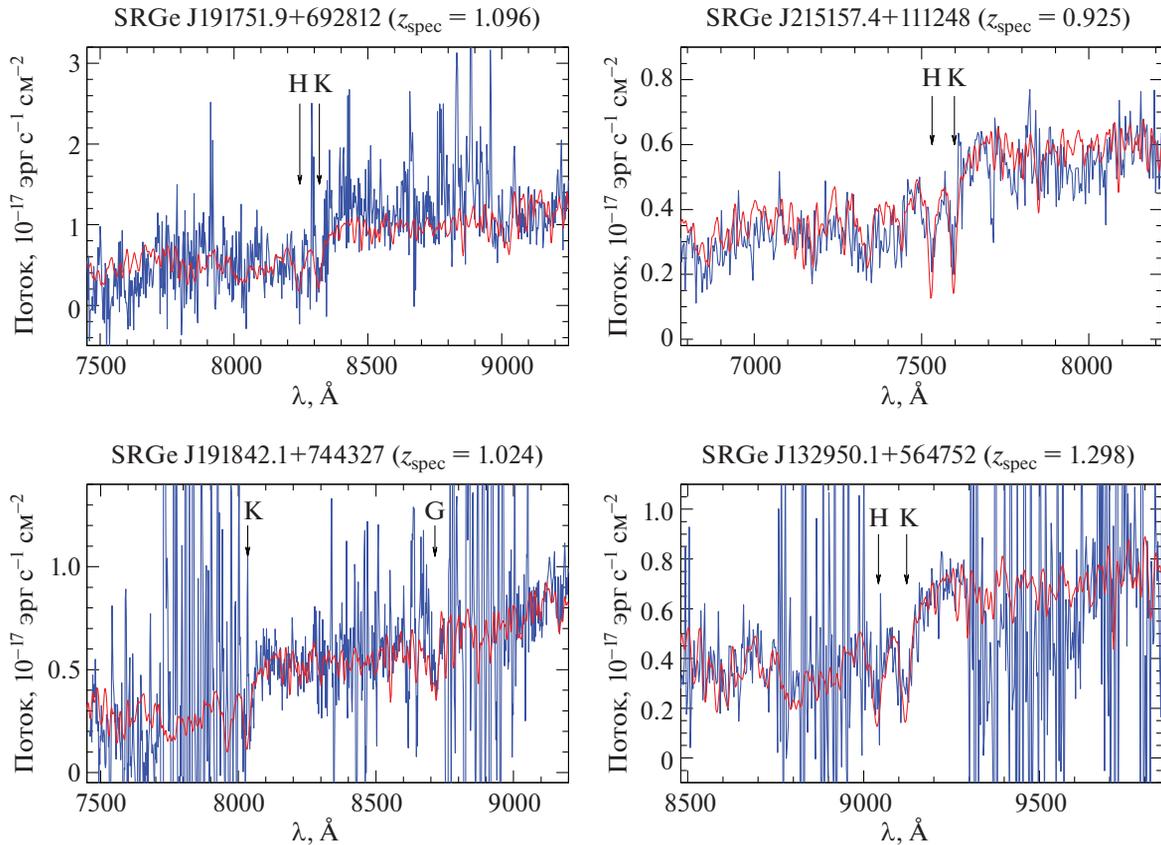


**Рис. 3.** Примеры спектроскопических измерений красных смещений скоплений, полученных на телескопах: верхний ряд — 2.5-м телескоп КГО, средний ряд — АЗТ-33ИК, нижний ряд — РТТ-150. Слева: спектр ярчайшей галактики скопления с указанием некоторых спектральных особенностей. Справа: значение  $\chi^2$ , полученное в результате сравнения этого спектра с шаблоном спектра эллиптической галактики.

наблюдения, и общее время экспозиции полученных спектроскопических изображений. В случае наблюдений скоплений галактик на нескольких телескопах время экспозиции складывалось. В предпоследнем столбце приведены краткие названия каталогов скоплений галактик, в которых они присутствуют. В последнем столбце приведены заметки.

В заметках табл. 1 приведены сведения о ранее подтвержденном или возможном наличии слабого линзирования галактик скоплениями (линза). Также ука-

заны названия каталогов, в которых приведены спектроскопические измерения красных смещений галактик, входящих в скопление, но не являющихся наиболее массивными членами красных последовательностей. Некоторые наиболее массивные галактики скоплений имеют узкие эмиссионные линии, соотношение потоков которых характерно для галактик со звездообразованием. Указаны скопления галактик, в которых у одной или нескольких массивных галактик в центре скопления есть яркая эмиссионная линия [OII]  $\lambda 3727$ .



**Рис. 4.** Примеры спектроскопических измерений красных смещений ярчайших галактик наиболее удаленных далеких скоплений, обнаруженных в обзоре всего неба СРГ/еРОЗИТА, которые не публиковались ранее. Синей линией обозначены спектры галактик, полученные на телескопе БТА на спектрографе SCORPIO-2, красной линией обозначены шаблоны спектров сравнения. Для скопления SRGe J191751.9+692812 приведена сумма спектров двух галактик скопления.

Для нескольких таких скоплений ниже подготовлены заметки с оценкой темпа звездообразования в их  $cD$ -галактиках по излучению в линии [OII]  $\lambda 3727$ .

Часть скоплений галактик из табл. 1 ранее уже были опубликованы в работах Б21 (Буренин и др., 2021) и Б22 (Буренин и др., 2022). Эти скопления галактик также входят в программу наблюдений скоплений галактик из обзора всего неба СРГ/еРОЗИТА. Четыре скопления галактик наблюдались ранее в среднеполосных фильтрах на космическом телескопе им. Хаббла (HST). В этих работах приведена лишь фотометрическая оценка красных смещений на основе данных наблюдений телескопа им. Хаббла. Поэтому для этих скоплений галактик нами были получены спектроскопические измерения красных смещений. Скопления галактик, обсуждаемые в тексте отдельно, отмечены звездочкой.

Данные красных смещений галактик, для которых были измерены красные смещения, будут опубликованы позже в Страсбургском центре астрономических данных<sup>9</sup>. Всего измерены красные смещения около 450 галактик. Пример данных красных смещений галактик в поле пяти скоплений галактик, расположенных по

возрастанию прямых восхождений, приведен в табл. 2. В первом столбце приведено название поля скоплений галактик, определяемое по координатам центра рентгеновского источника. Во втором и третьем столбце приведены координаты галактик. В четвертом и пятом столбцах приведены красные смещения галактик и, при наличии, их ошибки. Точность измерения красных смещений для разных галактик может различаться, поэтому в таблице для различных галактик красные смещения указаны с разным количеством значащих цифр. В таблицу так же включены спектроскопические измерения красных смещений фоновых галактик и галактик переднего плана, свет от которых попал на щель спектрографа случайным образом в процессе наблюдений.

Распределение числа скоплений галактик, для которых были измерены красные смещения, приведено на рис. 5. В распределение не вошло одно скопление галактик, красное смещение которого чуть меньше  $z = 0.1$ . Это распределение показывает текущий прогресс выполнения программы спектроскопических измерений скоплений галактик из обзора всего неба СРГ/еРОЗИТА и статистической значимости не несет.

Сопоставление скоплений галактик из обзора всего неба СРГ/еРОЗИТА проводилось с другими каталогами скоплений галактик и каталогами рентгеновских

<sup>9</sup> <https://cds.u-strasbg.fr/>

Таблица 1. Скопления галактик из обзора всего неба

Название источника	$z_{spec}$	$N_{gal}$	Телескоп	Время, мин	Каталоги	Заметки
SRGe J001104.8+272243	0.3212	3	БТА	60	WHL	
SRGe J001321.8-150316	0.458	2	RC2500	80	ACT	
SRGe J001502.8-151603	0.3353	2	БТА	45	ACT	
SRGe J001525.5-173051	0.4622	1	АЗТ-3ЗИК	40	PSZ1,ACT	
SRGe J001735.6-114916	0.500	2	RC2500	120	-	
SRGe J002641.7-152613	0.5946	3	БТА	80	ACT,WHL	
SRGe J003542.0+125554	0.247	2	RC2500	60	RM,NSC,NSCS,WHL	
SRGe J004431.2-175026	0.331	2	РТТ-150	120	-	
SRGe J010345.3+011836	0.199	2	RC2500	40	-	
SRGe J011738.7-131454	0.1052	1	RC2500	20	-	
SRGe J011817.8-215034	0.4727	2	БТА	50	-	
SRGe J012531.7+192251	0.5811	2	БТА	60	ACT	SDSS
SRGe J012711.9-162606	0.2509	2	АЗТ-3ЗИК	40	ACT	
SRGe J012915.6-134233	0.376	2	RC2500	80	ACT	
SRGe J013303.5+403457	0.3864	3	БТА	45	-	
SRGe J013923.7-112235	0.277	5	RC2500	80	PSZ2,ACT	
SRGe J014500.2+304113	0.7480	3	БТА	180	-	
SRGe J015010.0+214332	0.5658	2	БТА	45	-	SDSS
SRGe J015448.2+211639	0.593	1	RC2500	100	-	
SRGe J015747.8+381210	0.6827	4	БТА	60	-	Б22
SRGe J020037.1+373836	0.3139	4	БТА	45	-	
SRGe J020244.9+384733	0.3068	3	БТА	30	-	
SRGe J020629.8+363229	0.5164	3	БТА	40	-	Б22
SRGe J021228.1+112737	0.3990	2	БТА	45	-	
SRGe J021250.3-112414	0.3275	1	АЗТ-3ЗИК	40	ACT	
SRGe J021821.9+323337	0.4473	1	RC2500	120	WHL	ОП3727
SRGe J022017.6-102414	0.4572	3	БТА	60	ACT,WHL	
SRGe J022418.2+301934	0.480	2	RC2500	100	-	линза? *
SRGe J023005.7+194915	0.3368	3	БТА	60	-	
SRGe J023203.5+222043	0.305	1	РТТ-150	90	WHL	
SRGe J023251.9+102615	0.4510	1	РТТ-150	150	ACT	
SRGe J023820.8+200556	0.4205	2	БТА	30	WHL	Б22
SRGe J024102.2+255716	0.5732	4	БТА	105	-	Б22, ОП3727
SRGe J024108.6+141044	0.5539	5	БТА	60	ACT	
SRGe J024140.2+220924	0.438	2	RC2500, АЗТ-3ЗИК	60	-	
SRGe J024212.7+054452	0.2871	1	RC2500, АЗТ-3ЗИК	120	WHL,NSC	
SRGe J024450.4+264715	0.5176	2	БТА	60	-	
SRGe J024505.8+255725	0.3339	2	RC2500, АЗТ-3ЗИК	80	-	
SRGe J024508.5+184217	0.4405	1	АЗТ-3ЗИК	30	ACT	ОП3727
SRGe J024614.1+103920	0.4209	1	АЗТ-3ЗИК	40	-	
SRGe J024716.9+335442	0.2339	1	БТА	50	WHL	
SRGe J025827.1+174157	0.3859	3	БТА	75	-	
SRGe J030255.1+841349	0.4436	2	БТА	60	-	
SRGe J030526.0+094805	0.505	2	RC2500	180	ACT,WHL	
SRGe J030926.9+041339	0.458	1	RC2500	320	ACT	
SRGe J032452.5+843310	0.4138	1	БТА, АЗТ-3ЗИК	45	-	
SRGe J032444.4+113942	0.4794	2	БТА	60	-	
SRGe J033748.0+074743	0.4733	2	БТА	60	WHL	
SRGe J033950.5+280522	0.1755	3	БТА	40	-	
SRGe J034028.9+071047	0.2336	2	АЗТ-3ЗИК	40	WHL	
SRGe J034821.9+205702	0.2607	2	БТА	70	-	
SRGe J034900.1+213302	0.3478	3	БТА	60	-	Б22
SRGe J034934.9+110529	0.268	2	RC2500	80	WHL	
SRGe J035114.1+174311	0.1565	3	БТА	30	WHL	

Таблица 1. Продолжение

Название источника	$z_{spec}$	$N_{gal}$	Телескоп	Время, мин	Каталоги	Заметки
SRGe J035322.3+110340	0.2689	3	БТА	30	ACT,WHL,NSC	
SRGe J040249.5+135319	0.6194	3	БТА	60	ACT	
SRGe J040342.7+154444	0.5300	1	АЗТ-ЗЗИК	80	—	
SRGe J040844.2+133350	0.8013	1	БТА	180	—	
SRGe J041402.7+830258	0.5909	1	БТА	60	WHL	Б22
SRGe J043602.9+780337	0.5219	1	АЗТ-ЗЗИК	105	—	
SRGe J052742.4+800205	0.3843	2	АЗТ-ЗЗИК	150	—	
SRGe J062552.1+711624	0.7135	2	БТА	90	—	
SRGe J063357.4+574050	0.2361	3	БТА	50	—	
SRGe J064609.8+764805	0.4139	2	БТА	60	—	
SRGe J065344.7+552326	0.2369	1	РТТ-150	150	—	
SRGe J065908.8+811419	0.3614	2	АЗТ-ЗЗИК	120	—	
SRGe J070623.4+484612	0.3777	1	АЗТ-ЗЗИК	70	—	
SRGe J071221.3+593220	0.3315	1	АЗТ-ЗЗИК	40	MACS	HST
SRGe J072328.4+520707	0.6303	3	БТА	120	—	
SRGe J072935.4+643314	0.3640	2	АЗТ-ЗЗИК	90	—	
SRGe J073222.5+551230	0.4145	2	АЗТ-ЗЗИК	90	—	
SRGe J073609.4+515822	0.4795	1	АЗТ-ЗЗИК	70	—	
SRGe J073723.9+544908	0.2590	1	АЗТ-ЗЗИК	80	—	
SRGe J074554.3+800654	0.5270	3	БТА	80	—	
SRGe J074659.4+693740	0.5728	1	БТА	45	—	
SRGe J075537.4+562626	0.4527	1	АЗТ-ЗЗИК, РТТ-150	210	—	
SRGe J080501.8+692700	0.5382	1	РТТ-150	120	—	
SRGe J080514.7+745357	0.7491	2	БТА	70	—	
SRGe J083241.8+665352	0.180	2	RC2500	60	WHL,NSC	
SRGe J085156.5+744249	0.4195	1	АЗТ-ЗЗИК	75	—	
SRGe J085213.7+783256	0.5347	2	RC2500, АЗТ-ЗЗИК	70	—	
SRGe J090416.6+725951	0.2419	3	АЗТ-ЗЗИК	50	NSC	
SRGe J090723.8+671121	0.4911	2	БТА	45	—	
SRGe J091600.3+754812	0.1770	2	БТА	50	NSC	
SRGe J100900.9+721439	0.4441	1	БТА	20	—	
SRGe J102534.9+755226	0.6684	1	RC2500	140	—	
SRGe J103538.2+700645	0.4383	1	БТА	30	—	
SRGe J104446.3+723400	0.441	1	АЗТ-ЗЗИК	80	—	
SRGe J104533.9+781319	0.3953	1	АЗТ-ЗЗИК	70	WHL	
SRGe J105036.9+455126	0.8747	1	БТА	120	—	SDSS
SRGe J112840.5+763600	0.4782	1	АЗТ-ЗЗИК	80	WHL	
SRGe J113857.3+784117	0.6734	1	RC2500	160	—	
SRGe J115342.3+771302	0.3782	2	БТА, АЗТ-ЗЗИК	30	—	
SRGe J115858.1+705437	0.6337	1	БТА	90	WHL	
SRGe J120822.6+742216	0.3846	1	АЗТ-ЗЗИК	40	—	
SRGe J122502.7+862739	0.1972	2	АЗТ-ЗЗИК	70	—	
SRGe J123141.4+723821	0.328	1	РТТ-150	90	—	
SRGe J123221.8+592400	0.675	2	RC2500	240	—	ОП3727, SDSS
SRGe J124909.0+812316	0.5373	2	БТА	60	—	
SRGe J125053.7+862515	0.3691	1	АЗТ-ЗЗИК	60	—	
SRGe J125121.5+313125	0.5053	2	RC2500	70	WHL,NSCS	SDSS
SRGe J125445.4+470151	0.3214	2	АЗТ-ЗЗИК	90	NSC,NSCS,1RXS	
SRGe J131229.6+725048	0.5735	2	БТА	80	—	линза, *
SRGe J131253.5+725502	0.2955	3	БТА	50	—	
SRGe J132420.4+691724	0.3566	1	АЗТ-ЗЗИК	30	—	
SRGe J132810.3+524321	0.3217	2	АЗТ-ЗЗИК, РТТ-150	150	MACS,WHL	SDSS
SRGe J132950.1+564752	1.298	1	БТА	240	MOO	*
SRGe J134330.9+792821	0.4476	4	БТА	40	—	

Таблица 1. Продолжение

Название источника	$z_{spec}$	$N_{gal}$	Телескоп	Время, мин	Каталоги	Заметки
SRGeJ135353.3+733157	0.4780	1	БТА	60	—	ОИ3727, *
SRGeJ135628.1+793836	0.4530	2	АЗТ-3ЗИК	60	—	
SRGeJ135900.1+672547	0.4544	3	АЗТ-3ЗИК	150	—	
SRGeJ135917.9+744637	0.196	1	RC2500	100	NSC	
SRGeJ142452.1+662238	0.2409	2	АЗТ-3ЗИК, РТТ-150	70	NSC	
SRGeJ143202.2+851737	0.5684	2	БТА	90	—	QSO *
SRGeJ144035.3+661630	0.699	2	RC2500	80	—	
SRGeJ144245.4+585306	0.6238	1	БТА	90	—	SDSS
SRGeJ144605.0+753727	0.1737	2	АЗТ-3ЗИК	50	—	
SRGeJ145131.8+810640	0.546	2	RC2500	120	—	
SRGeJ150225.3+653951	0.6502	6	БТА	90	—	ОИ3727
SRGeJ150743.4+700724	0.5154	2	АЗТ-3ЗИК	100	—	
SRGeJ150823.5+645304	0.2520	2	АЗТ-3ЗИК	80	NSC	
SRGeJ151051.9+670628	0.4196	2	АЗТ-3ЗИК	30	ХММ,WHL,NSC	
SRGeJ152236.4+640543	0.702	1	RC2500	100	WHL	
SRGeJ152736.6+095513	0.7574	2	БТА	60	АСТ	
SRGeJ152854.9+852009	0.2520	3	АЗТ-3ЗИК	70	—	
SRGeJ153256.6+670715	0.7246	2	БТА	120	—	
SRGeJ154729.2+701838	0.554	1	RC2500	40	—	
SRGeJ155449.4+535841	0.7434	2	БТА	90	—	
SRGeJ160002.5-035434	0.2729	1	РТТ-150	100	—	
SRGeJ160121.3+712533	0.3349	2	АЗТ-3ЗИК, РТТ-150	40	—	
SRGeJ160205.7+650555	0.2512	2	РТТ-150	85	NSC	
SRGeJ160948.4-040052	0.3495	1	АЗТ-3ЗИК	30	—	
SRGeJ161215.6+662009	0.616	1	RC2500	120	—	
SRGeJ161519.8-035343	0.262	3	RC2500	80	АСТ,WHL	
SRGeJ162051.3+651237	0.1685	2	АЗТ-3ЗИК	40	NSC	
SRGeJ162125.2+723233	0.5884	2	БТА	50	—	
SRGeJ162126.4+602653	0.2822	1	РТТ-150	30	NSC	
SRGeJ162545.1+672930	0.8132	1	БТА	90	—	линза, *
SRGeJ163405.9+632020	0.5174	1	БТА	45	WHL	
SRGeJ164110.0+100449	0.3371	1	РТТ-150	90	WHL	
SRGeJ164201.1+575631	0.292	2	RC2500	60	—	
SRGeJ164500.8+014009	0.337	3	RC2500	40	АСТ,MACS,WHL	HST
SRGeJ164727.5+044052	0.278	2	RC2500	20	АСТ,WHL	
SRGeJ165012.0+650920	0.3835	2	АЗТ-3ЗИК	10	—	
SRGeJ165151.8+081034	0.3288	1	АЗТ-3ЗИК	40	—	
SRGeJ165201.9+800430	0.8131	2	БТА	105	—	
SRGeJ165218.4+553455	0.324	2	RC2500	20	MACS	HST
SRGeJ170139.9+474516	0.3846	4	БТА	60	RM,WHL	SDSS
SRGeJ170519.0+850451	0.3036	2	БТА	30	—	
SRGeJ171430.8+481644	0.253	2	RC2500	60	—	
SRGeJ171621.3+325646	0.2583	2	RC2500	40	RM,WHL	SDSS
SRGeJ171628.9+193457	0.1764	1	РТТ-150	50	АСТ,Zw,NSC	
SRGeJ172037.9+212851	0.3017	2	RC2500	40	—	
SRGeJ172321.5+235041	0.229	1	РТТ-150	60	—	*
SRGeJ172643.2+653917	0.4958	1	АЗТ-3ЗИК	30	WHL	
SRGeJ173225.2+193340	0.540	2	RC2500	80	АСТ	
SRGeJ173349.5+330419	0.401	1	РТТ-150	100	RM,WHL	
SRGeJ173355.8+300018	0.201	1	РТТ-150	60	WHL	
SRGeJ173721.0+334748	0.3822	1	RC2500	20	WHL	
SRGeJ173807.2+600621	0.3317	2	БТА	40	MACS,WHL	HST
SRGeJ174014.2+594415	0.601	2	RC2500	60	WHL	
SRGeJ174110.4+471720	0.4793	2	БТА	60	WHL	ОИ3727

Таблица 1. Окончание

Название источника	$z_{spec}$	$N_{gal}$	Телескоп	Время, мин	Каталоги	Заметки
SRGe J174334.2+420106	0.4713	1	БТА	90	WHL	
SRGe J174434.9+822459	0.440	1	RC2500	100	—	
SRGe J174538.1+500041	0.6285	1	БТА	60	WHL	Б22
SRGe J174629.3+472502	0.4816	6	БТА	45	WHL	линза, *
SRGe J175035.3+435243	0.481	1	RC2500	40	WHL	
SRGe J175052.5+415846	0.5828	2	БТА	90	WHL	
SRGe J175155.8+295145	0.3582	3	БТА	60	—	
SRGe J175307.3+583500	0.429	2	RC2500	80	WHL	
SRGe J175729.4+304539	0.6146	2	БТА	45	—	
SRGe J180245.8+292831	0.6816	1	БТА	150	—	
SRGe J180303.3+374252	0.3428	2	БТА	60	WHY	
SRGe J181119.7+431250	0.5183	2	БТА	70	WHL	
SRGe J181528.3+831620	0.5464	2	БТА	45	—	
SRGe J182326.3+541527	0.5335	2	БТА, РТТ-150	140	—	
SRGe J182323.1+840138	0.185	2	РТТ-150	180	—	
SRGe J182722.2+463850	0.4730	2	БТА	90	—	
SRGe J183034.3+565339	0.7867	2	БТА	45	PSZ2	Б22
SRGe J183852.4+662829	0.3951	2	БТА	50	—	
SRGe J184121.6+535027	0.946	2	БТА	90	—	Б22
SRGe J185131.4+653106	0.4633	2	БТА	105	—	
SRGe J191309.4+740148	0.2696	3	БТА	75	—	
SRGe J191751.9+692812	1.098	2	БТА	160	—	*
SRGe J191842.1+744327	1.024	1	БТА	150	—	*
SRGe J192345.4+730903	0.2762	2	БТА	75	—	
SRGe J192913.6+643318	0.4295	2	БТА	60	—	
SRGe J200210.7+780245	0.3468	4	БТА	60	WHL	
SRGe J204908.2+763440	0.5085	3	БТА	90	—	
SRGe J205158.7-013116	0.3869	4	БТА	60	ACT	
SRGe J210510.1-032638	0.8374	1	БТА	50	—	Б22
SRGe J210510.6-224911	0.7573	2	БТА	80	ACT,SPT	Б21
SRGe J213403.2+141635	0.3776	1	БТА	45	ACT	
SRGe J213701.4-130727	0.2029	2	РТТ-150	40	—	
SRGe J213703.6-150529	0.2103	1	АЗТ-33ИК	40	—	2dF
SRGe J213714.3-223216	0.6137	2	БТА	120	—	Б22
SRGe J214054.0-191035	0.5073	3	БТА	90	—	
SRGe J215157.4+111248	0.919	2	БТА	120	ACT	*
SRGe J220744.1-041657	0.092	3	РТТ-150	250	—	
SRGe J221101.3-065318	0.3697	5	БТА, РТТ-150	200	ACT,RM,WHL	
SRGe J221953.2-035005	0.4306	2	БТА	45	ACT,RM,WHL	
SRGe J222556.3-123904	0.2752	1	РТТ-150	50	—	6dF
SRGe J222701.8-053047	0.2855	1	АЗТ-33ИК	50	ACT,RM,WHL	
SRGe J224722.8+113354	0.6905	3	БТА	120	—	
SRGe J224811.8+353319	0.2238	1	АЗТ-33ИК	10	—	
SRGe J225817.2-225553	0.5279	2	БТА	60	ACT,SPT	
SRGe J230019.3-133429	0.338	2	RC2500	40	—	
SRGe J230237.3+353606	0.5209	2	БТА	40	—	
SRGe J231103.8-125846	0.405	2	RC2500	80	ACT	
SRGe J231522.4+090705	0.7350	3	БТА	120	ACT	SDSS
SRGe J231534.7-064746	0.3265	1	РТТ-150	45	ACT,RM,WHL	
SRGe J231613.5-060924	0.281	3	РТТ-150	180	ACT,RM,WHL	
SRGe J231745.7-110412	0.7217	2	БТА	70	ACT	
SRGe J232006.8-120210	0.404	2	RC2500	60	ACT	
SRGe J232204.4+394150	0.6278	2	БТА	90	—	
SRGe J234200.4+833346	0.7551	4	БТА	60	—	

**Таблица 2.** Красные смещения галактик. Полная версия таблицы будет позже опубликована в Страсбургском центре астрономических данных

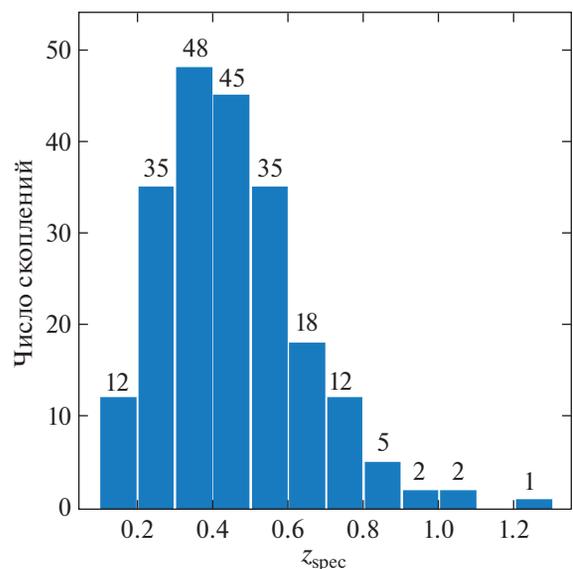
Поле источника	Координаты (J2000)		$z_{spec}$	$z_{spec}^{err}$
	$\alpha$	$\delta$		
SRGe J001104.8+272243	00 11 04.6	+27 22 32	0.3193	0.0006
SRGe J001104.8+272243	00 11 04.7	+27 22 35	0.3217	0.0006
SRGe J001104.8+272243	00 11 04.8	+27 22 39	0.3228	0.0004
SRGe J001321.8–150316	00 13 20.7	–15 02 52	0.455	
SRGe J001321.8–150316	00 13 22.9	–15 03 17	0.458	
SRGe J001502.8–151603	00 15 01.6	–15 16 01	0.3335	0.0003
SRGe J001502.8–151603	00 15 03.5	–15 16 20	0.3370	0.0004
SRGe J001525.5–173051	00 15 24.4	–17 30 35	0.4622	0.0019
SRGe J001735.6–11491	00 17 36.2	–11 49 15	0.499	
SRGe J001735.6–11491	00 17 36.2	–11 49 15	0.500	
SRGe J002641.7–152613	00 26 42.1	–15 26 36	0.5929	0.0010
SRGe J002641.7–152613	00 26 42.2	–15 26 08	0.6016	0.0030
SRGe J002641.7–152613	00 26 42.2	–15 26 19	0.5963	0.0014

...

источников при помощи внегалактической базы данных NED<sup>10</sup>. Радиус сопоставления принимался равным 5'. Из 216 скоплений галактик 139 скоплений не удалось сопоставить с объектами из других каталогов. Эти скопления галактик обнаружены впервые. Для всех скоплений галактик в табл. 1, которые присутствуют в других каталогах, нами были измерены спектроскопические красные смещения. В других каталогах для этих скоплений галактик указаны только фотометрические оценки красных смещений. Несколько скоплений галактик уже известны как источники рентгеновского излучения из данных космических рентгеновских обсерваторий *ROSAT* (Фогес и др., 1999; Эбелинг и др., 2001) и *XMM-Newton* (Мертенс и др., 2012). Около 40 скоплений галактик известны как источники сигнала Сюняева–Зельдовича из обзоров Атакамской обсерватории (Хилтон и др., 2021), Южного полярного телескопа (Блим и др., 2020) и космической обсерватории им. Планка (Сообщество Планка, 2014а, 2016а). В некоторых случаях красные смещения галактик, входящих в скопления, измерены спектроскопическим способом в Слоановском обзоре (Сообщество СДСС, 2020), в обзоре *2df* (Коллесс и др., 2003) и *6df* (Джонс и др., 2009). Эти галактики не входят в число наиболее ярких галактик скоплений и расположены на удалении от центральных областей скоплений. Поэтому в этих случаях принято решение провести дополнительные наблюдения для уточнения красных смещений этих скоплений. В табл. 3

приведены списки каталогов и количество сопоставленных скоплений галактик.

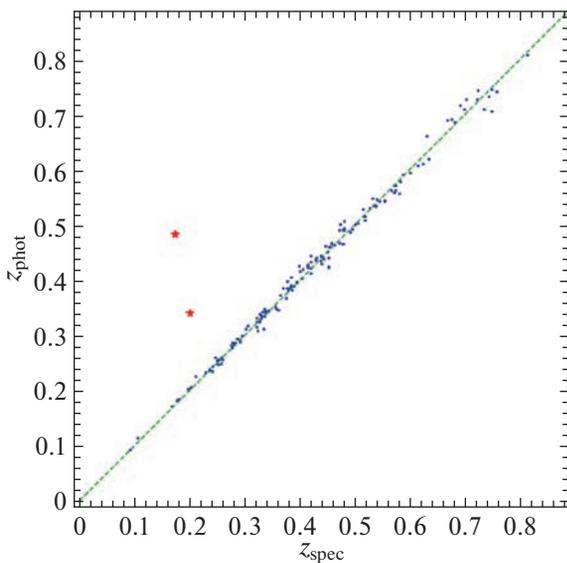
В 2023 г. был разработан алгоритм оценки красных смещений скоплений галактик обзора SRG/ePOZITA по фотометрическим оценкам красных смещений га-

**Рис. 5.** Распределение числа скоплений галактик из обзора SRG/ePOZITA, красные смещения которых были измерены, в зависимости от их красного смещения.<sup>10</sup> <https://ned.ipac.caltech.edu/>

**Таблица 3.** Количество скоплений галактик, отождествляемых со скоплениями в других каталогах

Каталог	Количество	Ссылка
—	139	
WHL	51	Вэнь и др. (2012)
ACT	37	Хилтон и др. (2021)
NSC	15	Гал и др. (2009)
RM	9	Рыкофф и др. (2014)
MACS	5	Эбелинг и др. (2001)
NSCS	3	Лопес и др. (2004)
SPT	2	Блим и др. (2020)
PSZ2	2	Сообщество Планка (2016a)
PSZ1	1	Сообщество Планка (2014a)
Zw	1	Цвикки и др. (1963)
XMM	1	Мертенс и др. (2012)
WHY	1	Юань и др. (2022)
MOO	1	Гонзалес и др. (2019)

лактик (Зазнобин и др., 2023). С помощью алгоритма были оценены красные смещения 149 скоплений галактик на  $z_{\text{spec}} \lesssim 0.8$  и определен параметр надежности оптического отождествления скоплений. Часть скоплений галактик оказались вне области обзора *DESI*



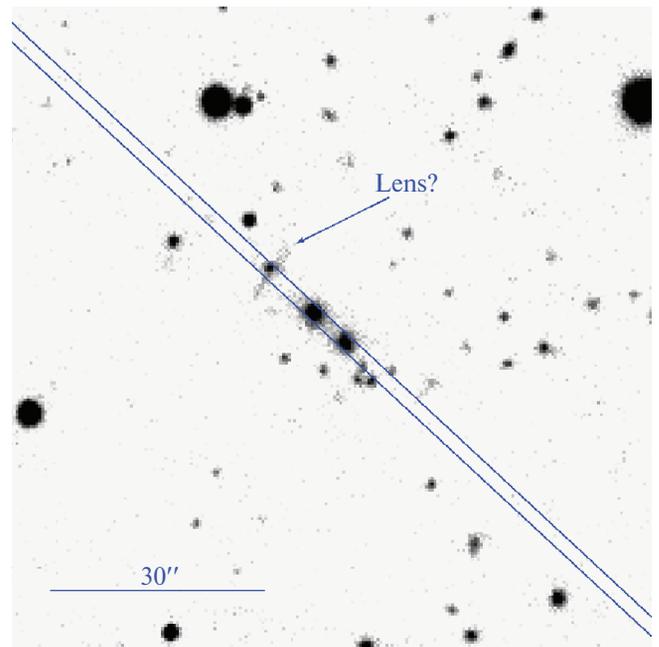
**Рис. 6.** Соотношение фотометрических оценок красных смещений скоплений галактик из обзора SRG/ePOZITA (по вертикали) с их спектроскопическими измерениями (по горизонтали). Красными звездочками показаны скопления галактик SRGe J144605.0+753727 и SRGe J173355.8+300018 с большим несоответствием фотометрического и спектроскопического красного смещения.

(Дэй и др., 2019), где работает алгоритм. Другая часть скоплений галактик оказались слишком далекими, поэтому в используемом алгоритмом каталоге Цзоу и др. (2022) отсутствуют фотометрические оценки красных смещений галактик, входящие в эти скопления. Поэтому фотометрическим алгоритмом оценены красные смещения только части скоплений галактик. Соотношение спектроскопических измерений красных смещений и их фотометрических оценок приведено на рис. 6, где по вертикали приведены фотометрические оценки, а по горизонтали спектроскопические измерения. Точность фотометрической оценки составляет  $\delta z / (1 + z) \approx 0.007$  для скоплений галактик на  $z < 0.8$ .

В случае двух скоплений галактик SRGe J144605.0+753727 и SRGe J173355.8+300018 алгоритм дает оценки красных смещений не соответствующих спектроскопическим измерениям (показаны красными звездочками на рис. 6). Показатель надежности оптического отождествления этих скоплений галактик равняется 0.10 и 0.74 соответственно, что указывает на возможную неточность в отождествлении этих скоплений галактик. В случае скоплений галактик SRGe J173355.8+300018 с параметром надежности 0.74, алгоритм указывает на возможное наличие проекции.

#### Замечания по отдельным объектам

**SRGe J022418.2+301934.** При просмотре изображений обзора *DESI LIS*, в центральной части скопления была обнаружена очень слабая протяженная структура, форма и ориентация по отношению к центру скопления которой характерна для линзированных галактик.



**Рис. 7.** Изображение в фильтре *r* центральной области скопления галактик SRGe J022418.2+301934, взятое из обзора *DESI LIS*. Синими линиями показаны контуры щели TDS шириной 2". Стрелочкой показан кандидат в линзированную галактику.

Изображение кандидата в линзированные галактики приведено на рис. 7, координаты объекта 02 24 19.6+30 19 39. На рисунке приведена конфигурация щели и обозначен кандидат в линзируемую галактику. Видно, что положение щели мы определили таким образом, чтобы две наиболее яркие галактики скопления ( $r \sim 20^m$ ) и кандидат в линзированную галактику попали на щель спектрографа. Наблюдения были проведены 1 октября 2022 г. на 2.5-м телескопе КГО, получено четыре спектроскопических изображения по 1200 с, отношение сигнала к шуму галактик составляет примерно 2.5–2.7. Красное смещение обеих галактик одинаково и равно  $z_{\text{spec}} = 0.480$ , спектр кандидата в линзированные галактики очень слабый и поэтому не может быть извлечен. Наблюдение этого объекта отдельно не проводилось, так как это требует большого количества наблюдательного времени на больших телескопах и выходит за рамки наблюдательной программы.

**SRGe J131253.5+725502.** В этом скоплении наблюдается эффект слабого гравитационного линзирования фоновых галактик, который описан в работе Дале и др. (2003). В этой работе приведены фотометрические оценки красного смещения скопления, поэтому нами принято решение провести спектроскопические наблюдения галактик этого скопления на телескопе БТА.

**SRGe J132950.1+564752.** Это наиболее далекое скопление галактик, обнаруженное в обзоре всего неба СРГ/еРОЗИТА, красное смещение которого удалось измерить спектроскопическим образом. Спектр галактик этого скопления получен 14–15 мая 2021 г. на телескопе БТА на спектрографе SCORPIO-2. В общей сложности было получено 16 спектроскопических изображений по 1200 с каждое в решетке VPHG1200@860. Координаты центра щели 13 29 50.1 +56 47 52, позиционный угол щели  $PA = 276.7^\circ$ . В результате обработки измерено красное смещение наиболее яркой галактики скопления:  $z_{\text{spec}} = 1.298$  с координатами 13 29 51.4 +56 47 50. Спектр этой галактики приведен на рис. 4 в нижнем ряду справа. Так же на щель спектрографа попал свет от еще одной галактики, входящей в скопление. Спектр этой галактики оказался слабым и сильно зашумленным. Однако на нем можно различить спектральные особенности в области 9000–9200 Å, которые могут быть фраунгоферовыми линиями  $K$  и  $H$ , а также 4000 Å — скачок на красном смещении  $z \approx 1.3$ .

Это скопление галактик отождествляется со скоплением галактик МОО J1329+5647 с фотометрической оценкой красного смещения  $z_{\text{phot}} = 1.43 \pm 0.04$  (Гонзалез и др., 2019). Для этого скопления были получены глубокие прямые изображения. Получено по 24 изображения по 60 с в фильтрах  $iz$  09 ноября 2021 г. на телескопе БТА на спектрографе SCORPIO-2, качество 1.1". На 2.5-м телескопе КГО на приборе AstroNIRCam 11 и 27 декабря 2021 г. было получено 72 изображения в фильтре  $J$  суммарной экспозицией 6945 с и 30 декабря 2021 г. было получено 120 изображений в фильтре  $K$  суммарной экспозицией 3500 с. Псевдоцветное изображение скопления приведено на рис. 8.

**SRGe J135353.3+733157.** Спектр  $cD$ -галактики этого скопления содержит яркую запрещенную линию

[OII] 3727 Å. Координаты галактики 13 53 53.2 +73 31 56, измеренное спектроскопическое красное смещение  $z_{\text{spec}} = 0.4780$ . В предыдущей работе (Буренин и др., 2022) мы приводили оценки темпа звездообразования наиболее ярких галактик скоплений, оцененных по светимости галактики в линии [OII] 3727 Å. В случае скопления SRGe J135353.3+733157 звездообразование наблюдается в наиболее яркой галактике скопления в ее центральной части. Поэтому для него мы так же оценили темп звездообразования.

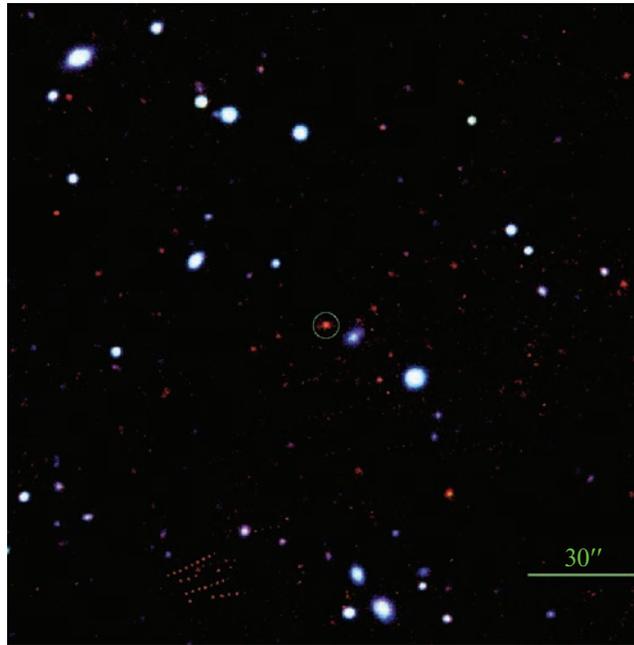
Для этого мы оценили межзвездное поглощение, используя модель из работы Шлафли и др. (2014), которое для скопления SRGe J135353.3+733157 с координатами  $l \approx 117^\circ$  и  $b \approx 43^\circ$  оказалось пренебрежимо мало  $E(B - V) = 0.007 \pm 0.025$  и им можно пренебречь. Поток в линии [OII] $\lambda$ 3727Å равен  $F_{\text{OII}\lambda 3727} = (3.6 \pm 0.4) \times 10^{-15}$  эрг/с/см<sup>2</sup>. Для определения светимости в линии мы использовали  $\Lambda$ CDM-модель плоской Вселенной с параметрами  $H_0 = 70$  км/с/Мпк,  $\Omega_M = 0.3$ . Светимость в линии [OII] $\lambda$ 3727Å оказалась равна  $L_{\text{OII}\lambda 3727} = (3.1 \pm 0.3) \times 10^{42}$  эрг/с. Если не учитывать возможный вклад от излучения активного ядра галактики, то, используя соотношение из работы Кенникатт и др. (1998), можно оценить верхний предел на темп звездообразования как  $SFR < 43 M_\odot/\text{год}$ .

**SRGe J143202.2+851737.** При наблюдениях этого скопления галактик на телескопе БТА в щель спектрографа SCORPIO-2 попал квазар на красном смещении  $z_{\text{spec}} = 1.945$ , расположенный на удалении около 2' от центра скопления, координаты квазара 14 32 03.1 +85 15 28. Красное смещение квазара было измерено по линиям излучения CIII $\lambda$ 1908 и CIV $\lambda$ 1549 (см. рис. 9). В обзоре СРГ/еРОЗИТА не обнаружено рентгеновского источника, который совпадал по координатам с этим квазаром.

**SRGe J162545.1+672930.** В центральной области этого скопления есть очень слабая протяженная структура на изображениях обзора DESI LIS, которая может быть линзируемой галактикой, координаты объекта 16 25 45.7 +67 29 46 (рис. 10). Яркость объекта очень низкая, поэтому он не рассматривался как цель для спектроскопических наблюдений.

**SRGe J172321.5+235041.** Наблюдения  $cD$ -галактики скопления, с координатами 17 23 21.6 +23 50 39, проводились 3 августа 2022 г. на телескопе РТТ-150. Спектр галактики сильно зашумлен и содержит линии излучения H $\alpha$  и [NII] $\lambda$ 6584, 4000 Å скачок. Линии H $\beta$  и [OIII] $\lambda$ 5007 отсутствуют на уровне  $2\sigma$ . Качество спектра позволяет измерить красное смещение  $cD$ -галактики скопления, но не позволяет достоверно измерить потоки в линиях H $\alpha$  и [NII] $\lambda$ 6584. Поэтому, чтобы утверждать о наличии активности в ядре  $cD$ -галактики скопления или наличии звездообразования в ней, необходимо провести дополнительные спектроскопические наблюдения.

**SRGe J174629.3+472502.** В центральной области этого скопления галактик есть протяженная структура с координатами 17 46 29.6 +47 24 44, которая может быть линзируемой галактикой (рис. 11). Поэтому при наблюдениях этого скопления галактик использовалась



**Рис. 8.** Псевдоцветное изображение в фильтрах  $Jzi$  (RGB) скопления галактик SRGe J132950.1+564752. Зеленой окружностью обозначена наиболее яркая галактика скопления, для которой был получен спектр на БТА. Суммарная экспозиция в фильтрах  $iz$  — 1440 с (БТА, SCORPIO-2), в фильтре  $J$  — 6945 с (2.5-м телескоп КГО, AstroNIRCam).

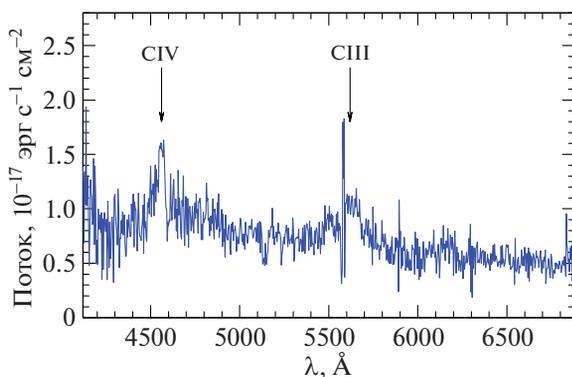
конфигурация щели, которая позволяла получить спектры большого числа галактик скопления, включая  $cD$ -галактику и спектр кандидата в линзируемую галактику. Наблюдения этого объекта проводились 28 июня 2020 г. на телескопе БТА на спектрографе SCORPIO-2. Всего было получено три спектроскопических изображения по 900 с каждое при качестве  $1.7''$ . Были извлечены спектры 11 объектов, попавших на щель спектрографа, из которых шесть объектов оказались галактиками скопления SRGe J174629.3+472502 на красном смещении  $z_{\text{spec}} \approx 0.482$ . Спектр кандидата в линзируемую

галактику оказался очень слабым, чтобы можно было измерить его красное смещение.

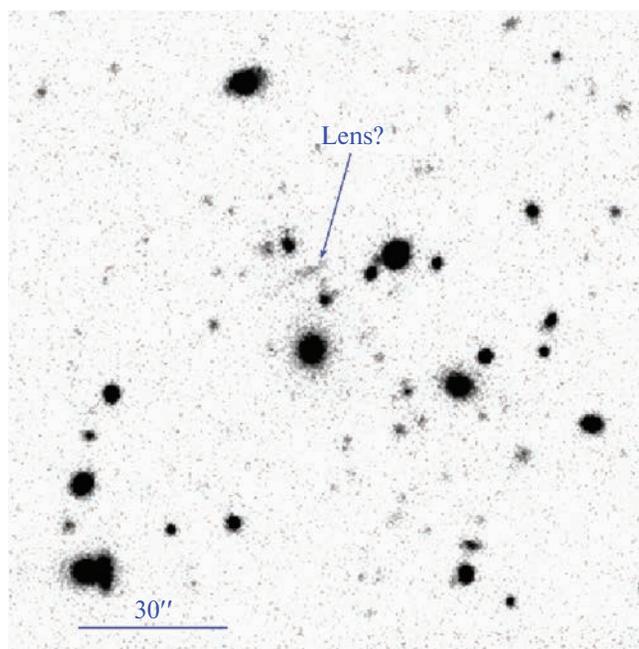
**SRGe J191751.9+692812.** Спектр галактик этого скопления получен 27 августа 2022 г. на телескопе БТА на спектрографе SCORPIO-2. Было получено восемь спектроскопических изображений по 1200 с каждое в решетке VPHG1200@860. Координаты центра щели  $19\ 17\ 43.9\ +69\ 27\ 51$ , позиционный угол щели  $PA = 27.3^\circ$ . В результате обработки измерены красные смещения двух галактик скопления:  $z_1 = 1.096 \pm 0.003$ ,  $z_2 = 1.101 \pm 0.005$ . Сумма спектров этих двух галактик приведена на рис. 4 в верхнем ряду слева.

Также были получены глубокие прямые изображения скопления. Получено 6 изображений по 90 с в фильтрах  $iz$  на телескопе БТА на спектрографе SCORPIO-2 и получено 42 изображения в фильтре  $J$  суммарной экспозицией 4051 с на 2.5-м телескопе КГО на приборе AstroNIRCam. Псевдоцветное изображение в фильтрах  $Jzi$  (RGB) поля скопления приведено на рис. 12.

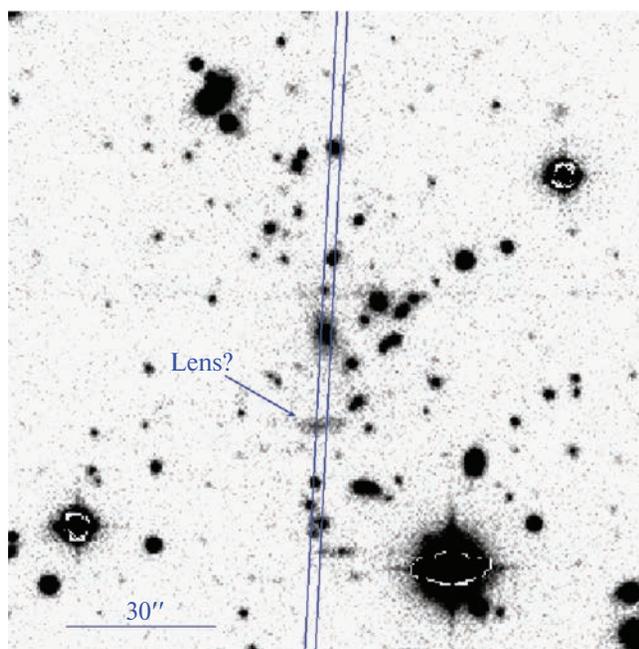
**SRGe J191842.1+744327.** Спектр галактик этого скопления получен 23 октября 2020 г. на телескопе БТА на спектрографе SCORPIO-2. Было получено 10 спектроскопических изображений по 900 с каждое в решетке VPHG1200@860 при качестве прямых изображений  $2''$ . Координаты центра щели  $19\ 18\ 42.1\ +74\ 43\ 31$ , позиционный угол щели  $PA = 112.6^\circ$ . В результате обработки измерено красное смещение наиболее яркой галактики скопления:  $z_{\text{spec}} = 1.024$  координатами  $19\ 18\ 45.0\ +74\ 43\ 26$ , красные смещения других галактик на щели спектрографа достоверно определить не получилось.



**Рис. 9.** Спектр квазара на красном смещении  $z_{\text{spec}} = 1.945$ , полученный на телескопе БТА на спектрографе SCORPIO-2 при наблюдении скопления галактик SRGe J143202.2+851737.



**Рис. 10.** Изображение в фильтре  $r$  центральной области скопления галактик SRGe J162545.1+672930, взятое из обзора *DESI LIS*. Стрелочкой показан кандидат в линзированную галактику.

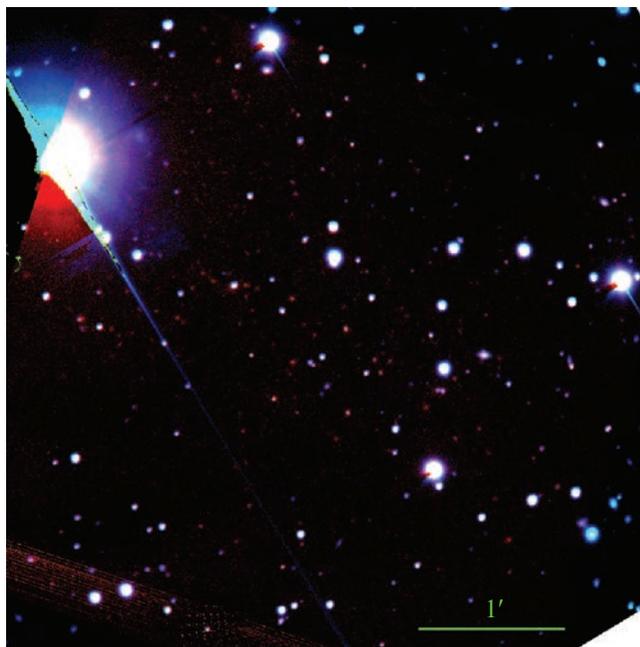


**Рис. 11.** Изображение в фильтре  $r$  центральной области скопления галактик SRGe J174629.3+472502, взятое из обзора *DESI LIS*. Синими линиями показаны контуры щели шириной  $2''$ . Стрелкой показан кандидат в линзированную галактику.

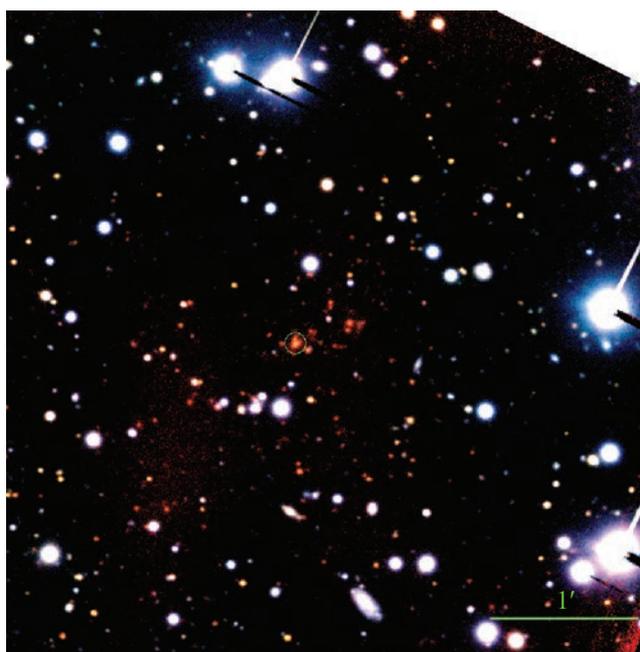
Спектр галактики приведен на рис. 4 в нижнем ряду слева.

Также 09 ноября 2020 г. были получены глубокие прямые изображения скопления. Получено по 16 изоб-

ражений по 90 с в фильтрах  $riz$  на телескопе БТА на спектрографе *SCORPIO-2*. Качество изображений  $1.4''$ . Псевдоцветное изображение в фильтрах  $zir$  (RGB) поля скопления приведено на рис. 13.



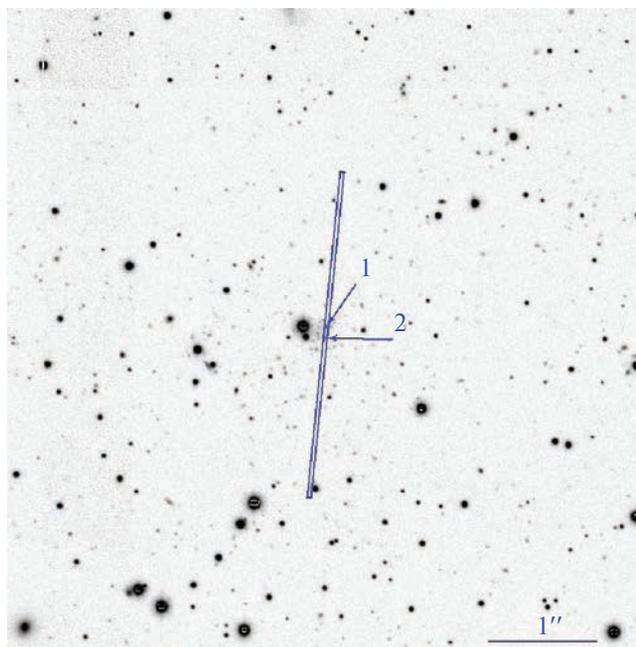
**Рис. 12.** Псевдоцветное изображение в фильтрах  $Jzi$  (RGB) скопления галактик SRGB J191751.9+692812. Суммарная экспозиция в фильтрах  $iz$  — 540 с (БТА, SCORPIO-2), в фильтре  $J$  — 4051 с (2.5-м телескоп КГО, AstroNIRCam).



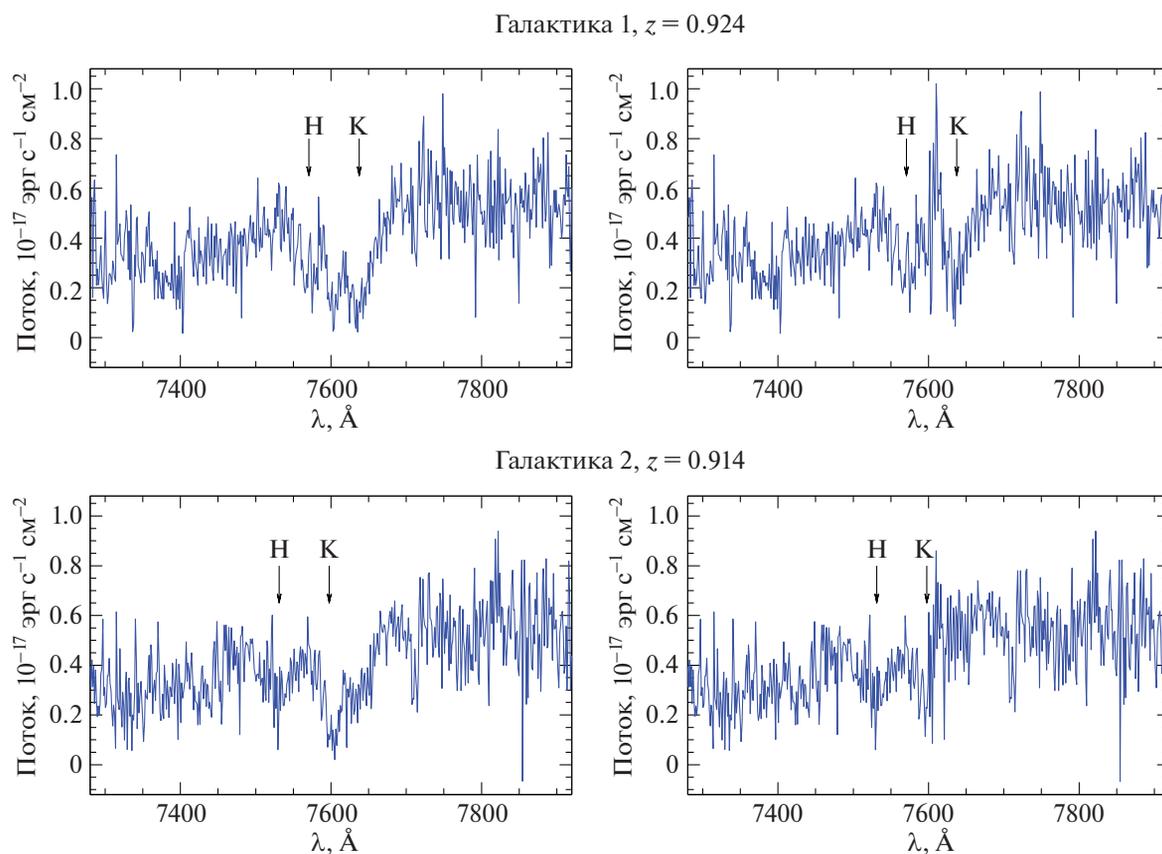
**Рис. 13.** Псевдоцветное изображение в фильтрах  $zir$  (RGB) скопления галактик SRGB J191842.1+744327. Зеленой окружностью обозначена наиболее яркая галактика скопления, для которой был получен спектр на БТА. Суммарная экспозиция в фильтрах  $riz$  — 1440 с (БТА, SCORPIO-2).

**SRGB J215157.4+111248.** Для этого объекта были получены спектры двух галактик (рис. 14 и 15), красные смещения которых были оценены как  $z \sim 0.9$ . Поэтому мы сделали учет атмосферного поглощения  $O_2$  на 7580–7700 Å как описано выше. На рис. 15 приведены

спектры галактики до учета атмосферного поглощения и после. После учета поглощения на спектрах галактик обнаружены фраунгоферовы линии поглощения  $H$  и  $K$ . Сравнение их спектров со спектром шаблона возрастом 2.5 млрд лет  $Z = 0.008$  позволяет определить красное



**Рис. 14.** Картинка наведения в фильтре  $r$  скопления галактик SRGe J215157.4+111248 для наблюдения на телескопе БТА, взятая из обзора *DESI LIS*. Синим прямоугольником обозначена ориентация длинной щели спектрографа *SCORPIO-2* шириной  $2''$ . Позиционный угол щели  $PA = 354.2^\circ$ , координаты центра щели  $21\ 51\ 57.9\ +11\ 12\ 56$ . Галактики 1 и 2 обозначены стрелочками.



**Рис. 15.** Спектры двух галактик скопления SRGe J215157.4+111248. Показаны спектры галактик до учета атмосферного поглощения  $O_2$  в левом ряду и после учета — в правом ряду.

смещение галактик как  $z_{\text{spec}} = 0.914$  и  $z_{\text{spec}} = 0.924$ . Поэтому мы определили красное смещение скопления SRGe J215157.4+111248 как  $z = 0.919$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполнения программы оптического отождествления и спектроскопических наблюдений скоплений галактик, обнаруженных в ходе обзора всего неба SRG/ePOZITA, в период с июня 2020 г. по сентябрь 2023 г. были получены спектры и измерены красные смещения 216 скоплений галактик. В их числе 139 скоплений галактик обнаружены впервые. Всего получены спектры 106 скоплений галактик на телескопе БТА, 45 на 2.5-м телескопе КГО, 51 на АЗТ-ЗЗИК и 26 на РТТ-150.

Всего были измерены красные смещения 22 далеких скоплений галактик на  $z > 0.7$ . Наиболее далекое скопление галактик, обнаруженное в ходе обзора всего неба SRG/ePOZITA, спектроскопическое красное смещение которого было измерено, находится на красном смещении  $z_{\text{spec}} = 1.298$ . Для некоторых далеких скоплений галактик были получены глубокие прямые изображения на телескопах БТА, АЗТ-ЗЗИК и РТТ-150 в фильтрах *riz* Слоановской системы и в фильтрах *JK* на 2.5-м телескопе КГО. В дальнейшем планируется продолжать эту работу, чтобы получить калибровки зависимости цвета красных последовательностей далеких  $z > 0.7$  скоплений галактик от их красных смещений. В наиболее ярких галактиках некоторых скоплений обнаружены линии излучения, которые являются индикаторами звездообразования в галактическом ядре. При просмотре прямых изображений из обзора DESI LIS полей скоплений галактик обнаружено несколько кандидатов в линзируемые галактики.

Представленные данные являются результатом трехлетней работы по оптическому отождествлению и спектроскопическим измерениям красных смещений одних из наиболее массивных скоплений галактик, обнаруженных в обзоре всего неба SRG/ePOZITA. Предполагается, что в дальнейшем работа по оптическому отождествлению и спектроскопическим измерениям скоплений галактик из обзора SRG/ePOZITA будет продолжена. Также планируется продолжить фотометрические наблюдения далеких скоплений галактик, расположенных на красных смещениях  $z \sim 1$  и выше, для их оптического отождествления и для последующей калибровки фотометрической оценки красных смещений далеких скоплений галактик от цвета их красных последовательностей.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 21-12-00210. Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта “Наука и университеты”. Работа СД, СК, ЕМ, АМ, ДО, РУ и ЕШ по получению наблюдательных данных выполнена в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации. Работа МЕ выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки

России. Результаты телескопа АЗТ-ЗЗИК получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Ангара” <http://ckp-ri.ru/ckp/3056/>. Работы выполнены при частичной поддержке Программы развития Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова (научно-образовательная школа “Фундаментальные и прикладные исследования космоса”). Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии). Работа ИХ, ЭИ, НС выполнена за счет субсидии Минобрнауки РФ № FZSM-2023-0015, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности. В этом исследовании использованы данные наблюдений телескопа ePOZITA на борту обсерватории SRG. Обсерватория SRG изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице Института космических исследований в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации и космонавтики (DLR). Космический аппарат SRG спроектирован, изготовлен, запущен и управляется НПО им. Лавочкина и его субподрядчиками. Прием научных данных осуществляется комплексом антенн дальней космической связи в Медвежьих озерах, Уссурийске и Байконуре и финансируется Роскосмосом. Рентгеновский телескоп ePOZITA изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной физики Общества им. Макса Планка при поддержке DLR. Используемые в настоящей работе данные телескопа ePOZITA обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом ePOZITA, и программного обеспечения для обработки и анализа данных, разработанного российским консорциумом телескопа ePOZITA. В этом исследовании использовалась Внегалактическая база данных NASA/IPAC (NED), которая управляется Лабораторией реактивного движения Калифорнийского технологического института, по контракту с Национальным управлением по аэронавтике и исследованию космического пространства. В работе использовались данные фотометрического обзора DESI, полученные на телескопе Бланко Межамериканской обсерватории Серро-Тололо, телескопе Бока обсерватория Стюарда Университета Аризоны и телескопе Мэйолл Национальной обсерваторий Китт-Пик.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев и Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *Baltic Astron.* **20**, 363 (2011).
2. Афанасьев и др. (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *Astron. Lett.* **31**, 194 (2005).
3. Афанасьев и др. (V.L. Afanasiev, S.N. Dodonov, V.R. Amirkhanyan, and A.V. Moiseev), *Astrophys. Bull.* **71**, 479 (2016).
4. Блим и др. (L.E. Bleem, S. Bocquet, B. Stalder, M.D. Gladders, P.A.R. Ade, S.W. Allen, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **247**, 25 (2020).

5. Буренин и др. (R.A. Burenin, A.L. Amvrosov, M.V. Eselevich, V.M. Grigor'ev, V.A. Aref'ev, V.S. Vorob'ev, et al.), *Astron. Lett.* **42**, 295 (2016).
6. Буренин и др. (R.A. Burenin, I.F. Bikmaev, I.M. Khamitov, I.A. Zaznabin, G.A. Khorunzhev, M.V. Eselevich, et al.), *Astron. Lett.* **44**, 297 (2018).
7. Буренин и др. (R.A. Burenin, I.F. Bikmaev, M.R. Gilfanov, A.A. Grokhovskaya, S.N. Dodonov, M.V. Eselevich, et al.), *Astron. Lett.* **47**, 443 (2021).
8. Буренин и др. (R.A. Burenin, I.A. Zaznabin, P.S. Medvedev, M.R. Gilfanov, S.S. Kotov, R.I. Uklein, et al.), *Astron. Lett.* **48**, 702 (2022).
9. Буренин (R.A. Burenin), *Astron. Lett.* **43**, 507 (2017).
10. Буренин (R.A. Burenin), *Astron. Lett.* **48**, 153 (2022).
11. Вихлинин и др. (A. Vikhlinin, B.R. McNamara, W. Forman, C. Jones, H. Quintana, and A. Hornstrup), *Astrophys. J.* **502**, 558 (1998).
12. Вихлинин и др. (A. Vikhlinin, A.V. Kravtsov, R.A. Burenin, H. Ebeling, W.R. Forman, A. Hornstrup, et al.), *Astrophys. J.* **692**, 1060 (2009).
13. Воробьев и др. (V.S. Vorobyev, R.A. Burenin, I.F. Bikmaev, I.M. Khamitov, S.N. Dodonov, R.Y. Zhuchkov, et al.), *Astron. Lett.* **42**, 63 (2016).
14. Вэнь и др. (Z.L. Wen, J.L. Han, and F.S. Liu), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **199**, 34 (2012).
15. Гал и др. (R.R. Gal, P.A.A. Lopes, R.R. de Carvalho, J.L. Kohl-Moreira, H.V. Capelato, and S.G. Djorgovski), *Astron. J.* **137**, 2981 (2009).
16. Гонзалез и др. (A.H. Gonzalez, D.P. Gettings, M. Brodwin, P.R.M. Eisenhardt, S.A. Stanford, D. Wylezalek, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **240**, 33 (2019).
17. Далё и др. (H. Dahle, K. Pedersen, P.B. Lilje, S.J. Maddox, and N. Kaiser), *Astrophys. J.* **591**, 662 (2003).
18. Джонс и др. (D.H. Jones, M.A. Read, W. Saunders, M. Colless, T. Jarrett, Q.A. Parker, et al.), *MNRAS* **399**, 683 (2009).
19. Додин А.В., Шатский Н.И., Белинский А.А. и др., Письма в Астрон. журн. **47**, 683 (2021) [A.V. Dodin, N.I. Shatsky, A.A. Belinski, K.E. Atapin, M.A. Burlak, S.G. Zheltoukhov, et al., *Astron. Lett.* **47**, 661 (2021)].
20. Дэй и др. (A. Dey, D.J. Schlegel, D. Lang, R. Blum, K. Burleigh, X. Fan, et al.), *Astron. J.* **157**, 168 (2019).
21. Зазнобин и др. (I.A. Zaznabin, R.A. Burenin, I.F. Bikmaev, I.M. Khamitov, G.A. Khorunzhev, V.V. Kopoplev, et al.), *Astron. Lett.* **45**, 49 (2019).
22. Зазнобин И.А., Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф. и др., Письма в Астрон. журн. **46**, 79 (2020) [I.A. Zaznabin, R.A. Burenin, I.F. Bikmaev, I.M. Khamitov, G.A. Khorunzhev, A.R. Lyapin, et al., *Astron. Lett.* **46**, 79 (2020)].
23. Зазнобин И.А., Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф. и др., Письма в Астрон. журн. **47**, 79 (2021) [I.A. Zaznabin, R.A. Burenin, I.F. Bikmaev, I.M. Khamitov, G.A. Khorunzhev, A.R. Lyapin, et al., *Astron. Lett.* **47**, 61 (2021a)].
24. Зазнобин И.А., Буренин Р.А., Ляпин А.Р., Хорунжев Г.А., Афанасьев В.Л., Гроховская А.А. и др., Письма в Астрон. журн. **47**, 174 (2021б) [I.A. Zaznabin, R.A. Burenin, A.R. Lyapin, G.A. Khorunzhev, V.L. Afanasiev, A.A. Grokhovskaya, et al., *Astron. Lett.* **47**, 141 (2021b)].
25. Зазнобин И.А., Буренин Р.А., Мещеряков А.В., Гильфанов М.Р., Лыскова Н.С., Медведев П.С., Сазонов С.Ю., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **49**, 517 (2023) [I.A. Zaznabin, et al., *Astron. Lett.* **49**, 431 (2023)].
26. Кенникатт и др. (J. Kennicutt, Robert C.), *Ann. Rev. of Astron. and Astrophys.* **36**, 189 (1998).
27. Коллесс и др. (M. Colless, B.A. Peterson, C. Jackson, J.A. Peacock, S. Cole, P. Norberg, et al.), arXiv e-prints, pp astro-ph/0306581 (2003).
28. Лопес и др. (P.A.A. Lopes, R.R. de Carvalho, R.R. Gal, S.G. Djorgovski, S.C. Odewahn, A.A. Mahabal, et al.), *Astron. J.* **128**, 1017 (2004).
29. Мертенс и др. (N. Mehrrens, A.K. Romer, M. Hilton, E. J. Lloyd-Davies, C.J. Miller, S.A. Stanford, et al.), *MNRAS* **423**, 1024 (2012).
30. Наджип и др. (A.E. Nadjip, A.M. Tatarnikov, D.W. Toomey, N.I. Shatsky, A.M. Cherepashchuk, S.A. Lamzin, et al.), *Astrophys. Bull.* **72**, 349 (2017).
31. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, A. Tkachenko, V. Levin, N. Alexandrovich, V. Aref'ev, V. Babyshkin, et al.), *Astron. Astrophys.* **650**, A42 (2021).
32. Потанин С.А., Белинский А.А., Додин А.В. и др., Письма в Астрон. журн. **46**, 894 (2020) [S.A. Potanin, A.A. Belinski, A.V. Dodin, S.G. Zheltoukhov, V.Y. Lander, K.A. Postnov, et al., *Astron. Lett.* **46**, 836 (2020)].
33. Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Aref'ev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A1 (2021).
34. Райт и др. (E.L. Wright, P.R.M. Eisenhardt, A.K. Mainzer, M.E. Ressler, R.M. Cutri, T. Jarrett, et al.), *Astron. J.* **140**, 1868 (2010).
35. Рыкофф и др. (E.S. Rykoff, E. Rozo, M.T. Busha, C.E. Cunha, A. Finoguenov, A. Evrard, et al.), *Astrophys. J.* **785**, 104 (2014).
36. Сообщество DESI (DESI Collaboration, A.G. Adame, J. Aguilar, S. Ahlen, S. Alam, G. Aldering, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2306.06308 (2023).
37. Сообщество Планка (Planck Collaboration, P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, et al.), *Astron. Astrophys.* **571**, A29 (2014a).
38. Сообщество Планка (Planck Collaboration, P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, et al.), *Astron. Astrophys.* **571**, A20 (2014b).
39. Сообщество Планка (Planck Collaboration, P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, et al.), *Astron. Astrophys.* **581**, A14 (2015a).

40. Сообщество Планка (Planck Collaboration, P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, et al.), *Astron. Astrophys.* **582**, A29 (2015b).
41. Сообщество Планка (Planck Collaboration, P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, A27 (2016a).
42. Сообщество Планка (Planck Collaboration, P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, et al.), *Astron. Astrophys.* **586**, A139 (2016b).
43. Сообщество Планка (Planck Collaboration, P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, A24 (2016c).
44. Сообщество СДСС (R. Ahumada, C. Allende Prieto, A. Almeida, F. Anders, S.F. Anderson, B.H. Andrews, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **249**, 3 (2020).
45. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A132 (2021).
46. Татарников и др. (А.М. Tatarnikov, S.G. Zheltoukhov, N.I. Shatsky, M.A. Burlak, N.A. Maslennikova, and A.A. Vakhonin), *Astrophys. Bull.* **78**, 384 (2023).
47. Фогес и др. (W. Voges, B. Aschenbach, T. Boller, H. Bräuninger, U. Briel, W. Burkert, et al.), *Astron. Astrophys.* **349**, 389 (1999).
48. Хилтон и др. (M. Hilton, C. Sifón, S. Naess, M. Madhavacheril, M. Oguri, E. Rozo, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **253**, 3 (2021).
49. F. Zwicky, E. Herzog, and P. Wild, *Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies, Vol. 2* (1963).
50. Цзоу и др. (H. Zou, J. Sui, S. Xue, X. Zhou, J. Ma, Z. Zhou, et al.), *Res. Astron. Astrophys.* **22**, 065001 (2022).
51. Чуразов и др. (E. Churazov, A. Vikhlinin, and R. Sunyaev), *MNRAS* **450**, 1984 (2015).
52. Чэмберс и др. (K.C. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewelling, M.E. Huber, C.Z. Waters, et al.), *arXiv e-prints*, p. arXiv:1612.05560 (2016).
53. Шлафли и др. (E.F. Schlafly, G. Green, D.P. Finkbeiner, M. Jurić, H.W. Rix, N.F. Martin, et al.), *Astrophys. J.* **789**, 15 (2014).
54. Эбелинг и др. (H. Ebeling, A.C. Edge, and J.P. Henry), *Astrophys. J.* **553**, 668 (2001).
55. Юань и др. (Z.S. Yuan, J.L. Han, and Z.L. Wen), *MNRAS* **513**, 3013 (2022).

# РЕНТГЕНОВСКИЕ СВОЙСТВА МОЩНОГО КВАЗАРА PG 1634+706 НА $z = 1.337$ ПО ДАННЫМ ОБСЕРВАТОРИЙ СРГ И ХММ ИМ. НЬЮТОНА

© 2023 г. Г. С. Усков<sup>1\*</sup>, С. Ю. Сазонов<sup>1</sup>,  
М. Р. Гильфанов<sup>1,2</sup>, И. Ю. Лапшов<sup>1</sup>, Р. А. Сюняев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

Поступила в редакцию 21.11.2023 г.

После доработки 21.11.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

Осенью 2019 г. во время фазы летных калибровок обсерватории СРГ телескопы ePOZITA и ART-XC им. М.Н. Павлинского на ее борту провели серию наблюдений PG 1634+706 — одного из самых мощных (рентгеновская светимость  $\sim 10^{46}$  эрг/с) квазаров во Вселенной на  $z < 2$ . Приблизительно в те же даты этот квазар наблюдался еще и обсерваторией ХММ-Newton. Хотя объект уже неоднократно исследовался в рентгене ранее, новые наблюдения позволили более точно измерить его энергетический спектр в широком диапазоне 1–30 кэВ (в системе покоя квазара). Полученный спектр можно описать двухкомпонентной моделью, состоящей из степенного континуума с наклоном  $\Gamma \approx 1.9$ , и уширенной эмиссионной линии железа на энергии около 6.4 кэВ. Была исследована также переменность рентгеновского излучения квазара. На временах порядка нескольких часов (здесь и далее — в системе покоя источника) рентгеновская светимость не демонстрирует статистически значимой переменности. Однако она заметно менялась от наблюдения к наблюдению осенью 2019 г., увеличившись примерно в полтора раза за 25 дней. Сравнение новых измерений обсерваторий СРГ и ХММ-Newton с предыдущими измерениями других рентгеновских обсерваторий показало, что за всю 17-летнюю историю наблюдений квазара PG 1634+706 его рентгеновская светимость варьировалась не более чем в 2.5 раза, а вариации на масштабах времени нескольких недель и нескольких лет сравнимы по амплитуде.

*Ключевые слова:* активные ядра галактик, сверхмассивные черные дыры, рентгеновские наблюдения.

DOI: 10.31857/S0320010823110098, EDN: RYAUQD

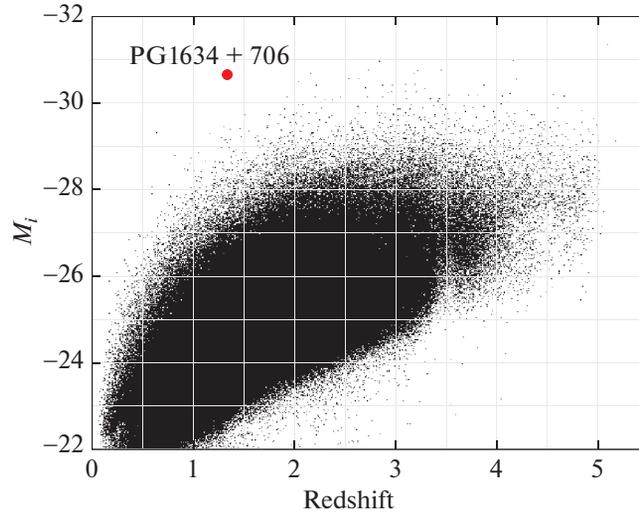
## ВВЕДЕНИЕ

Активные ядра галактик (АЯГ) проявляют себя в широком диапазоне длин волн от радио- до гамма-лучей. Значительная доля ( $\sim 10\%$ , см., например, Элвис и др., 1994; Сазонов и др., 2004, 2012; Васудеван и др., 2007; Шенг и др., 2011) болометрической светимости АЯГ приходится на рентгеновское излучение. Считается, что оно возникает в горячей короне аккреционного диска в результате комптонизации теплового (в основном ультрафиолетового) излучения диска. Кроме того, в рентгеновских спектрах АЯГ наблюдаются особенности, связанные с отражением жесткого излучения короны от диска и окружающего газопылевого тора (см., например, недавний обзор Малиция и др., 2020). Таким образом, рентгеновские лучи из

АЯГ несут важную информацию об аккреции вещества на сверхмассивные черные дыры (СМЧД).

По данным космических обсерваторий детально изучены (см., например, де Роса и др., 2012; Ричи и др., 2017) рентгеновские спектры многих сейфертовских галактик, т.е. АЯГ сравнительно низкой светимости ( $L_X \lesssim 10^{44}$  эрг/с в диапазоне 2–10 кэВ), расположенных в близкой Вселенной ( $z \lesssim 0.1$ ). Как правило, такие объекты характеризуются сравнительно небольшими массами черных дыр ( $M_{\text{ВН}} \lesssim 10^9 M_{\odot}$ ) и темпами аккреции (меньше 10% от критического, при котором достигается эддингтоновская светимость, см., например, Хорунжев и др., 2012; Прохоренко и др., 2021; Ананна и др., 2022). Так как свойства аккреционных дисков и их корон могут сильно зависеть как от массы черной дыры, так и от темпа аккреции (Шакура, Сюняев, 1973), то важно исследовать рентгенов-

\*Электронный адрес: uskov@cosmos.ru



**Рис. 1.** Положение квазара PG 1634+706 (красная точка) на диаграмме красное смещение — абсолютная звездная величина в фильтре  $i[z = 2]$ . Черными точками показаны объекты из 16-го выпуска каталога квазаров SDSS (DR16v4, Лайк и др. 2020). Абсолютная величина квазара PG 1634+706,  $M_i = -30.65$ , была оценена по формуле (4) из статьи Ричардс и др., (2006) на основе измерения светимости на длине волны  $2500 \text{ \AA}$ , приведенного в табл. 2 статьи Шеммер и др. (2014). Необходимо отметить, что квазар PG 1634+706 не входит в каталог DR16v4, так как эта область неба не была покрыта в ходе спектроскопического обзора SDSS.

ское излучение не только сейфертовских галактик, но и АЯГ с более массивными черными дырами и/или более высокими эддингтоновскими отношениями. В частности, значительный интерес представляют сейфертовские галактики первого типа с узкими линиями (narrow-line Seyfert 1 galaxies), которые характеризуются более высокими (близкими к критическому) темпами аккреции по сравнению с обычными сейфертовскими галактиками при сравнительно низких массах черных дыр. Такие объекты хорошо изучены, и одной из их отличительных особенностей является сравнительная мягкость рентгеновских спектров (см., например, Джин и др., 2012).

Особый интерес представляют квазары большой светимости ( $L_X \gtrsim 10^{46}$  эрг/с), в которых, вероятно, реализуется близкий к эддингтоновскому пределу режим аккреции на черную дыру с массой  $M_{\text{ВН}} \gtrsim 10^9 M_{\odot}$ . Такие объекты очень редки во Вселенной, и даже ближайшие из них находятся на огромных расстояниях от нас, что сильно затрудняет их рентгеновскую спектроскопию. В этой связи одним из наиболее интересных квазаров является PG 1634+706, который характеризуется огромной рентгеновской ( $L_X \sim 10^{46}$  эрг/с) и болометрической ( $\sim 10^{48}$  эрг/с) светимостью (см., например, Шеммер и др., 2014<sup>1</sup>), но при этом на-

ходится на умеренном красном смещении  $z = 1.337$  (Неелеман и др., 2016, см. рис. 1). Масса черной дыры оценивается в  $\sim 10^{10} M_{\odot}$  (грубая оценка на основе ширины и светимости линии  $H\beta$ ), а темп аккреции как близкий к критическому (Келли и др., 2008). Квазар был открыт по ультрафиолетовому избытку излучения в ходе знаменитого обзора Palomar–Green (Грин и др., 1986), и уже в начале 1980-х годов были проведены его первые исследования в рентгеновском диапазоне с помощью орбитальной обсерватории Einstein (Тананбаум и др., 1986). С тех пор он неоднократно становился мишенью рентгеновских наблюдений, что позволило исследовать его спектральные характеристики и переменность.

13 июля 2019 г. с космодрома Байконур была запущена российская рентгеновская обсерватория Спектр-РГ (далее СРГ, Сюняев и др., 2021). Во время перелета космического аппарата в район точки L2 системы Солнце–Земля в июле–декабре 2019 г. расположенные на его борту телескопы eРОЗИТА (Предел и др., 2021) и ART-XC им. М.Н. Павлинского (Павлинский и др., 2021) проводили наблюдения ряда астрофизических объектов для проверки работоспособности приборов и их калибровки. В числе мишеней был и квазар PG 1634+706, который наблюдался несколько раз осенью 2019 г. Примерно в те же даты были проведены еще и его наблюдения обсерваторией XMM-Newton (Янсен и др., 2001). Полученные с трех телескопов данные позволили нам исследовать рентгеновский спектр PG 1634+706 и изучить его

<sup>1</sup> В цитируемой работе приведена оценка светимости на длине волны  $2500 \text{ \AA}$ ,  $\nu L_{\nu, 2500} \sim 3 \times 10^{47}$  эрг/с, а соответствующая болометрическая поправка для квазаров оценивается на уровне  $\sim 3$  (Кравчук и др., 2013).

Таблица 1. Журнал наблюдений PG 1634+706 за 2019 г.

Период наблюдений	Обсерватория	Телескопы, приборы	Экспозиция, кс
2019-09-29 21:38–09-30 13:05	СРГ	ART-ХС, eРОЗИТА (ТМ6)	48.3, 55.0
2019-10-20 14:42–10-21 01:52	СРГ	ART-ХС, eРОЗИТА (ТМ1-7)	37.7, 39.0
2019-10-25 18:02–10-26 00:58	ХММ-Newton	EPIC-PN	14.4
2019-11-23 09:11–20:18	СРГ	ART-ХС, eРОЗИТА (ТМ1-7)	37.0, 38.3
2019-11-24 14:38–19:54	ХММ-Newton	EPIC-PN	12.7
2019-11-26 07:05–18:14	СРГ	eРОЗИТА (ТМ1-7)	39.8
2019-11-26 14:32–22:19	ХММ-Newton	EPIC-PN	17.3

**Примечание.** В первом столбце — всемирные времена начала и окончания наблюдения. Во втором и третьем столбцах — название обсерватории и соответствующих телескопов и приборов, при этом для телескопа eРОЗИТА в скобках указаны включенные камеры. В последнем столбце — эффективное время экспозиции, поправленное за виньетирование.

переменность с высокой надежностью и точностью. Результаты этого исследования представлены в настоящей статье.

В работе используется космологическая модель  $\Lambda$ CDM с параметрами  $H_0 = 70$  км/с/Мпк,  $\Omega_\Lambda = 0.7$ .

## НАБЛЮДЕНИЯ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

В табл. 1 представлена информация о рентгеновских наблюдениях квазара PG 1634+706 осенью 2019 г., данные которых использовались в настоящей работе. Это 4 наблюдения обсерватории СРГ, в которых PG 1634+706 находился не далее  $13'$  от оси телескопа eРОЗИТА, и три наблюдения обсерватории ХММ-Newton. Последние были примерно синхронизированы с наблюдениями СРГ: разница в эпохах наблюдений составляет около 5 дней для октябрьского наблюдения и менее одного дня — для двух ноябрьских. Во время наблюдения СРГ 29 сентября был включен только шестой (ТМ6) из семи модулей телескопа eРОЗИТА, а в трех более поздних наблюдениях работали уже все семь камер телескопа (ТМ1–ТМ7).

Так как рассматриваемые наблюдения СРГ проводились на стадии калибровочных и проверочных наблюдений обсерватории (Calibration and Performance Verification, Cal-PV), то их мишень — квазар PG 1634+706 — находилась в разных наблюдениях на разных угловых расстояниях от оптической оси телескопов eРОЗИТА и ART-ХС (примерно соосных). А именно, в первом наблюдении источник находился практически в центре поля зрения, во втором и третьем — в 2–3 угл. мин от оси, а в последнем — примерно в 13 угл. мин от центра. Учитывая значительное падение эффективной площади телескопа ART-ХС на больших угловых расстояниях от оси, мы

использовали данные самого позднего наблюдения (26 ноября) телескопа eРОЗИТА только для исследования переменности рентгеновского потока и не использовали данные телескопов eРОЗИТА и ART-ХС этого наблюдения для спектрального анализа.

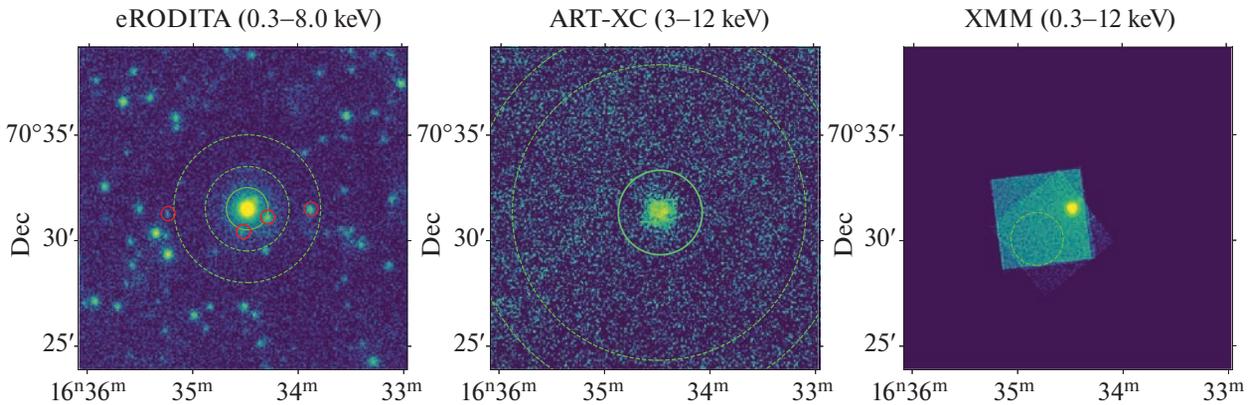
Для всех трех наблюдений обсерватории ХММ-Newton в настоящей работе использовались только данные камеры EPIC-PN (далее EPN), наиболее чувствительного прибора обсерватории. Данные с камер EPIC-MOS не использовались, так как наблюдения PG 1634+706 осенью 2019 г. проводились в режиме маленького окна (Small Window), с угловым размером  $258'' \times 258''$  для EPN и  $110'' \times 110''$  для EPIC-MOS, что делает практически невозможным надежное определение фона (для спектрального анализа) в последнем случае.

## СРГ/eРОЗИТА

Калибровка и обработка данных телескопа eРОЗИТА производились с помощью набора программ eROSITA Science Analysis Software System (eSASS) версии esass\_211201 и программного обеспечения (ПО), разработанного авторами. Использовалась калибровочная база данных версии caldb\_211201.

Списки событий были отфильтрованы с использованием интервалов полезного времени QUALGTI с помощью программы *evtool* (v2.29.2/2.18)<sup>2</sup>. При этом были исключены интервалы времени, в течение которых происходила переориентация обсерватории СРГ. Чистое время экспозиции, поправленное за виньетирование, для каждого наблюдения приведено в табл. 1.

<sup>2</sup> [erosita.mpe.mpg.de/edr/DataAnalysis/evtool\\_doc](http://erosita.mpe.mpg.de/edr/DataAnalysis/evtool_doc)



**Рис. 2.** Рентгеновские изображения квазара PG 1634+706, полученные по данным серий наблюдений (см. табл. 1) телескопов ePOЗИТА, ART-XC обсерватории СРГ и телескопа EPN обсерватории XMM-Newton (в диапазонах энергий 0.3–8, 3–12 и 0.3–12 кэВ соответственно). На каждой панели зеленой сплошной окружностью отмечена область извлечения спектра источника, а пунктирными окружностями — область извлечения фона (для XMM-Newton эти области несколько отличаются в разных наблюдениях, показаны области для наблюдения 25 октября 2019 г., OBSID=0852980501). Красные кружки на изображении ePOЗИТА обозначают области вокруг других зарегистрированных источников, события в которых были исключены из спектрального и временного анализов.

Для извлечения рентгеновских спектров и кривых блеска использовалась процедура *srctool*. Фотоны от источника извлекались в области с радиусом  $1'$  (рис. 2). Фон оценивался в кольце вокруг источника с внутренним и внешним радиусами  $2'$  и  $3.5'$  соответственно. Из рассмотрения были исключены события в радиусе  $20''$  от ближайших к квазару других источников, зарегистрированных телескопом ePOЗИТА (рис. 2).

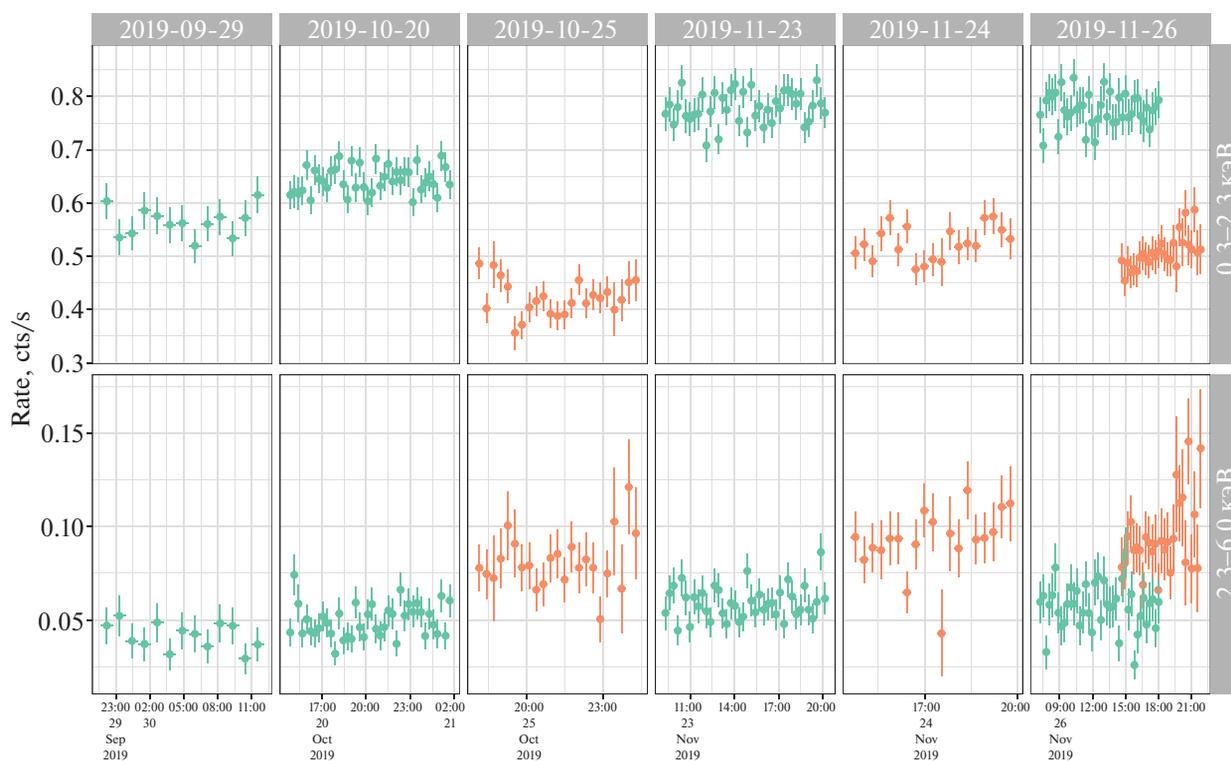
Полученные спектры источника были сбинированы таким образом, чтобы в каждом интервале энергий было как минимум 30 отсчетов (как для ART-XC, см. ниже) от источника и фона. Кривые блеска были сбинированы по 1 кс, кроме наблюдения 2019-09-29, которое было сбинировано по 4 кс. При таком разбиении в каждом временном интервале оказывается не менее 15 суммарных отсчетов от источника и фона. В конце каждого наблюдения были убраны интервалы, связанные с “плохим” временем (по GTI). Для вычисления 68% доверительных интервалов на темп счета был использован метод Монте-Карло, при котором случайным образом разыгрываются отсчеты от источника и фона согласно распределению Пуассона.

### СРГ/ART-XC

Извлечение спектров производилось с помощью стандартного набора программ ART-XC, адаптированного под цели данного исследования, используя актуальную версию калибровок. В отдельных энергетических интервалах были построены карты фотонов, экспозиций и виньетирования. Для учета вклада фона частиц в спектр источника были построены модельные карты фона частиц,

полученные во время обзора всего неба в периоды, когда в поле зрения не наблюдались источники. Спектр квазара PG 1634+706 извлекался в кружке с радиусом  $2'$ . Нормировка фона оценивалась в кольце с внутренним и внешним радиусами  $7'$  и  $9'$  соответственно (рис. 2). В кольцевом регионе модельная карта фона нормировалась на карту фона с учетом экспозиции. Нормированная карта фона использовалась в регионе с источником для вычитания подстилающего фона. Оставшиеся фотоны считались принадлежащими источнику и корректировались на карту виньетирования для приведения к номинальной эффективной площади.

Угловое разрешение ART-XC не позволяет надежно разделить излучение квазара PG 1634+706 и других точечных источников, которые регистрируются телескопом ePOЗИТА в пределах  $2'$  от него (рис. 2). Однако вклад этих источников в поток от квазара в диапазоне энергий от 0.3 до 8 кэВ не превышает 5% по данным ePOЗИТА. Следовательно, неразрешенные источники не должны заметно влиять на спектр, измеренный телескопом ART-XC. Мы ограничились использованием энергетических каналов выше 5 кэВ при проведении спектрального анализа. Это связано с тем, что матрица отклика телескопа ART-XC недостаточно хорошо откалибрована вблизи нижней границы диапазона чувствительности его детекторов ( $\sim 3$ –4 кэВ). Оставшиеся энергетические каналы были сбинированы таким образом, чтобы в получившихся интервалах было как минимум по 30 отсчетов (это диктуется необходимостью использовать критерий  $\chi^2$  при моделировании спектров СРГ, так как в используемых нами спектральных данных ART-XC уже вычтен фон).



**Рис. 3.** Кривые блеска (в отсчетах в секунду) по данным SRG/eРОЗИТА (зеленым цветом) и XMM-Newton/EPN (оранжевым) для отдельных наблюдений, в двух диапазонах энергий: 0.3–2.3 кэВ (сверху) и 2.3–6.0 кэВ (снизу). Необходимо отметить, что абсолютные значения скоростей счета eРОЗИТА и EPN нельзя напрямую сравнивать друг с другом.

### XMM-Newton/EPN

Первичная обработка данных с камеры EPN обсерватории XMM-Newton производилась с использованием ПО Science Analysis System (SAS) v20.0. Были использованы последние версии калибровки на момент выхода SAS v20.0.

Полученный файл событий был отфильтрован: оставлены только одиночные и двойные события ( $PATTERN \leq 4$ ) в диапазоне энергий 0.3–12 кэВ, убраны времена с повышенным фоном<sup>3</sup>, а также события в плохих пикселях и рядом с ними ( $FLAG=0$ ).

Спектральные и временные данные извлекались с помощью программы xmmselect. Области источника и фона выбирались так, чтобы максимизировать отношение сигнала к шуму. На правой панели рис. 2 показано суммарное изображение по трем наблюдениям 2019 г. обсерватории XMM-Newton.

Полученные спектры источника были сбинированы таким образом, чтобы в каждом интервале энергий было как минимум 5 отсчетов. Это необходимо для аппроксимации спектров с помощью  $W$ -статистики (далее в тексте именуется

Cstat), которая учитывает наличие рентгеновского фона с распределением Пуассона. Кривые блеска были сбинированы по 1 кс. Также были убраны временные бины с долей эффективного времени  $FRACEXP < 0.1$ . При таком разбиении в каждом временном интервале оказывается не менее 15 чистых отсчетов от источника.

### БЫСТРАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ

Для исследования рентгеновской переменности квазара PG 1634+706 на масштабах времени короче суток были построены кривые блеска по данным телескопов SRG/eРОЗИТА и XMM-Newton/EPN для отдельных наблюдений. На рис. 3 показаны зависимости темпа счета от времени в двух энергетических диапазонах 0.3–2.3 и 2.3–6.0 кэВ.

Чтобы понять, есть ли статистически значимая переменность рентгеновского потока в данном наблюдении и в данном диапазоне энергий, была рассчитана статистика  $\chi^2$ :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(f_i - \bar{f})^2}{\sigma_i^2}, \quad (1)$$

<sup>3</sup> [www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/sas-thread-epic-filterbackground](http://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/sas-thread-epic-filterbackground)

где  $f_i$  — темп счета в  $i$ -м временном интервале,  $\sigma_i$  — соответствующая погрешность,  $\bar{f}$  — средневзвешенный темп счета за все наблюдение,  $N$  — количество измерений. Вероятность получить случайным образом значение распределения  $\chi^2$  больше измеренного при числе степеней свободы  $\text{dof} = N - 1$  характеризует вероятность  $(1 - p)$  того, что темп счета был постоянным в данном наблюдении. Для оценки амплитуды рентгеновской переменности была рассчитана дисперсия, нормированная на средний поток и поправленная за ошибки измерений потока (Воан др., 2003):

$$\sigma_{\text{rms}}^2 = \frac{S^2 - \overline{\sigma_{\text{err}}^2}}{\langle f \rangle^2}, \quad (2)$$

где

$$S^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (f_i - \langle f \rangle)^2, \quad (3)$$

$$\overline{\sigma_{\text{err}}^2} = \frac{1}{N} \sum_i \sigma_i^2 \quad (4)$$

и  $\langle f \rangle$  — среднеарифметическое значение темпа счета.

**Таблица 2.** Характеристики быстрой рентгеновской переменности

Телескоп	Дата	$\chi^2$ (dof)	$1 - p$	$\sigma_{\text{rms}}^2, 10^{-4}$
Диапазон энергий 0.3–2.3 кэВ				
eРОЗИТА	2019-09-29	8.3(12)	0.759	$-11 \pm 7$
	2019-10-20	33.9(39)	0.702	$-2 \pm 2$
	2019-11-23	38.7(39)	0.482	$-0.2 \pm 3$
	2019-11-26	31.9(39)	0.782	$-4 \pm 3$
EPN	2019-10-25	25.1(22)	0.291	$6 \pm 16$
	2019-11-24	17.4(18)	0.499	$-3 \pm 8$
	2019-11-26	18.1(26)	0.872	$-11 \pm 12$
Диапазон энергий 2.3–6.0 кэВ				
eРОЗИТА	2019-09-29	7.1(12)	0.853	$-222 \pm 81$
	2019-10-20	45.6(39)	0.217	$63 \pm 67$
	2019-11-23	39(39)	0.468	$11 \pm 55$
	2019-11-26	52.7(39)	0.070	$60 \pm 111$
EPN	2019-10-25	15(22)	0.862	$-108 \pm 104$
	2019-11-24	18.9(18)	0.399	$60 \pm 141$
	2019-11-26	22.9(26)	0.637	$56 \pm 118$

Погрешность  $\sigma_{\text{rms}}^2$  можно оценить по формуле из Тёрнер и др. (1999):

$$\delta\sigma_{\text{rms}}^2 = \frac{s_D}{\langle f \rangle^2 \sqrt{N}}, \quad (5)$$

где

$$s_D^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \{[(f_i - \langle f \rangle)^2 - \sigma_i^2] - \sigma_{\text{rms}}^2 \langle f \rangle^2\}^2. \quad (6)$$

Полученные значения величин  $\chi^2$  (dof),  $1 - p$  и  $\sigma_{\text{rms}}^2$  приведены в табл. 2. Статистически значимой переменности (на уровне значимости больше  $2\sigma$ ) ни в одном из наблюдений SRG/eРОЗИТА и ХММ-Newton не обнаружено.

Также кривые блеска были изучены на наличие линейного тренда. Только для наблюдения ХММ-Newton 26 ноября 2019 г. в диапазоне энергий 0.3–2.3 кэВ было обнаружено статистически значимое ( $p < 0.0001$ ) улучшение качества аппроксимации кривой блеска, а именно есть указание на рост скорости счета в ходе наблюдения. При этом в наблюдении SRG/eРОЗИТА, проведенном лишь несколькими часами ранее и частично пересекающимся по времени с наблюдением ХММ-Newton, подобного положительного тренда не обнаружено.

## РЕНТГЕНОВСКИЙ СПЕКТР

Спектры аппроксимировались с помощью ПО XSPEC v12.12.0<sup>4</sup> (Арно, 1996). Данные телескопов eРОЗИТА и ART-XC анализировались совместно, а данные ХММ-Newton/EPN — отдельно. Для подгонки моделей к данным телескопов обсерватории SRG использовалась  $\chi^2$ -статистика, а для данных ХММ-Newton/EPN — Cstat.

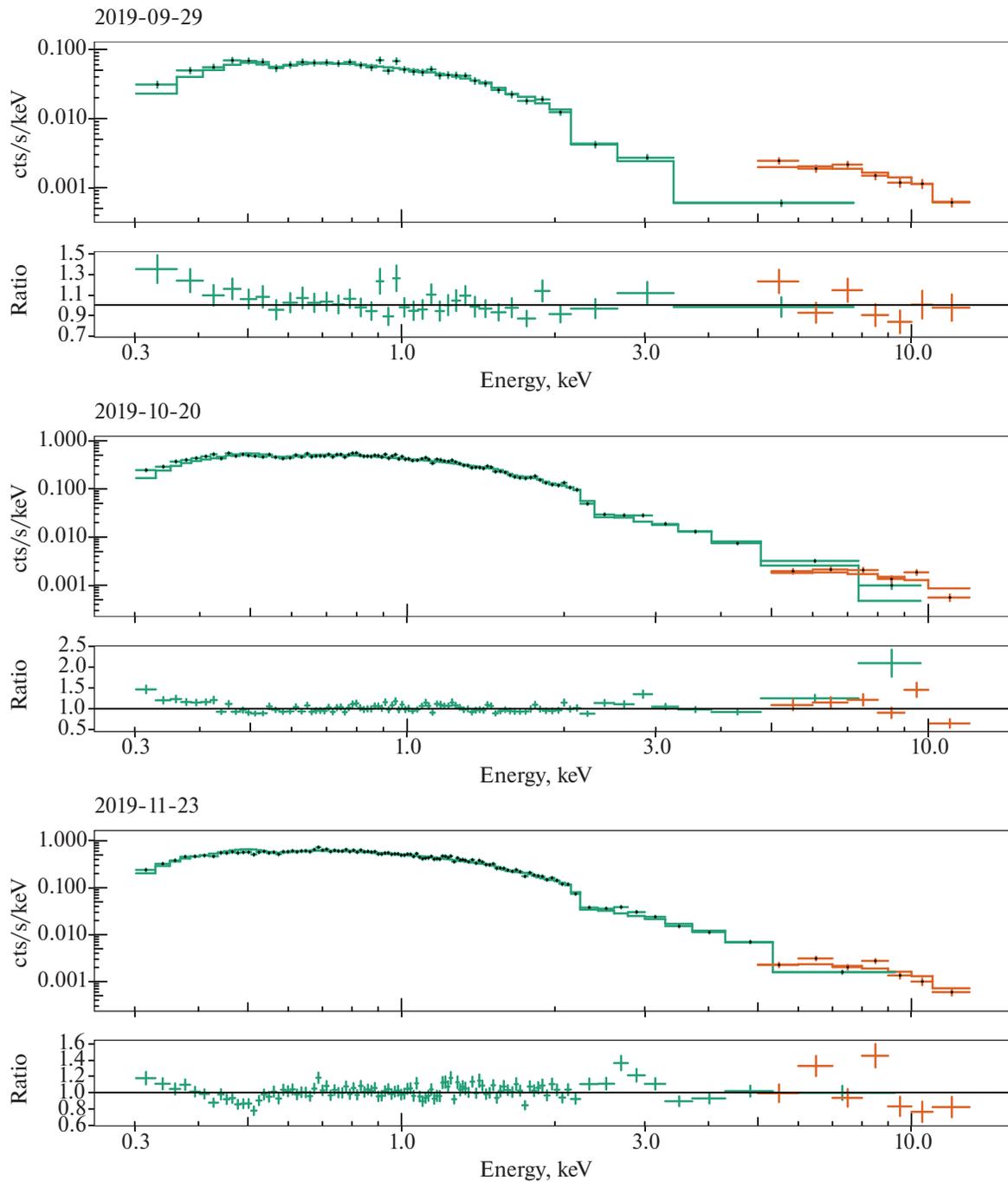
Сначала мы попробовали описать спектр источника степенным законом с завалом на низких энергиях из-за фотопоглощения в Галактике. В терминологии XSPEC использовалась модель:

$$TBabs(zpowerlaw),$$

где TBabs — модель межзвездного поглощения Вилмс и др. (2000). Следуя примеру авторов предыдущих статей о рентгеновских наблюдениях квазара PG 1634+706 (в частности, Пиконсэли и др., 2005), мы зафиксировали лучевую концентрацию водорода в направлении на этот объект на галактическом значении  $N_{\text{H}} = 5.74 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$  (Элвис и др., 1989).

Результат аппроксимации измеренных спектров этой эмпирической моделью показан на рис. 4 и

<sup>4</sup> <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec>



**Рис. 4.** Рентгеновский спектр квазара PG 1634+706, измеренный телескопами eРОЗИТА (зеленый цвет) и ART-XC (оранжевый цвет) обсерватории СРГ в разные даты. Все три спектра аппроксимировались совместно степенным законом с поглощением в Галактике, с единым наклоном, но разными нормировками (см. табл. 3). Для лучшей наглядности спектры на рисунке были перебинированы. Под каждым спектром показано отношение данных к модели.

рис. 5. При моделировании предполагалось, что наклон спектра оставался постоянным во всех наблюдениях СРГ, но его нормировка (т.е. рентгеновский поток) могла меняться. Так как в реальности наклон мог немного меняться от наблюдения к наблюдению и учитывая, что разные наблюдения проводились под разными углами к оптической

оси телескопов, мы добавили в модель кросс-калибровочный коэффициент между телескопами eРОЗИТА и ART-XC в качестве свободного параметра. Такое же предположение (о постоянстве спектрального наклона) было сделано и в отношении наблюдений XMM-Newton. Таким образом, совместно аппроксимировались, во-первых, три

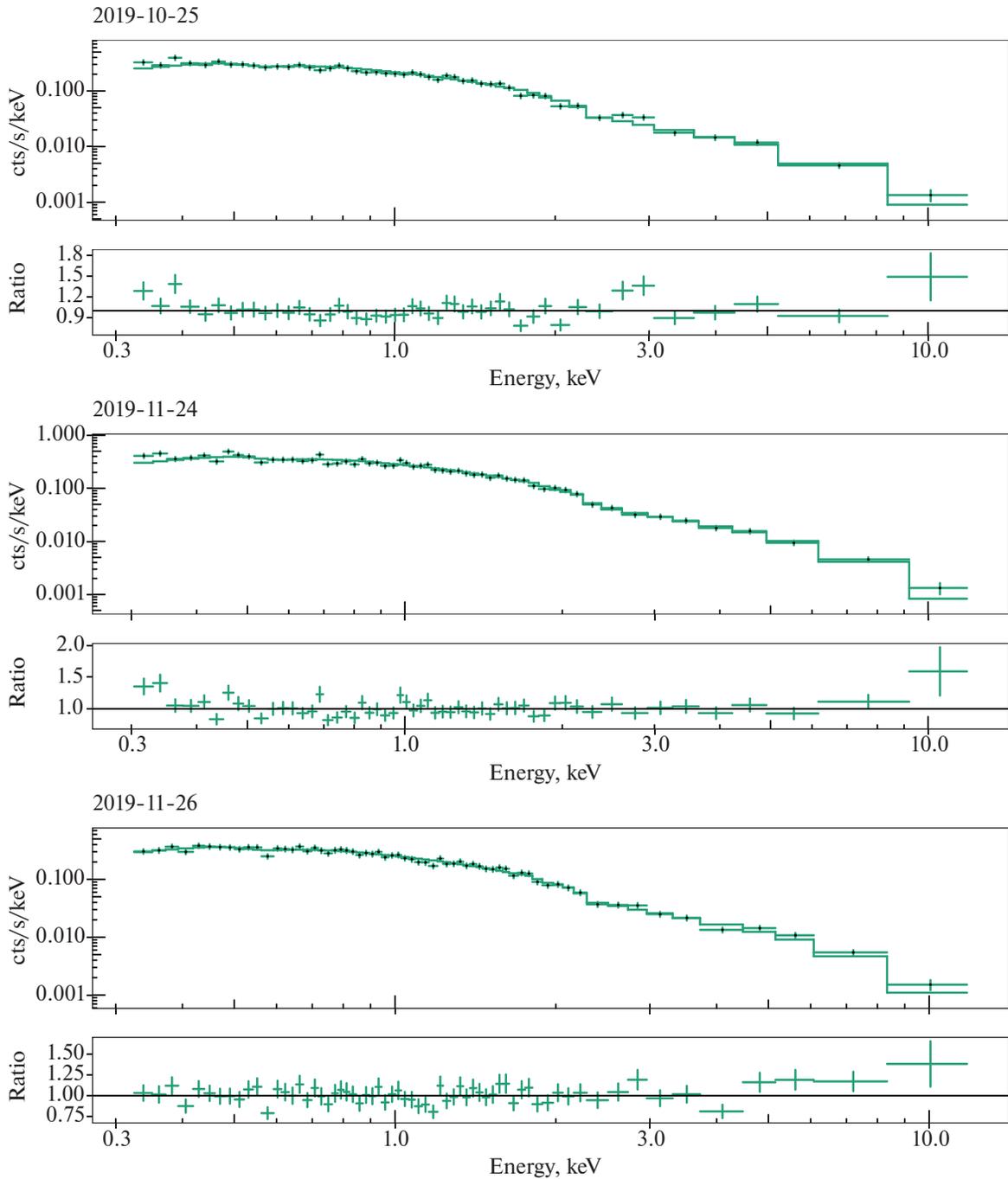


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для данных XMM-Newton.

спектра СРГ и, во-вторых, три спектра XMM-Newton. Полученные значения параметров модели приведены в табл. 3. Доверительные интервалы значений параметров здесь и далее указаны на уровне 68%, а верхние пределы — на уровне  $2\sigma$ , если не указано иного.

Хотя степенной закон с поглощением в целом удовлетворительно описывает форму измеренных спектров, наблюдается ряд статистически значимых дополнительных особенностей, а имен-

но: 1) избыток мягкого рентгеновского излучения на энергиях  $\sim 0.3$ – $0.4$  кэВ, 2) избыток излучения в районе энергии 2.7 кэВ, 3) понижение интенсивности в районе энергии 0.5 кэВ. Первые две особенности проявляются как в спектрах СРГ, так и в спектрах XMM-Newton (менее явно), а последняя — в спектре СРГ, полученном 23 ноября 2019 г., и на низком уровне значимости в спектре СРГ от 20 октября 2019 г.

**Таблица 3.** Результаты аппроксимации спектров, измеренных обсерваториями СРГ и ХММ-Newton, степенным законом с поглощением

СРГ/еРОЗИТА, ART-XC			
Дата	2019-09-29	2019-10-20	2019-11-23
Диапазон энергий, кэВ	0.3–13	0.3–12	0.3–13
Counts	4409.0+556.0	25108.8+395.0	29712.6+507.0
Г		1.843 ± 0.008	
$F_X$ , $10^{-13}$ эрг/с/см <sup>2</sup>	5.17 <sup>+0.11</sup> <sub>-0.11</sub>	5.92 <sup>+0.09</sup> <sub>-0.09</sub>	7.03 <sup>+0.11</sup> <sub>-0.11</sub>
Constant	1.21 ± 0.06	0.96 ± 0.05	1.02 ± 0.05
$\chi^2$ (dof)		1032 (790)	
ХММ-Newton/EPN			
Дата	2019-10-25	2019-11-24	2019-11-26
Диапазон энергий, кэВ	0.3–11.8	0.3–11.8	0.3–11.8
Counts	5872.8	6602.6	8269.2
Г		1.828 ± 0.011	
$F$ (4–12 кэВ), $10^{-13}$ эрг/с/см <sup>2</sup>	6.42 <sup>+0.16</sup> <sub>-0.16</sub>	8.01 <sup>+0.20</sup> <sub>-0.19</sub>	7.72 <sup>+0.19</sup> <sub>-0.19</sub>
Cstat (dof)		2101 (2133)	

**Примечание.** Counts — количество отсчетов от источника за вычетом фона (для наблюдений СРГ приведены суммы отсчетов телескопов еРОЗИТА и ART-XC), Г — наклон спектра,  $F$  — поправленный за поглощение в Галактике поток в наблюдаемом диапазоне 4–12 кэВ, Constant — поправочный коэффициент для данных ART-XC относительно еРОЗИТА, dof — количество степеней свободы.

Избыток излучения на энергиях ниже  $\sim 1$  кэВ (в системе покоя источника), наблюдаемый в спектре PG 1634+706, не является уникальным для этого объекта. Такая дополнительная компонента излучения регистрируется в спектрах (хорошего качества) большинства АЯГ 1-го типа, а ее природа активно обсуждается (см., например, Тернер, Паундс, 1989; Гуаницци и др., 2007; Босэй и др., 2016). В частности, она может возникать в результате комптонизации ультрафиолетового излучения аккреционного диска в “теплой короне” (с температурой порядка нескольких миллионов К), в отличие от основной (степенной) компоненты жесткого рентгеновского излучения, которая, как считается, формируется в “горячей короне” ( $T \sim 10^9$  К) аккреционного диска.

Энергия 2.7 кэВ, на которой тоже наблюдается избыток излучения в спектре квазара PG 1634+706, примерно соответствует положению линии  $K\alpha$  нейтрального или слабоионизованного железа (6.4 кэВ) на красном смещении объекта:  $6.4/(1+z) = 2.74$  кэВ. Это свидетельствует о том, что мы имеем дело с эмиссионной линией

железа или комплексом таких линий. Что касается “абсорбционной” особенности в районе энергии 0.5 кэВ в спектрах телескопа еРОЗИТА, то она, наряду с избытком излучения на низких энергиях, может быть проявлением более сложной формы спектра, чем простые модели континуума, которые мы попробовали применить.

Недостаточно высокая статистическая значимость детектирования мягкой компоненты излучения в спектре квазара PG 1634+706 не позволяет исследовать ее более подробно. Поэтому мы исключили из дальнейшего рассмотрения область энергий ниже 0.7 кэВ, сосредоточившись на исследовании формы спектрального континуума в диапазоне энергий от 0.7 до  $\sim 13$  кэВ и эмиссионной особенности в районе линии Fe  $K\alpha$ .

Последующий анализ проводился по отдельности для каждого полученного спектра СРГ и ХММ-Newton, т.е. предполагалось, что не только нормировка, но и форма спектра могли меняться от наблюдения к наблюдению. Кросс-калибровочная константа между данными телескопов еРОЗИТА и ART-XC больше не использовалась.

Использовались три модели. Во-первых, мы опять применили степенную модель с поглощением в Галактике ( $TBabs(zpowerlaw)$  в терминологии *XSPEC*), которая далее называется моделью *PL*. Затем, для описания эмиссионной особенности в районе 6.4 кэВ (в системе покоя квазара) мы добавили к этой модели линию с гауссовым профилем:  $TBabs(zpowerlaw + zgauss)$  (далее *PL + GAUSS*).

Если наблюдаемая эмиссионная линия железа связана с отражением жесткого рентгеновского излучения короны от аккреционного диска или газопылевого тора, то естественно ожидать также дополнительное излучение в спектральном континууме (на энергиях выше  $\sim 10$  кэВ в системе покоя квазара). Поэтому мы рассмотрели еще одну модель, где к предыдущим двум компонентам была добавлена компонента, связанная с отражением степенного континуума от холодного диска (Мадзиарз, Здзярски, 1995), т.е. использовалась модель  $TBabs(zpowerlaw + zgauss + pexrav)$ , или *PL + GAUSS + PEXRAV*. Относительная нормировка отраженной компоненты *PEXRAV* по отношению к степенной компоненте *PL* описывалась параметром  $rel_{refl}$ , который для этой цели был задан отрицательным (см. описание *PEXRAV* в *XSPEC*); далее будем использовать обозначение  $R_{refl} \equiv -rel_{refl}$ . Спектральный наклон падающего излучения в компоненте *PEXRAV* был привязан к наклону компоненты *PL*. Обилие тяжелых элементов было зафиксировано на солнечном, согласно Андерс и Гривес (1989). Косинус угла наклона был зафиксирован на значении 0.5. Завал на высоких энергиях не рассматривался. Из-за низкой значимости детектирования эмиссионной линии железа в спектрах ХММ-Newton, при моделировании этих спектров моделями *PL + GAUSS* и *PL + GAUSS + PEXRAV* центральная энергия и ширина линии были зафиксированы на средневзвешенных значениях, полученных при аппроксимации спектров СРГ моделью *PL + GAUSS + PEXRAV*.

На рис. 6 и рис. 7 показано, как спектры СРГ и ХММ-Newton аппроксимируются трехкомпонентной моделью *PL + GAUSS + PEXRAV*. В табл. 4 и 5 представлены параметры подгонки спектров моделями *PL*, *PL + GAUSS* и *PL + GAUSS + PEXRAV*.

Добавление эмиссионной линии железа к степенной модели приводит к статистически значимому улучшению качества аппроксимации спектров СРГ, полученных 20 октября и 23 ноября 2019 г. (напомним, что спектр, построенный по данным наблюдения 29 сентября, характеризуется значительно худшей статистикой из-за того, что в этом наблюдении работал только один из семи модулей

телескопа eРОЗИТА), а также спектра ХММ-Newton, измеренного 25 октября 2019 г. При этом ширина линии по данным СРГ/eРОЗИТА оказывается ненулевой, а положение центра линии ограничено в пределах от  $\sim 6.3$  до  $\sim 6.6$  кэВ для спектров, полученных 20 октября и 23 ноября 2019 г., т.е. совместимо с энергией 6.4 кэВ.

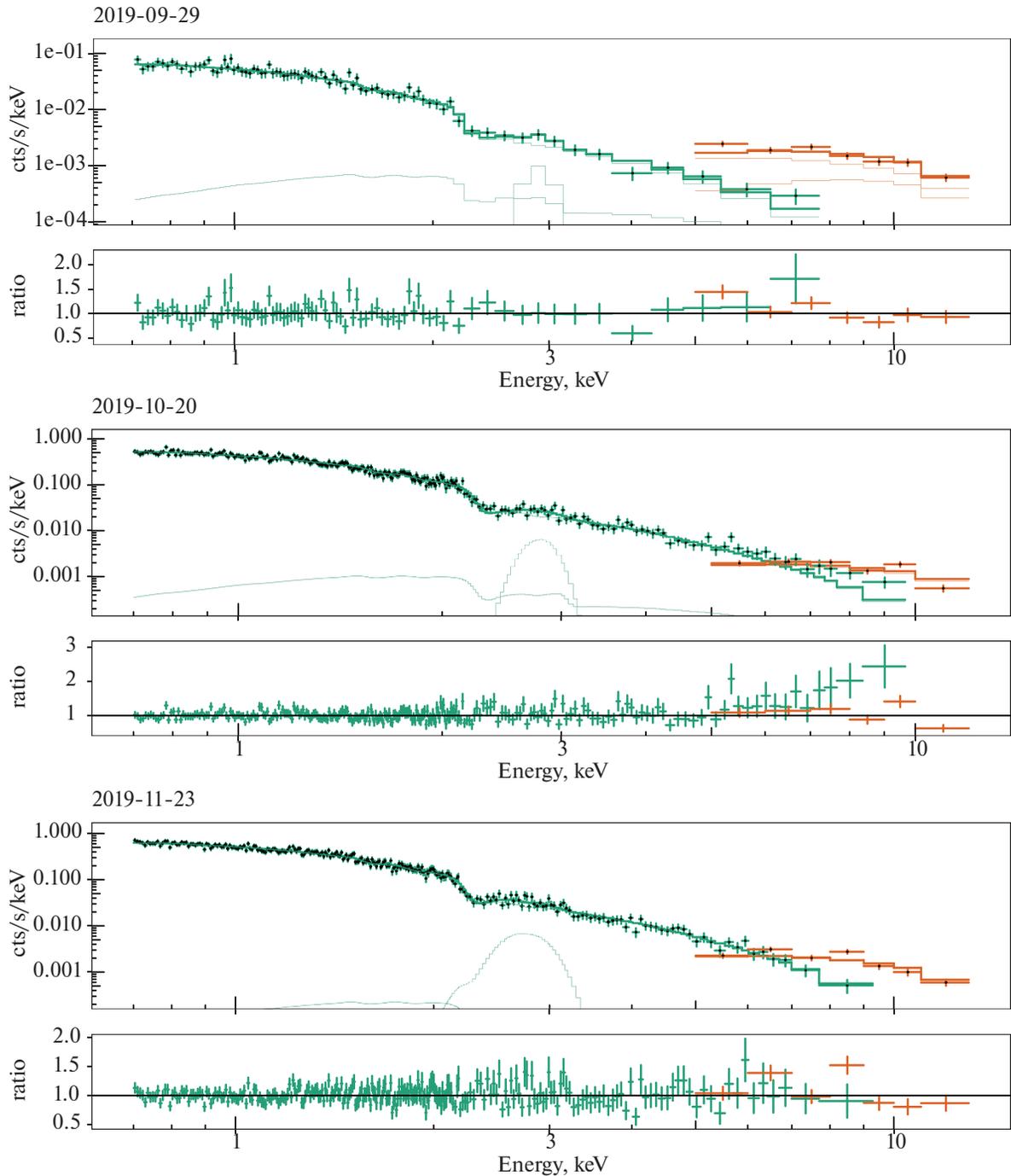
Отраженная непрерывная компонента (*PEXRAV*) не регистрируется статистически значимо ни в одном из полученных спектров, за исключением самого позднего наблюдения ХММ-Newton (26 ноября 2019 г.), где есть слабое указание (на уровне  $\sim 2$  стандартных отклонений) на ее присутствие.

На рис. 8 показано, как менялись параметры модели *PL + GAUSS + PEXRAV* от наблюдения к наблюдению. Наклон спектра (степенной компоненты) и эквивалентная ширина линии железа не демонстрируют статистически значимой эволюции, оставаясь на значениях  $\sim 1.9$  и  $\sim 120$  эВ соответственно. При этом просматривается статистически значимый тренд увеличения потока в степенной спектральной компоненте.

## ДОЛГОВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ

Как уже отмечалось во Введении, квазар PG 1634+706 неоднократно наблюдался разными рентгеновскими обсерваториями начиная с 1981 г. Это позволяет проследить эволюцию его активности в рентгеновских лучах в течение примерно 17 лет в системе покоя источника. В табл. 6 собрана краткая информация о всех рентгеновских наблюдениях PG 1634+706, а именно наблюдениях обсерваторий Einstein, ROSAT, ASCA, Chandra, ХММ-Newton, Swift и СРГ.

В работе Шеммер и др. (2014) для всех наблюдений до 2012 г. включительно были оценены рентгеновские потоки в наблюдаемом диапазоне 0.2–10 кэВ, поправленные за поглощение в Галактике. При этом предполагалось, что спектр квазара описывается степенным законом с показателем  $\Gamma = 2$ . Новыми по сравнению с работой Шеммер и др. (2014) являются только наблюдения обсерваторий СРГ и ХММ-Newton, проведенные осенью 2019 г. Мы использовали рентгеновские потоки из работы Шеммер и др. (2014) для оценки светимости квазара в диапазоне энергий 2–10 кэВ (в системе покоя источника) для всех архивных наблюдений. Используя ту же спектральную модель (степенной закон с  $\Gamma = 2$  и поглощением в Галактике) и данные, обсуждаемые в настоящей статье, мы рассчитали светимости для наблюдений СРГ и ХММ-Newton в 2019 г. Полученные оценки



**Рис. 6.** Аппроксимация спектров квазара PG 1634+706, измеренных телескопами eРОЗИТА (зеленый цвет) и ART-XC (оранжевый цвет) обсерватории СРГ в разные даты, моделью  $PL + GAUSS + PEXRAV$  с поглощением в Галактике (см. табл. 4). Сплошными линиями, кроме совокупной модели, показаны ее отдельные компоненты: степенной континуум  $PL$ , гауссова линия  $GAUSS$  и отраженная компонента  $PEXRAV$  (при наличии). Спектры перебинированы для наглядности. Под каждым спектром показано отношение данных к модели.

светимости и их статистические погрешности приведены в табл. 6. Отметим, что эти погрешности получились значительно меньше ( $\lesssim 2\%$ ), чем соответствующие погрешности на поток степенной компоненты, полученные нами ранее при моделировании рентгеновских спектров СРГ и XMM-Newton (ср.

с результатами в табл. 4 и 5). Это связано с тем, что в том случае наклон спектра являлся свободным параметром, а также одновременно использовался еще ряд свободных параметров.

Необходимо отметить, что так как разные измерения были получены по данным разных приборов

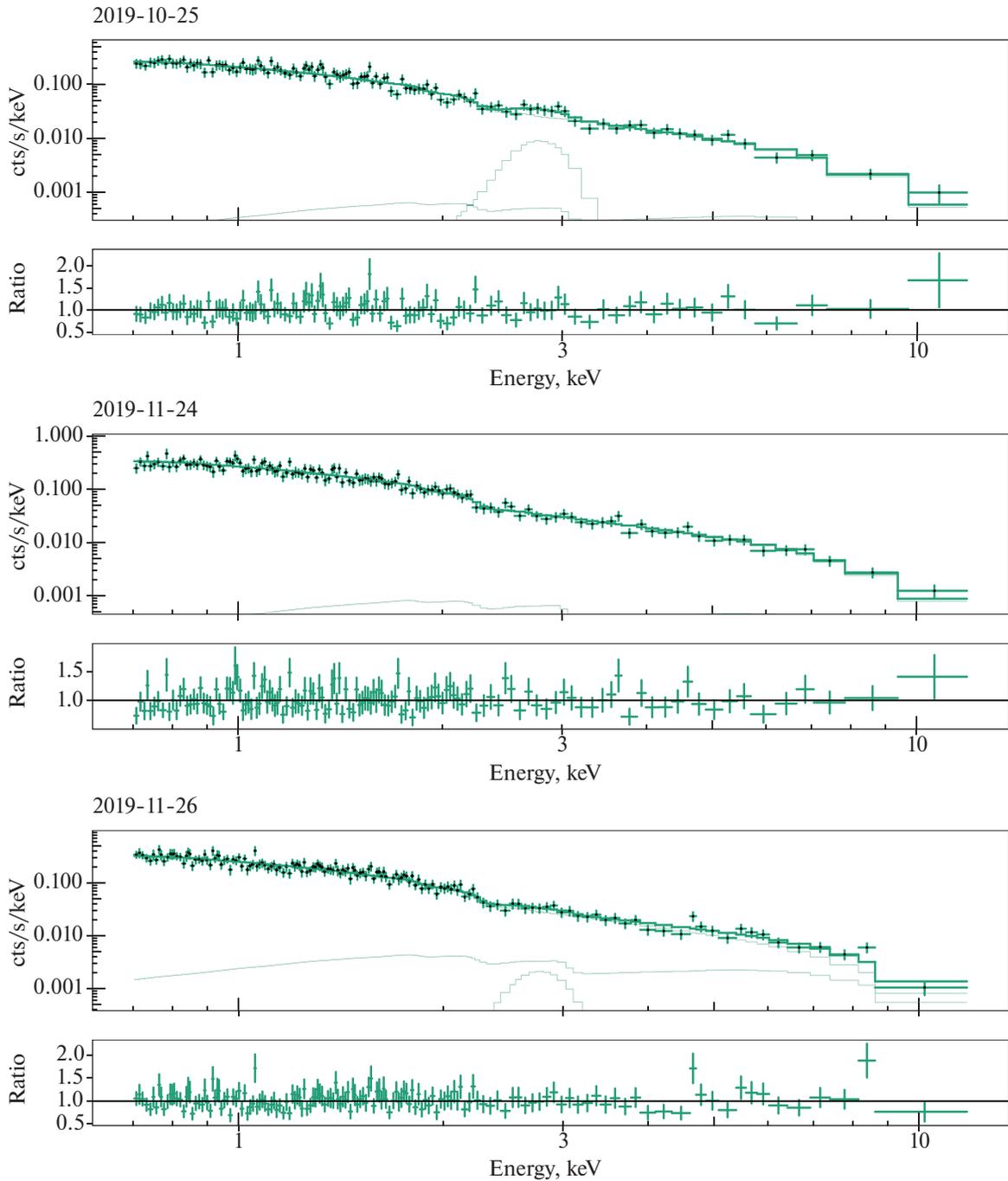


Рис. 7. То же, что на рис. 6, но для данных XMM-Newton.

и в исходно разных диапазонах энергий, то это должно приводить к дополнительной систематической погрешности при оценке светимости. По всей видимости, эта неопределенность не превышает 10–20% (Шеммер и др., 2014) для данных, полученных после 2000 г., принимая во внимание тщательную кросс-калибровку современных рентгеновских обсерваторий и то, что все эти данные были получены примерно в одинаковых диапазонах энергий. Однако систематическая погрешность

может быть более существенной для более ранних наблюдений, в частности обсерваторий Einstein и ROSAT, особенно принимая во внимание мягкий диапазон энергий (0.3–3.3 и 0.5–2.0 кэВ соответственно), в котором проводились эти измерения.

На рис. 9 показано, как эволюционировала светимость квазара PG 1634+706 в 1981–2019 гг. Хотя кривая блеска характеризуется большой скважностью, можно достаточно уверенно говорить о том, что рентгеновское излучение переменн

**Таблица 4.** Результаты аппроксимации спектров, измеренных обсерваторией СРГ, разными моделями

Дата	2019-09-29	2019-10-20	2019-11-23
Диапазон энергий, кэВ	0.7–13 кэВ	0.7–12 кэВ	0.7–13 кэВ
Модель <i>PL</i>			
$\Gamma$	$1.78 \pm 0.02$	$1.864 \pm 0.015$	$1.850^{+0.014}_{-0.013}$
$F_{PL}$ (4–12 кэВ), $10^{-13}$ эрг/с/см <sup>2</sup>	$5.7 \pm 0.2$	$5.74 \pm 0.15$	$7.05 \pm 0.16$
$\chi^2$ (dof)	98.8 (91)	316.2 (263)	326 (272)
Модель <i>PL + GAUSS</i>			
$\Gamma$	$1.78 \pm 0.02$	$1.876 \pm 0.016$	$1.866 \pm 0.014$
$F_{PL}$ (4–12 кэВ), $10^{-13}$ эрг/с/см <sup>2</sup>	$5.7 \pm 0.2$	$5.60 \pm 0.16$	$6.82 \pm 0.17$
$E_{line}$ , кэВ	$6.8^{+0.2}_{-0.4}$	$6.52^{+0.11}_{-0.13}$	$6.44 \pm 0.16$
$\sigma_{line}$ , кэВ	$< 0.6$ (68%)	$0.30^{+0.20}_{-0.12}$	$0.52^{+0.12}_{-0.13}$
$EW$ , кэВ	$0.08 \pm 0.07$	$0.11^{+0.03}_{-0.04}$	$0.14 \pm 0.04$
$\chi^2$ (dof)	97 (88)	302.1 (260)	306.7 (269)
Модель <i>PL + GAUSS + PEXRAV</i>			
$\Gamma$	$1.95^{+0.09}_{-0.08}$	$1.90 \pm 0.03$	$1.870^{+0.025}_{-0.018}$
$F_{PL}$ (4–12 кэВ), $10^{-13}$ эрг/с/см <sup>2</sup>	$4.1^{+0.6}_{-0.7}$	$5.4 \pm 0.3$	$6.8^{+0.2}_{-0.3}$
$E_{line}$ , кэВ	$6.8 \pm 0.3$	$6.51^{+0.12}_{-0.14}$	$6.44^{+0.15}_{-0.16}$
$\sigma_{line}$ , кэВ	$< 0.8$ (68%)	$0.32^{+0.23}_{-0.13}$	$0.51^{+0.14}_{-0.11}$
$EW$ , кэВ	$0.12 \pm 0.08$	$0.12 \pm 0.04$	$0.14^{+0.04}_{-0.06}$
$R_{refl}$	$0.19^{+0.08}_{-0.11}$	$< 0.12$	$< 0.07$
$\chi^2$ (dof)	89.7 (87)	301.1 (259)	306.7 (268)

**Примечание.**  $\Gamma$ ,  $F_{PL}$  — наклон степенной компоненты и поправленный за поглощение в Галактике поток в наблюдаемом диапазоне 4–12 кэВ в этой компоненте;  $E_{line}$ ,  $\sigma_{line}$ ,  $EW$  — центральная энергия, ширина и эквивалентная ширина гауссовой линии;  $R_{refl}$  — коэффициент отражения; dof — количество степеней свободы.

на масштабах времени от нескольких дней до нескольких лет (в системе покоя источника). Отношение максимальной ( $\sim 1.25 \times 10^{46}$  эрг/с в ноябре 2002 г.) к минимальной ( $\sim 5 \times 10^{45}$  эрг/с в январе 2009 г.) рентгеновской светимости за всю историю наблюдений квазара составляет  $\sim 2.5$ . При этом  $\sigma_{rms}^2 = 0.030 \pm 0.016$  (по формуле (2), т.е. характерная амплитуда вариаций светимости составляла  $\sim 16\%$ . Осенью 2019 г., во время наблюдений обсерваторий СРГ и ХММ-Newton, объект находился в “среднем” для себя состоянии, когда его светимость варьировалась в диапазоне от  $6 \times 10^{45}$  до  $9 \times 10^{45}$  эрг/с и практически монотонно возрастала.

### ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хотя квазар PG 1634+706 уже неоднократно исследовался в рентгене ранее, новые наблюдения с помощью обсерваторий СРГ и ХММ-Newton позволили нам более точно измерить его энергетический спектр в широком диапазоне  $\sim 1$ –30 кэВ (в системе покоя квазара). Одним из наиболее интересных результатов стало обнаружение широкой ( $\sim 1$  кэВ на половине высоты) эмиссионной линии железа в спектре, с эквивалентной шириной  $\sim 120$  эВ. Средневзвешенное по разным наблюдениям положение центроида линии согласуется с энергией 6.4 кэВ, соответствующей переходу  $K_{\alpha}$  в нейтральном атоме железа (и не согласуется с энергией 6.7 кэВ триплета гелиеподобного железа

**Таблица 5.** Результаты аппроксимации спектров, измеренных обсерваторией XMM-Newton, разными моделями

Дата	2019-10-25	2019-11-24	2019-11-26
Диапазон энергий, кэВ	0.7–11.8 кэВ	0.7–11.8 кэВ	0.7–11.8 кэВ
Модель <i>PL</i>			
$\Gamma$	$1.78 \pm 0.03$	$1.79 \pm 0.03$	$1.78 \pm 0.03$
$F_{PL}$ (4–12 кэВ), $10^{-13}$ эрг/с/см <sup>2</sup>	$6.8 \pm 0.3$	$8.4 \pm 0.4$	$8.3^{+0.4}_{-0.3}$
Cstat (dof)	562.5 (584)	547.7 (574)	710.9 (747)
Модель <i>PL + GAUSS</i>			
$\Gamma$	$1.81 \pm 0.03$	$1.79 \pm 0.03$	$1.79 \pm 0.03$
$F_{PL}$ (4–12 кэВ), $10^{-13}$ эрг/с/см <sup>2</sup>	$6.4^{+0.4}_{-0.3}$	$8.4 \pm 0.4$	$8.2 \pm 0.4$
$E_{line}$ , кэВ	6.5 (фикс.)	6.5 (фикс.)	6.5 (фикс.)
$\sigma_{line}$ , кэВ	0.50 (фикс.)	0.50 (фикс.)	0.50 (фикс.)
$EW$ , кэВ	$0.20 \pm 0.06$	$< 0.11$	$< 0.13$
Cstat (dof)	551.7 (583)	547.7 (573)	710.6 (746)
Модель <i>PL + GAUSS + PEXRAV</i>			
$\Gamma$	$1.83^{+0.06}_{-0.05}$	$1.81^{+0.05}_{-0.04}$	$1.90 \pm 0.06$
$F_{PL}$ (4–12 кэВ), $10^{-13}$ эрг/с/см <sup>2</sup>	$6.1^{+0.6}_{-0.7}$	$8.0^{+0.7}_{-0.8}$	$6.6 \pm 0.7$
$E_{line}$ , кэВ	6.50 (фикс.)	6.50 (фикс.)	6.50 (фикс.)
$\sigma_{line}$ , кэВ	0.50 (фикс.)	0.50 (фикс.)	0.50 (фикс.)
$EW$ , кэВ	$0.20^{+0.05}_{-0.06}$	$< 0.08$	$< 0.17$
$R_{refl}$	$< 0.3$	$< 0.2$	$0.22^{+0.09}_{-0.11}$
Cstat (dof)	551.5 (582)	547.4 (572)	704.4 (745)

в случае излучения горячей разреженной плазмы). При этом уширение линии является статистически значимым.

Естественно предположить, что эта эмиссионная особенность связана с отражением жесткого рентгеновского излучения горячей короны от аккреционного диска и, возможно, газопылевого тора. При этом должна возникать также отраженная компонента в спектральном континууме. Поиск такой компоненты по данным SRG и XMM-Newton не привел к значимому детектированию. Коэффициент отражения в модели *PEXRAV* составляет  $R_{refl} \lesssim 0.3$ . Этот предел и измеренная эквивалентная ширина эмиссионной линии железа согласуются со сценарием отражения коронального излучения от оптически толстого, холодного диска (например, Джордж, Фабиан 1991). При этом значительное уширение линии может быть связано с доплеровским уширением в аккреционном диске (для этого требуются лучевые скорости

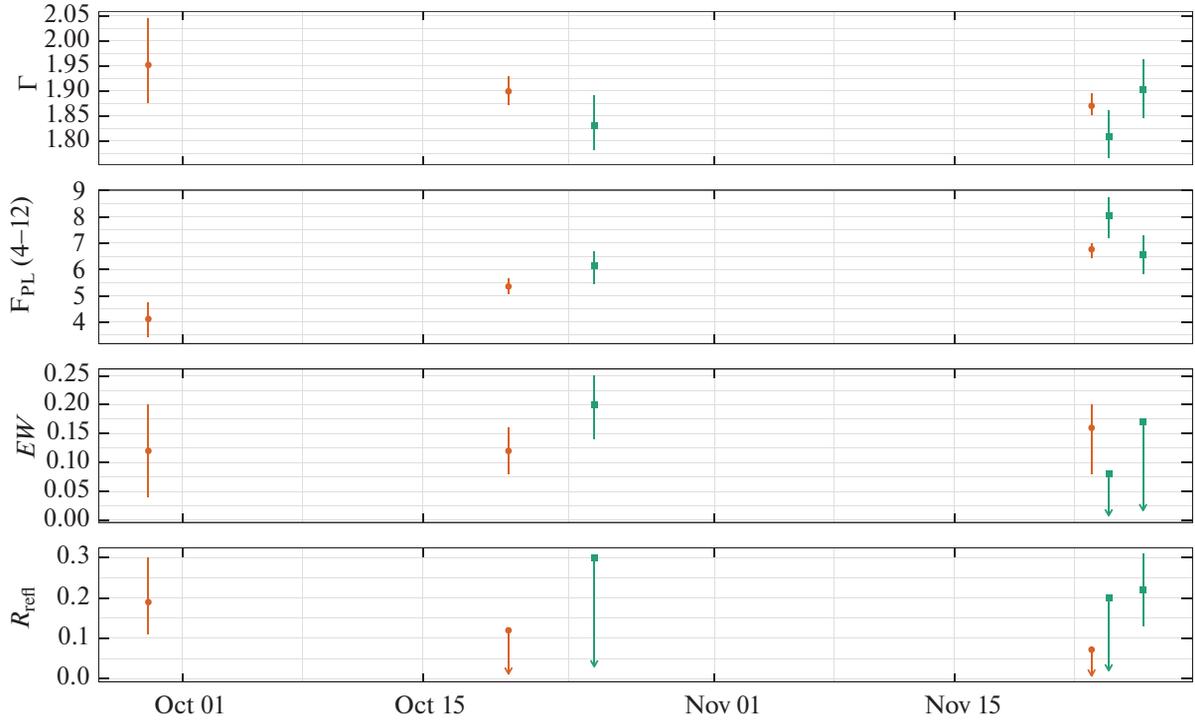
$v_r/c \sim 0.06$ ), как это часто обсуждалось в контексте рентгеновских двойных систем и АЯГ (см., например, обзор Миллер и др. 2007), а также с отражением от сильно ионизованного газа во внутренней области диска (в этом случае возникает комплекс  $K\alpha$  линий разных ионов железа; см., например, Някшин и др. 2000; Росс, Фабиан 2005).

Что касается основной (степенной) компоненты спектра, то измеренные в разных наблюдениях SRG и XMM-Newton значения ее наклона согласуются друг с другом в пределах погрешностей и находятся в диапазоне от 1.8 до 2.0. Такие значения являются обычными для сейфертовских галактик и квазаров умеренной светимости. Таким образом, в случае квазара PG 1634+706 мы не видим подтверждения тенденции значительного укрупнения рентгеновского континуума с увеличением светимости и/или эддингтоновского отношения, которая отмечалась для АЯГ рядом авторов (Шемер и др., 2008; Брайтман и др., 2013), но ставилась под сомнение в

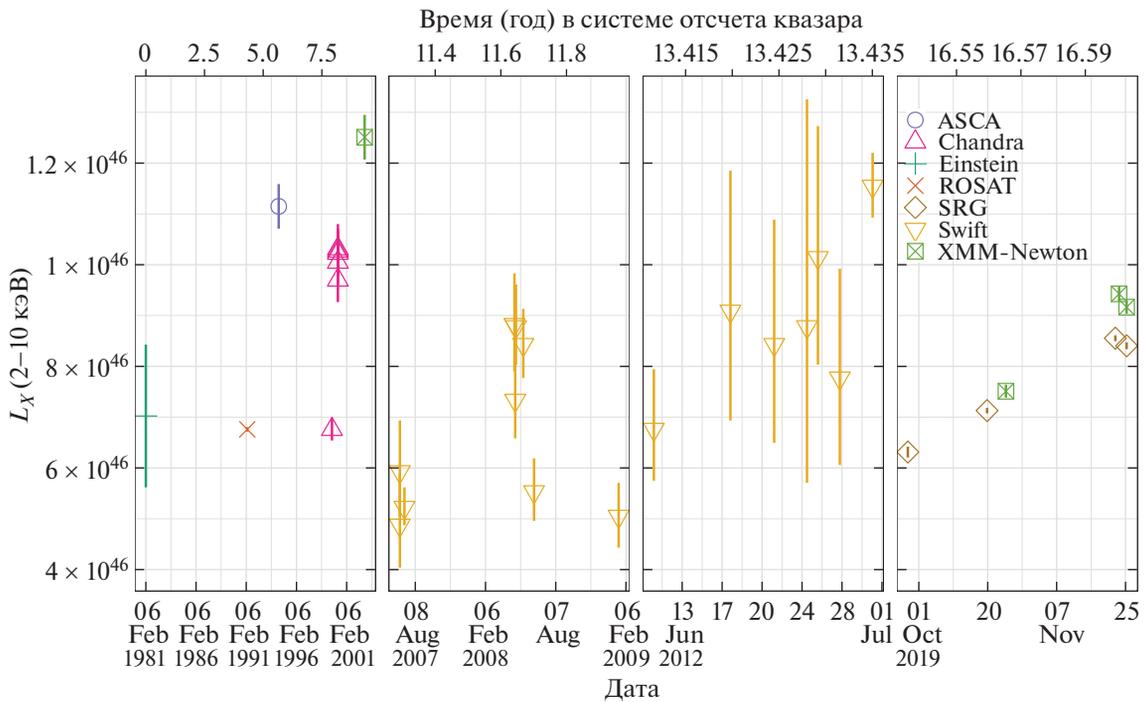
Таблица 6. История рентгеновских наблюдений квазара PG 1634+706

Дата	Обсерватория	OBSID	Экспозиция, кс	Ссылки	$L_X$ , $10^{45}$ эрг/с
1981-02-06	Einstein	5351	1.83	1, 4, 9	$7.0^{+1.4}_{-1.4}$
1991-03-15	ROSAT	700246	9.01	9	$6.76^{+0.04}_{-0.04}$
1994-05-02	ASCA	71036000	47.7	2, 3, 9	$11.1^{+0.4}_{-0.4}$
1999-08-21	Chandra	1269	10.83	7, 8, 9	$6.8^{+0.2}_{-0.2}$
2000-03-23	Chandra	47	5.39	8, 9	$10.2^{+0.4}_{-0.4}$
2000-03-23	Chandra	62	4.85	8, 9	$10.3^{+0.4}_{-0.4}$
2000-03-24	Chandra	69	4.86	8, 9	$10.1^{+0.4}_{-0.4}$
2000-03-24	Chandra	70	4.86	8, 9	$9.7^{+0.4}_{-0.4}$
2000-03-24	Chandra	71	4.41	8, 9	$10.3^{+0.5}_{-0.5}$
2002-11-22	XMM-Newton	143150101	13.7	4, 6, 5, 9	$12.5^{+0.4}_{-0.4}$
2007-06-29	Swift	36672001	1.32	9	$4.9^{+1.0}_{-0.8}$
2007-06-29	Swift	36673001	1.48	9	$5.9^{+1.0}_{-0.9}$
2007-07-11	Swift	36672002	7.34	9	$5.2^{+0.4}_{-0.4}$
2008-04-22	Swift	36671002	2.09	9	$8.8^{+1.0}_{-0.9}$
2008-04-24	Swift	36673002	2.56	9	$7.3^{+0.8}_{-0.7}$
2008-04-26	Swift	36671003	3	9	$8.8^{+0.8}_{-0.7}$
2008-05-15	Swift	90030001	3.72	9	$8.4^{+0.7}_{-0.7}$
2008-06-12	Swift	90030002	3.25	9	$5.5^{+0.7}_{-0.6}$
2009-01-18	Swift	90030003	2.75	9	$5.0^{+0.7}_{-0.6}$
2012-06-11	Swift	91438001	1.26	9	$6.8^{+1.2}_{-1.0}$
2012-06-18	Swift	91438002	0.37	9	$9^{+3}_{-2}$
2012-06-22	Swift	91438004	0.42	9	$8.4^{+2.5}_{-1.9}$
2012-06-25	Swift	91438005	0.17	9	$9^{+4}_{-3}$
2012-06-26	Swift	91438006	0.36	9	$10^{+3}_{-2}$
2012-06-28	Swift	91438007	0.5	9	$7.8^{+2.2}_{-1.7}$
2012-07-01	Swift	91438008	5.88	9	$11.5^{+0.7}_{-0.6}$
2019-09-29	CPГ		48.3, 55.0	10	$6.31^{+0.11}_{-0.11}$
2019-10-20	CPГ		37.7, 39.0	10	$7.13^{+0.05}_{-0.05}$
2019-10-25	XMM-Newton	852980501	14.4	10	$7.51^{+0.13}_{-0.13}$
2019-11-23	CPГ		37.0, 38.3	10	$8.55^{+0.06}_{-0.06}$
2019-11-24	XMM-Newton	852980301	12.7	10	$9.43^{+0.15}_{-0.15}$
2019-11-26	XMM-Newton	852980401	17.3	10	$9.16^{+0.13}_{-0.13}$
2019-11-26	CPГ		39.8	10	$8.40^{+0.07}_{-0.07}$

**Примечание.** Ссылки: (1) Тананбаум и др. (1986), (2) Нандра и др. (1995), (3) Джож и др. (2000), (4) Пейдж и др. (2004), (5) Хименес-Байлон и др. (2005), (6) Пиконсэли и др. (2005), (7) Харокорзо и др. (2007), (8) Парк и др. (2008), (9) Шеммер и др. (2014), (10) эта работа.  $L_X$  — поправленная за поглощение в Галактике светимость в диапазоне энергий 2–10 кэВ в системе отсчета квазара.



**Рис. 8.** Изменение параметров спектральной модели  $PL + GAUSS + PEXRAV$  в ходе наблюдений обсерваторий CPT (оранжевый цвет) и XMM-Newton (зеленый цвет) осенью 2019 г. Показаны (сверху вниз): наклон степенной компоненты, поток в степенной компоненте (в единицах  $10^{-13}$  эрг/с/см<sup>2</sup>), эквивалентная ширина линии железа и относительная нормировка отраженной компоненты (см. табл. 4 и 5).



**Рис. 9.** Долговременная эволюция рентгеновской светимости квазара PG 1634+706. Светимость приведена в диапазоне энергий 2–10 кэВ в системе отсчета источника. Показаны  $1\sigma$ -статистические погрешности измерений. На нижней оси отложены даты наблюдений, на верхней — время, прошедшее с момента первого наблюдения в системе покоя источника.

других работах (см., например, Трахтенброт и др., 2017).

Помимо спектральных свойств мы исследовали переменность рентгеновского излучения квазара PG 1634+706. На временах порядка нескольких часов (здесь и далее все временные интервалы приводятся в системе покоя квазара) его рентгеновская светимость не демонстрирует статистически значимой переменности. Однако светимость заметно менялась от наблюдения к наблюдению осенью 2019 г., увеличившись примерно на 50% за ~25 дней. Сравнение этих новых измерений обсерваторий СРГ и ХММ-Newton с предыдущими измерениями других рентгеновских обсерваторий показало, что за всю 17-летнюю историю наблюдений квазара PG 1634+706 его рентгеновская светимость варьировалась не более чем в 2.5 раза, а вариации на масштабах времени нескольких недель и нескольких лет сравнимы по амплитуде.

Интересно рассмотреть эти результаты в общем контексте рентгеновской переменности АЯГ. В недавней работе Прохоренко и др. (2021) на основе представительной выборки ярких в рентгене квазаров из оптического спектроскопического обзора SDSS, по данным обзора всего неба СРГ/еРОЗИТА и архивным данным обсерватории ХММ-Newton было установлено, что характерная амплитуда рентгеновской переменности квазаров медленно растет со временем, но уменьшается со светимостью. Для квазаров со светимостью  $\sim 10^{46}$  эрг/с характерная амплитуда переменности (отношение случайной пары потоков) на масштабах времени 10–20 лет составляет  $\sim 1.4$  со значительной дисперсией от объекта к объекту. Таким образом, квазар PG 1634+706 не выглядит примечательным в том, что касается рентгеновской переменности, среди квазаров со сравнимой светимостью.

В исследовании были использованы данные телескопов ART-XC и еРОЗИТА на борту обсерватории СРГ. Обсерватория СРГ разработана в АО “НПО Лавочкина” (входит в госкорпорацию “Роскосмос”) при участии Германского центра авиации и космонавтики (DLR) в рамках Федеральной космической программы России по заказу Российской академии наук. Рентгеновский телескоп еРОЗИТА изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной астрофизики Общества им. Макса Планка при поддержке DLR. Команда телескопа ART-XC благодарит госкорпорацию “Роскосмос”, Российскую академию наук и госкорпорацию “Росатом” за поддержку разработки и создания телескопа ART-XC, а также АО “НПО Лавочкина” и партнеров за создание и работу с космическим аппаратом и платформой “Навигатор”. Используемые в настоящей работе

данные телескопа еРОЗИТА обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом еРОЗИТА, и программного обеспечения для обработки и анализа данных, разработанного российским консорциумом телескопа еРОЗИТА. Это исследование было проведено при поддержке грантов РНФ 21-12-00343 и 19-12-00396 в части обработки данных телескопов еРОЗИТА и ART-XC соответственно.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ананна и др. (T.T. Ananna, A.K. Weigel, B. Trakhtenbrot, M.J. Koss, C.M. Urry, C. Ricci, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **261**, 9 (2022).
2. Андерс, Гривес (E. Anders and N. Grevesse), *Geochimica et Cosmochimica Acta* **53**, 197 (1989).
3. Арно (K.A. Arnaud), in G.H. Jacoby and J. Barnes (eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, Vol. 101 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 17 (1996).
4. Босэй и др. (R. Boissay, C. Ricci, and S. Paltani), *Astron. Astrophys.* **588**, A70 (2016).
5. Брайтман и др. (M. Brightman, J.D. Silverman, V. Mainieri, Y. Ueda, M. Schramm, K. Matsuoka, et al.), *MNRAS* **433**, 2485 (2013).
6. Васудеван и др. (R.V. Vasudevan and A.C. Fabian), *MNRAS* **381**, 1235 (2007).
7. Вилмс и др. (J. Wilms, A. Allen, and R. McCray), *Astrophys. J.* **542**, 914 (2000).
8. Вилмс и др. (J. Wilms, A. Allen, and R. McCray), *Astrophys. J.* **542**, 914 (2000).
9. Воан и др. (S. Vaughan, R. Edelson, R.S. Warwick, and P. Uttley), *MNRAS* **345**, 1271 (2003).
10. Грин и др. (R.F. Green, M. Schmidt, and J. Liebert), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **61**, 305 (1986).
11. Гуаницци и др. (M. Guainazzi and S. Bianchi), *MNRAS* **374**, 1290 (2007).
12. Джин и др. (C. Jin, M. Ward, C. Done, and J. Gelbord), *MNRAS* **420**, 1825 (2012).
13. Джозж и др. (I.M. George, T.J. Turner, T. Yaqoob, H. Netzer, A. Laor, R.F. Mushotzky, et al.), *Astrophys. J.* **531**, 52 (2000).
14. Джордж, Фабиан (I.M. George and A.C. Fabian), *MNRAS* **249**, 352 (1991).
15. Келли и др. (B.C. Kelly, J. Bechtold, J.R. Trump, M. Vestergaard, and A. Siemiginowska), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **176**, 355 (2008).
16. Кравчук и др. (C.M. Krawczyk, G.T. Richards, S.S. Mehta, M.S. Vogeley, S.C. Gallagher, K.M. Leighly, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **206**, 4 (2013).
17. Лайк и др. (B.W. Lyke, A.N. Higley, J.N. McLane, D.P. Schurhammer, A.D. Myers, A.J. Ross, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **250**, 8 (2020).
18. Мадиарз, Здзярски (P. Magdziarz and A.A. Zdziarski), *MNRAS* **273**, 837 (1995).
19. Малиция и др. (A. Malizia, S. Sazonov, L. Bassani, E. Pian, V. Beckmann, M. Molina, et al.), *New Astron. Rev.* **90**, 101545 (2020).

20. Миллер и др. (J.M. Miller), *Ann. Rev. of Astron. and Astrophys.* **45**, 441 (2007).
21. Нандра и др. (K. Nandra, A.C. Fabian, W.N. Brandt, H. Kunieda, M.atsuoka, T. Mihara, et al.), *MNRAS* **276**, 1 (1995).
22. Наякшин и др. (S. Nayakshin, D. Kazanas, and T.R. Kallman), *Astrophys. J.* **537**, 833 (2000).
23. Неелеман и др. (M. Neeleman, J.X. Prochaska, J. Ribaud, N. Lehner, J.C. Howk, M. Rafelski, et al.), *Astrophys. J.* **818**, 113 (2016).
24. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, A. Tkachenko, V. Levin, N. Alexandrovich, V. Arefiev, V. Babyshkin, et al.), *Astron. Astrophys.* **650**, A42 (2021).
25. Парк и др. (T. Park, D.A. van Dyk, and A. Siemiginowska), *Astrophys. J.* **688**, 807 (2008).
26. Пейдж и др. (K.L. Page, J.N. Reeves, P.T. O'Brien, M.J.L. Turner, and D.M. Worrall), *MNRAS* **353**, 133 (2004).
27. Пиконсэли и др. (E. Piconcelli, E. Jimenez-Bailón, M. Guainazzi, N. Schartel, P.M. Rodríguez-Pascual, and M. Santos-Lleó), *Astron. Astrophys.* **432**, 15 (2005).
28. Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A1 (2021).
29. Прохоренко С.А., Сазонов С.Ю. Письма в Астрон. журн. **47**, 537 (2021) [S.A. Prokhorenko and S.Y. Sazonov, *Astron. Lett.*, **47**, 515 (2021)].
30. Ричардс и др. (G.T. Richards, M. Lacy, L.J. Storrie-Lombardi, P.B. Hall, S.C. Gallagher, D.C. Hines, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **166**, 470 (2006).
31. Ричи и др. (C. Ricci, B. Trakhtenbrot, M.J. Koss, Y. Ueda, I. Del Vecchio, E. Treister, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **233**, 17 (2017).
32. Росс, Фабиан (R.R. Ross and A.C. Fabian), *MNRAS* **358**, 211 (2005).
33. Сазонов и др. (S.Y. Sazonov, J.P. Ostriker, and R.A. Sunyaev), *MNRAS* **347**, 144 (2004).
34. Сазонов и др. (S. Sazonov, S.P. Willner, A.D. Goulding, R.C. Hickox, V. Gorjian, M.W. Werner, et al.), *Astrophys. J.* **757**, 181 (2012).
35. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A132 (2021).
36. Тананбаум и др. (H. Tananbaum, Y. Avni, R.F. Green, M. Schmidt, and G. Zamorani), *Astrophys. J.* **305**, 57 (1986).
37. Тёрнер и др. (T.J. Turner, I.M. George, K. Nandra, and D. Turcan), *Astrophys. J.* **524**, 667 (1999).
38. Трахтенброт и др. (B. Trakhtenbrot, C. Ricci, M.J. Koss, K. Schawinski, R. Mushotzky, Y. Ueda, et al.), *MNRAS* **470**, 800 (2017).
39. Харокорзо и др. (S.A.R. Haro-Corzo, L. Binette, Y. Krongold, E. Benitez, A. Humphrey, F. Nicastro, et al.), *Astrophys. J.* **662**, 145 (2007).
40. Хименес-Байлон и др. (E. Jiménez-Bailón, E. Piconcelli, M. Guainazzi, N. Schartel, P.M. Rodríguez-Pascual, and M. Santos-Lleó), *Astron. Astrophys.* **435**, 449 (2005).
41. Хорунжев Г.А., Сазонов С.Ю., Буренин П.А., Ткаченко А.Ю., Письма в Астрон. журн. **38**, 539 (2012) [G.A. Khorunzhev, S.Y. Sazonov, R.A. Burenin, and A.Y. Tkachenko, *Astron. Lett.* **38**, 475 (2012)].
42. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **24**, 337 (1973).
43. Шеммер и др. (O. Shemmer, W.N. Brandt, H. Netzer, R. Maiolino, and S. Kaspi), *Astrophys. J.* **682**, 81 (2008).
44. Шеммер и др. (O. Shemmer, W.N. Brandt, M. Paolillo, S. Kaspi, C. Vignali, M.S. Stein, et al.), *Astrophys. J.* **783**, 116 (2014).
45. Шенг и др. (Z. Shang, M.S. Brotherton, B.J. Wills, D. Wills, S.L. Cales, D.A. Dale, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **196**, 2 (2011).
46. Элвис и др. (M. Elvis, B.J. Wilkes, J.C. McDowell, R.F. Green, J. Bechtold, S.P. Willner, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **95**, 1 (1994).
47. де Роса и др. (A. de Rosa, F. Panessa, L. Bassani, A. Bazzano, A. Bird, R. Landi, et al.), *MNRAS* **420**, 2087 (2012).
48. Элвис и др. (M. Elvis, F.J. Lockman, and B.J. Wilkes), *Astron. J.* **97**, 777 (1989).
49. Янсен и др. (F. Jansen, D. Lumb, B. Altieri, J. Clavel, M. Ehle, C. Erd, et al.), *Astron. Astrophys.* **365**, L1 (2001).

## ОБЗОР ПЛОСКОСТИ ГАЛАКТИКИ В ОБЛАСТИ ГАЛАКТИЧЕСКОЙ ДОЛГОТЫ $l \simeq 20^\circ$ ТЕЛЕСКОПОМ ART-XC ОБСЕРВАТОРИИ СРГ. КАТАЛОГ ИСТОЧНИКОВ

© 2023 г. Д. И. Карасев<sup>1\*</sup>, А. Н. Семена<sup>1</sup>, И. А. Мереминский<sup>1</sup>, А. А. Лутовинов<sup>1</sup>, Р. А. Буренин<sup>1</sup>, Р. А. Кривонос<sup>1</sup>, С. Ю. Сазонов<sup>1</sup>, В. А. Арефьев<sup>1</sup>, М. В. Бунтов<sup>1</sup>, И. Ю. Лапшов<sup>1</sup>, В. В. Левин<sup>1</sup>, М. Н. Павлинский<sup>1</sup>, А. Ю. Ткаченко<sup>1</sup>, А. Е. Штыковский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 20.10.2023 г.

После доработки 20.10.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

Представлен каталог источников, зарегистрированных рентгеновским телескопом ART-XC им. М.Н. Павлинского космической обсерватории СРГ во время наблюдений области галактической плоскости вблизи долготы  $l \simeq 20^\circ$  (поле L20) в октябре 2019 г. Поле L20 наблюдалось 4 раза в режиме сканирования, что позволило получить равномерное покрытие области неба общей площадью  $\simeq 24$  кв. градусов с медианной чувствительностью  $8 \times 10^{-13}$  эрг  $\text{с}^{-1}$   $\text{см}^{-2}$  (при полноте детектирования 50%) в диапазоне энергий 4–12 кэВ. В результате удалось значимо зарегистрировать 29 рентгеновских источников, из которых 11 ранее не детектировались другими обсерваториями. Предварительные оценки показывают, что четыре из них, предположительно, могут иметь внегалактическую природу. Также показано, что источник SRGA J183220.1–103508 (CXOGSG J183220.8–103510), вероятнее всего, является скоплением галактик, содержащим яркую радиогалактику, на красном смещении  $z \simeq 0.121$ .

*Ключевые слова:* галактическая плоскость, рентгеновские обзоры неба, каталог источников, SRGA J183220.1–103508, CXOGSG J183220.8–103510, IGR J18214–1318.

DOI: 10.31857/S0320010823110037, EDN: NPZDDG

### ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее интересных для изучения областей неба является галактическая плоскость, населенная большим количеством рентгеновских источников различной природы. Среди них имеются катаклизмические переменные, рентгеновские двойные системы (массивные и маломассивные), а также протяженные источники рентгеновского излучения, такие как остатки вспышек сверхновых, пульсарные туманности и др. Глубокие наблюдения галактической плоскости позволяют обнаруживать все большее количество рентгеновских источников в нашей Галактике (см., например, обзоры обсерватории ИНТЕГРАЛ, Мольков и др., 2004; Ревнивцев и др., 2006; Бёрд и др., 2006; Кривонос и др., 2012, 2017) и изучать статистические и пространственные распределения объектов различных классов.

В 2019 г. после запуска космической обсерватории Спектр–Рентген–Гамма (СРГ, Сюняев и

др., 2021), прежде чем переходить к выполнению основной ее задачи — обзору всего неба, необходимо было протестировать и изучить характеристики приборов обсерватории в реальных условиях. На этом этапе “калибровки и проверки работоспособности” (Calibration and performance verification, CalPV), в частности, требовалось выяснить возможности телескопов по изучению слабых источников рентгеновского излучения, расположенных вблизи плоскости Галактики. Тестовая площадка на небе для решения этой задачи подбиралась таким образом, чтобы она была удалена от слишком ярких рентгеновских источников (которые могли бы существенно ухудшить фоновые условия при детектировании слабых источников) и областей со значительным межзвездным поглощением, что критически важно для наблюдений с помощью телескопа eРОЗИТА (Предел и др., 2021), работающего в мягком рентгеновском диапазоне энергий. В результате было выбрано галактическое поле размером  $\simeq 6^\circ \times 4^\circ$  с координатами центра  $l \simeq 20^\circ, b \simeq 0^\circ$ , которое мы будем в дальнейшем называть полем L20.

\*Электронный адрес: dkarasev@cosmos.ru

**Таблица 1.** Список сканирующих наблюдений поля L20, проведенных рентгеновским телескопом ART-XC в CalPV фазе

<i>N</i>	Obs. ID	TSTART, UTC	RA, градус	Dec, градус	Эксп., кс
1	50000600100	2019-10-13 05:59	274.6405	-13.1485	50
2	50000700100	2019-10-13 20:48	274.6384	-13.0986	50
3	50000800100	2019-10-15 16:52	274.6362	-13.0486	50
4	50000900100	2019-10-16 07:42	274.6340	-12.9987	50

Хотя программа CalPV в первую очередь предназначена для проверки работоспособности приборов, эти данные также подходят и для научных исследований. В настоящей работе мы представляем результаты глубокого обзора области галактической плоскости L20, основанного на данных телескопа ART-XC им. М.Н. Павлинского (Павлинский и др., 2021), полученных в октябре 2019 г.

### НАБЛЮДЕНИЯ

Рентгеновский телескоп с оптикой косоугольного падения ART-XC состоит из семи одинаковых модулей, чувствительных в диапазоне энергий 4–30 кэВ (с максимумом эффективной площади в диапазоне энергий 7–11 кэВ). Поле зрения имеет диаметр 36', что позволяет проводить широкоугольные обзоры неба на относительно высоких энергиях с высокой чувствительностью и однородностью. Дополнительными преимуществами телескопа являются высокая стабильность инструментального фона благодаря расположению обсерватории СРГ в точке либрации L2 системы Солнце–Земля и защита детектора от боковой засветки рентгеновскими фотонами (Павлинский и др., 2021).

В фазе калибровки и проверки работоспособности телескоп ART-XC наблюдал поле L20 в течение примерно 200 кс в режиме сканирования. Благодаря этому режиму обсерватория СРГ может проводить исследования участков неба, размеры которых существенно превышают размеры поля зрения его телескопов. Делается это с помощью медленного прохода по “змейке” через нужную область на небе (Павлинский и др., 2021). Кроме того, этот режим наблюдений благоприятен с точки зрения равномерности получаемой экспозиции и качества фона.

При наблюдениях поля L20 было проведено четыре скана в период с 13 по 16 октября 2019 г. (см. табл. 1 и рис. 1). При этом в каждом скане покрывалась схожая область неба размером  $\simeq 6^\circ \times 4^\circ$ , а траектории движения поля зрения телескопа в разных наблюдениях повторялись за исключением небольшого  $\simeq 1.5'$  смещения по склонению. Благодаря выбранной стратегии удалось покрыть

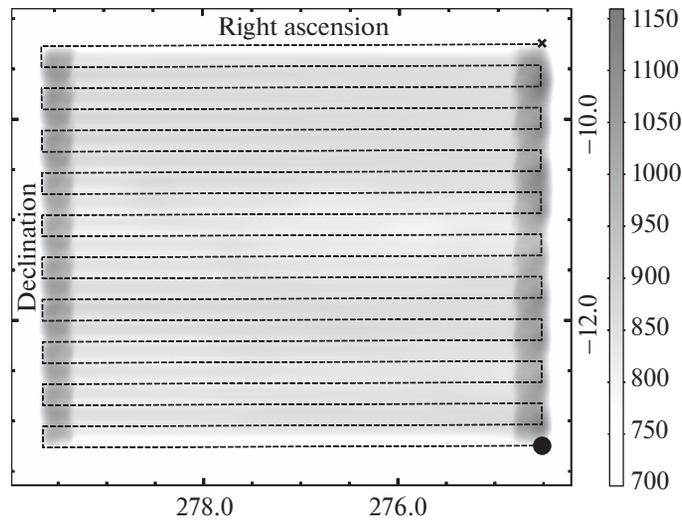
поле L20 площадью  $\simeq 24$  кв. градусов с медианной эффективной экспозицией  $\simeq 830$  с.

### ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Для детектирования источников в исследуемом поле использовался метод, основанный на сравнении вероятностей наблюдаемого ансамбля событий для модели, включающей фон и точечный источник в заданном положении на небе или только фон, который является оптимальным для выбора модели (Семена и др., 2023а). Указанный алгоритм ранее успешно применялся для детектирования источников в поле галактического балджа (Семена и др., 2023b), а также согласуется с методами обработки, применявшимися при получении каталога источников обзора всего неба телескопа ART-XC (Павлинский и др., 2022).

При отборе источников в исследуемом поле мы руководствовались в первую очередь достижением высокой чистоты получаемого каталога, т.е. низкой доли ложных источников в нем. Для этого было проведено Монте-Карло моделирование пустого поля, с фоном частиц, фоном неба и экспозицией, эквивалентными обзору поля L20. В результате был выбран постоянный порог детектирования (в терминах функции правдоподобия)  $\Delta \ln L > 11.4$ , который обеспечивает математическое ожидание числа ложных источников  $N_{\text{false}} = 1$  и постоянную плотность ложных источников во всем поле (подробнее см. Семена и др., 2023а).

Чувствительность обзора (т.е. рентгеновский поток источника, регистрируемого с заданной вероятностью) для используемого алгоритма зависит от интегральной характеристики, определяемой фоновыми условиями и отклонением источника от оптической оси в каждый момент наблюдения. При постоянном темпе счета фона, наблюдавшемся во время выполнения обзора, чувствительность в точке оказывается приблизительно пропорциональна виньетированной экспозиции. Интеграл полноты детектирования в зависимости от рентгеновского потока источника показан на рис. 2. Медианное значение чувствительности нашего обзора при полноте 50% составляет  $8 \times 10^{-13}$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ .

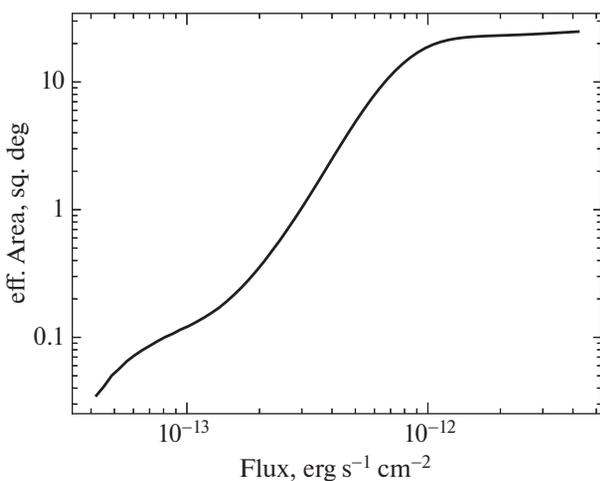


**Рис. 1.** Карта экспозиции обзора галактического поля L20, выполненного телескопом ART-XC. Черная линия показывает траекторию (“змейку”) движения центра поля зрения телескопа ART-XC в ходе одного из сканирующих наблюдений. Черным кружком отмечена точка начала сканирования, крестиком — точка окончания.

### КАТАЛОГ ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ

Каталог источников, зарегистрированных телескопом ART-XC в поле L20 во время наблюдений в октябре 2019 г., включает 29 объектов. На рис. 3 представлено изображение области неба L20 в диапазоне энергий 4–12 кэВ, полученное телескопом ART-XC, с указанием обнаруженных источников. Список всех источников с координатами, потоками и другой информацией приведен в табл. 2, а ее содержание описано ниже.

Столбец (1) “Id” — номер источника в каталоге.



**Рис. 2.**  $A_{\text{эф}} = \int \eta d\Omega$  — интеграл полноты детектирования ( $\eta$  — вероятность детектирования рентгеновского источника с заданным потоком с заданного направления неба) в зависимости от потока источника по всей площади обзора.

Столбец (2) “Имя” — название источника в каталоге. Приставка “SRGA” указывает на то, что источник зарегистрирован телескопом ART-XC обсерватории СРГ, а последующее числовое обозначение соответствует координатам источника на небе (J2000).

Столбцы (3, 4) “RA, Dec” — экваториальные координаты источника (J2000).

Столбец (5) “Ошибка лок.” — статистическая ошибка в угловых секундах на координаты источника.

Столбец (5) “Поток” — усредненный по времени поток источника в диапазоне энергий 4–12 кэВ и соответствующая погрешность.

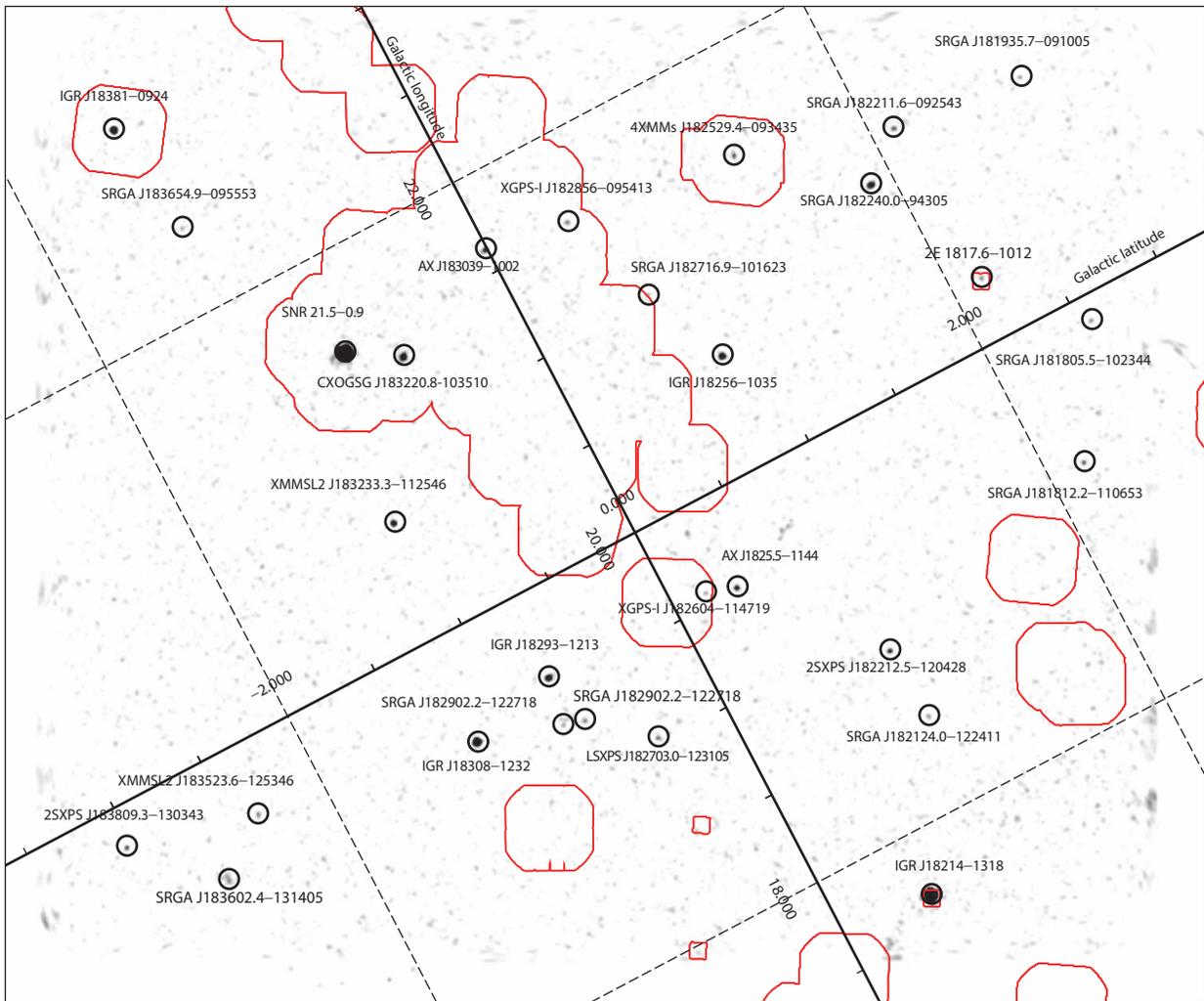
Столбец (6) “ $\Delta \ln L$ ” — вероятность обнаружения источника (подробнее см. в тексте).

Столбец (7) “Известное имя” — общеизвестное название источника (если он уже был открыт и изучался ранее).

Столбец (8) “Класс” — астрофизический класс объекта.

Столбец (9) “Ссылки” — для хорошо изученных источников приведены ссылки на работы, в которых впервые установлена природа объекта, для малоизученных — на работы/каталоги, где впервые сообщается об открытии источника.

Используемые аббревиатуры и сокращения: АЯГ — активные ядра галактик; НМХВ — массивные рентгеновские двойные системы; ЛМХВ — маломассивные рентгеновские двойные системы; КП — катаклизмические переменные; ПП — промежуточные поляры; SNR — остатки сверхновых.



**Рис. 3.** Карта вероятности обнаружения точечных источников ( $\Delta \ln L$ , поисковая карта) в поле L20. Отмечены все зарегистрированные в обзоре объекты, для которых  $\Delta \ln L > 11.4$ . Новые источники (открытые телескопом ART-XC) имеют в названии приставку “SRGA”. Красными контурами отмечены границы обзора XGPS/XMM-Newton и области других глубоких точечных наблюдений обсерватории XMM-Newton в поле L20.

Чтобы выявить ранее известные рентгеновские источники в каталоге обзора L20, мы сопоставили его с каталогом источников, обнаруженных телескопом ART-XC в ходе первого года обзора всего неба обсерватории СРГ (в декабре 2019 г. – декабре 2020 г., Павлинский и др., 2022) и с каталогами источников других рентгеновских миссий. А именно, использовались каталог 4XMM-DR13 обсерватории XMM-Newton (Вебб и др., 2020), каталог CSC2 обсерватории Chandra (Эванс и др., 2010), каталог обзора галактической плоскости обсерватории ASCA (Сугизаки и др., 2001), каталоги обсерваторий ИНТЕГРАЛ (Кривонос и др., 2022; Бёрд и др., 2006) и Swift (Эванс и др., 2020, 2023).

#### *Известные источники в обзоре*

Рассматриваемое поле L20 ранее полностью или частично наблюдалось другими рентгеновски-

ми обсерваториями в рамках обзорных программ и точечных наблюдений. Поэтому 18 из 29 зарегистрированных телескопом ART-XC источников уже были известны ранее как рентгеновские источники, а 8 из них были ранее классифицированы с помощью многоволновых наблюдений. В табл. 3 приведена статистика по этим объектам, и видно, что даже эта небольшая выборка очень разнообразна. Для сравнения, в области галактического балджа, где телескопом ART-XC был сделан схожий обзор, преобладают катаклизмические переменные (Семена и др., 2023b).

Необходимо подчеркнуть, что использованный при детектировании источников алгоритм разрабатывался для поиска точечных источников (Семена и др., 2023a). Протяженное излучение может также производить сигнал, превышающий порог детектирования, но получаемые при этом значения

Таблица 2. Каталог источников, обнаруженных в поле L20 телескопом SRG/ART-XC

Id	Имя	RA, градус	Dec, градус	Ошибка лок., 68% (90%), "	Поток, $\times 10^{-12}$ , эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$	$\Delta \ln L$	Известное имя	Класс	Ссылки
N001	<b>SRGA J181805.5-102344</b>	274.5229	-10.3957	17.1(24.7)	$0.55^{+0.13}_{-0.10}$	14.8			
N002	<b>SRGA J181812.2-110653</b>	274.5508	-11.1147	14.3(20.9)	$0.82^{+0.19}_{-0.11}$	19.9			
N003	<b>SRGA J181935.7-091005</b>	274.8987	-9.1679	19.8(28.4)	$0.89^{+0.32}_{-0.23}$	12.2			1
N004	SRGA J182022.1-101106	275.0919	-10.1851	20.1(28.9)	$0.46^{+0.18}_{-0.13}$	12.0	2E 1817.6-1012	Т Тельца	
N005	SRGA J182120.2-131836	275.3343	-13.3100	8.3(12.1)	$33.08^{+1.03}_{-0.93}$	1767.2	IGR J18214-1318	HMXB	2
N006	<b>SRGA J182124.0-122411</b>	275.3501	-12.4029	19.0(27.4)	$1.05^{+0.42}_{-0.18}$	11.8			
N007	<b>SRGA J182211.6-092543</b>	275.5482	-9.4286	18.2(25.6)	$0.82^{+0.27}_{-0.09}$	19.1			
N008	SRGA J182212.8-120423	275.5533	-12.0731	13.3(19.0)	$1.61^{+0.25}_{-0.22}$	32.6	2SXPS J182212.5-120428		3
N009	<b>SRGA J182240.0-094305</b>	275.6667	-9.7181	13.0(18.6)	$1.95^{+0.34}_{-0.27}$	63.9			
N010	SRGA J182525.1-114529	276.3545	-11.7582	15.3(21.4)	$1.50^{+0.22}_{-0.16}$	38.8	AX J1825.5-1144		4
N011	SRGA J182529.5-093417	276.3731	-9.5714	18.6(27.3)	$0.95^{+0.18}_{-0.16}$	21.4	4XMMs J182529.4-093435		5
N012	SRGA J182543.7-103501	276.4321	-10.5837	11.7(16.9)	$2.13^{+0.32}_{-0.28}$	72.7	IGR J18256-1035	LXMB	6
N013	SRGA J182603.5-114708	276.5146	-11.7855	16.2(23.4)	$1.11^{+0.35}_{-0.22}$	13.9	XGPS-I J182604-114719		7
N014	SRGA J182704.0-123106	276.7668	-12.5185	16.3(23.7)	$0.78^{+0.19}_{-0.14}$	17.0	LSXPS J182703.0-123105		8
N015	<b>SRGA J182716.9-101623</b>	276.8206	-10.2731	18.1(26.8)	$0.56^{+0.25}_{-0.11}$	11.7			
N016	<b>SRGA J182834.2-122557</b>	277.1424	-12.4324	23.3(32.3)	$0.60^{+0.27}_{-0.06}$	12.0			
N017	SRGA J182856.8-095429	277.2366	-9.9081	20.6(29.3)	$0.75^{+0.24}_{-0.18}$	13.9	XGPS-I J182856-095413		7
N018	<b>SRGA J182902.2-122718</b>	277.2590	-12.4549	17.0(24.7)	$0.65^{+0.23}_{-0.11}$	12.5			
N019	SRGA J182920.4-121254	277.3350	-12.2149	12.1(17.1)	$2.71^{+0.20}_{-0.21}$	89.3	IGR J18293-1213	КП/ПП	9
N020	SRGA J183037.9-100247	277.6578	-10.0464	13.9(19.6)	$1.57^{+0.29}_{-0.19}$	43.2	AX J183039-1002	АЯГ	10
N021	SRGA J183050.3-123221	277.7096	-12.5390	10.1(14.5)	$4.35^{+0.43}_{-0.27}$	205.3	IGR J18308-1232	КП/ПП	11
N022	SRGA J183220.1-103508	278.0836	-10.5855	14.1(19.9)	$1.64^{+0.27}_{-0.14}$	54.8	CXOGSG J183220.8-103510		12
N023	SRGA J183233.7-112547	278.1403	-11.4298	12.3(17.6)	$2.05^{+0.28}_{-0.21}$	73.3	XMMSL2 J183233.3-112546		13
N024	SRGA J183333.6-103403	278.3901	-10.5674	7.8(10.3)	~25*	2473.1	SNR 21.5-0.9	SNR/Пульсар	14
N025	SRGA J183525.2-125404	278.8551	-12.9012	17.3(24.7)	$1.01^{+0.30}_{-0.18}$	15.4	XMMSL2 J183523.6-125346		13
N026	<b>SRGA J183602.4-131405</b>	279.0099	-13.2348	21.5(30.9)	$1.00^{+0.28}_{-0.21}$	12.2			
N027	<b>SRGA J183654.9-095553</b>	279.2288	-9.9315	16.8(24.7)	$0.77^{+0.30}_{-0.14}$	11.4			
N028	SRGA J183810.0-130336	279.5415	-13.0601	14.5(21.5)	$0.81^{+0.20}_{-0.12}$	23.7	2SXPS J183809.3-130343		3
N029	SRGA J183818.7-092552	279.5781	-9.4311	10.7(15.2)	$2.80^{+0.36}_{-0.27}$	143.8	IGR J18381-0924	АЯГ	15

\* Алгоритм поиска источников, используемый в работе, разработан для поиска точечных источников. Указанный источник протяженный и поэтому мы допускаем некоторую неточность в определении его потока (подробнее см. текст). **Примечание.** (1) Фигельсон и Декампли (1981), (2) Батлер и др. (2009), (3) Эванс и др. (2020), (4) Сутизак и др. (2001), (5) Вебб и др. (2020), (6) Мазетти и др. (2013), (7) Хэндс и др. (2023), (8) Эванс и др. (2023), (9) Клавель и др. (2016), (10) Малиция и др. (2023), (11) Бернардини и др. (2012), (12) Эванс и др. (2010), (13) ХММ-SSC (2018), (14) Бекер и др. (1981), (15) Томсик и др. (2016).

**Таблица 3.** Статистика источников известной природы в поле L20, зарегистрированных в обзоре телескопа ART-XC

Класс	Количество
АЯГ	2
НМХВ	1
LMXB	1
КП/ПП	2
T Тельца	1
SNR/Пульсар	1

статистики детектирования и потоков будут некорректны. Частным случаем являются протяженные объекты с размерами порядка функции размытия точечного источника (ФРТИ) телескопа ( $\approx 53''$ , в среднем для режима обзора, Павлинский и др., 2021). Для таких источников порог детектирования будет примерно таким же, как для точечных источников, а оцениваемый поток будет близок к интегралу поверхностной яркости источника. Примером такой регистрации является остаток вспышки сверхновой SNR 21.5–0.9 — один из ярчайших источников в поле L20, имеющий размер  $\approx 85''$  (Матсон, Сафи-Харб, 2010).

#### *Новые и неклассифицированные источники*

Помимо известных рентгеновских источников, с помощью телескопа ART-XC в поле L20 удалось зарегистрировать 11 новых объектов (выделены жирным шрифтом в табл. 2). Большинство из них находятся в областях, не покрытых глубокими наблюдениями других рентгеновских обсерваторий.

В частности, наиболее глубокое исследование, охватывающее часть поля L20, ранее было проведено обсерваторией XMM-Newton по программе XMM-Newton Galactic Plane Survey (XGPS, Хэндс и др. 2004). На рис. 3 красными контурами показаны область XGPS и зоны других точечных наблюдений обсерватории XMM-Newton. Все новые источники, открытые в обзоре ART-XC (обозначены SRGA), лежат за пределами этих контуров.

Мы провели предварительный поиск возможных компаньонов в других энергетических диапазонах для всех новых рентгеновских источников из обзора L20. В ряде случаев это позволило сделать предварительные выводы об их природе. Так, сравнивая список объектов ART-XC с каталогом обзора неба в радиодиапазоне VLASS (Гордон и др., 2021), мы установили, что в радиусы ошибок четырех новых рентгеновских источников из поля

L20 попадают достаточно яркие радиоисточники. Более того, все эти радиоисточники совпадают с источниками из инфракрасных обзоров Spitzer (Научный центр обсерватории Spitzer, 2009) или WISE (Марокко и др., 2021), причем ИК-цвета этих компаньонов (см. табл. 4) характерны для АЯГ (Штерн и др., 2012). Таким образом, эти четыре источника скорее всего являются АЯГ. Отметим, что вероятный радио/ИК-компаньон источника SRGA J182124.0–122411 ранее уже был классифицирован как квазар и внесен в Большой астрометрический каталог квазаров 3 (LQAC-3, Сукай и др. 2015).

Среди зарегистрированных телескопом ART-XC в поле L20 объектов есть также несколько ранее известных рентгеновских источников неизвестной природы. Два из них по описанным выше критериям также напоминают АЯГ (см. нижнюю часть табл. 4). Причем мягкий рентгеновский компаньон (XGPS-I J182856–095413) одного из них (SRGA J182856.8–095429) уже рассматривается ранее как внегалактический объект на основании анализа рентгеновских данных обсерватории XMM-Newton (Мотч и др., 2010).

Второй источник — SRGA J183220.1–103508 — расположен примерно в  $20'$  от остатка вспышки сверхновой SNR 21.5–0.9, который раньше неоднократно наблюдался разными рентгеновскими телескопами в качестве калибровочной мишени. В каталогах обсерваторий Chandra (Ванг и др., 2016) и XMM-Newton (Вебб и др., 2020) этот источник, известный под именем CXOGSG J183220.8–103510, отмечен как протяженный. Кроме того, он совпадает с ярким (1.1 Ян) радиоисточником. Совокупность этих характеристик и имеющиеся наблюдательные данные обуславливают повышенный интерес к этому объекту и позволяют исследовать его природу более подробно.

#### *SRGA J183220.1–103508*

Чтобы исследовать морфологию источника, мы сложили изображения, полученные телескопом Chandra в 2000 г. (ObsIDs: 1842, 1843), в которых объект располагался близко к оптической оси телескопа. На суммарном фотонном изображении (рис. 4) хорошо видно, что источник состоит из двух компонент — точечной и протяженной, при этом положение точечного рентгеновского источника близко к положению радиоисточника, угловой размер которого, определенный методом радиоинтерферометрии, составляет гораздо меньше  $1''$  (Корюкова и др., 2022; де Витт и др., 2023). При этом вклад точечного источника в полный поток составляет около 50%.

**Таблица 4.** Возможные радиокомпаньоны источников SRGA из обзора поля L20 по данным обзора VLASS и их ИК-цвета по данным обзора GLIMPSE/Spitzer (либо CatWISE2020/WISE, отмечено)

Имя	Радиокомпаньон	RA градус	DEC градус	Поток <sub>VLASS</sub> мЯн	И1-И2 (или W1-W2)	И3-И4
SRGA J181812.2-110653	VLASS1QLCIR J181811.98-110659.3	274.5499	-11.1165	281.52 ± 2.84	1.09 ± 0.19	0.56 ± 0.18
SRGA J181935.7-091005	VLASS1QLCIR J181934.70-090959.9	274.8946	-9.1667	2.22 ± 0.45	1.26 ± 0.06 <sup>W</sup>	—
SRGA J182124.0-122411	VLASS1QLCIR J182123.27-122412.6 <sup>Q3</sup>	275.3470	-12.4035	29.14 ± 0.32	0.85 ± 0.13	0.55 ± 0.14
SRGA J183602.4-131405	VLASS1QLCIR J183600.93-131352.0	279.0039	-13.2311	5.86 ± 0.35	0.74 ± 0.25	—
SRGA J182856.8-095429	—	277.2337 <sup>X</sup>	-9.9038 <sup>X</sup>	—	0.90 ± 0.10	0.71 ± 0.10
SRGA J183220.1-103508	VLASS1QLCIR J183220.84-103510.9 <sup>Q3</sup>	278.0869	-10.5864	1161.25 ± 2.89	0.83 ± 0.15	0.99 ± 0.21

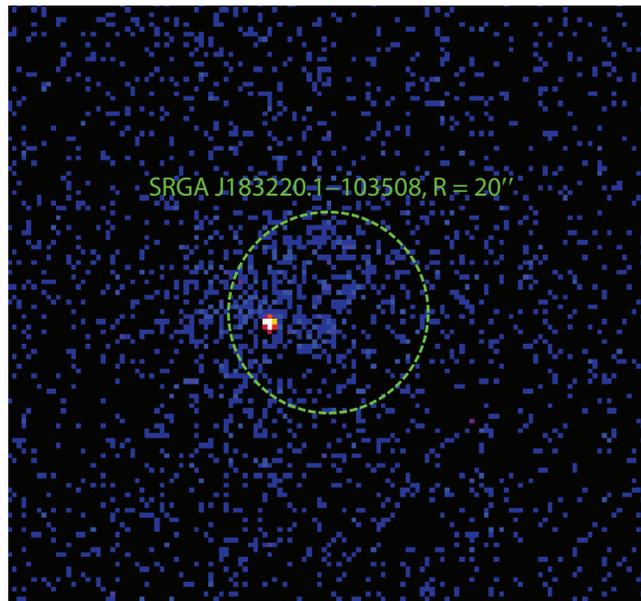
<sup>W</sup> — Из каталога CatWISE2020 (Марокко и др., 2021); <sup>Q3</sup> — отмечен как квазар в Large Quasar Astrometric Catalogue 3 (LQAC-3, Сукай и др. 2015); <sup>X</sup> — координаты из каталога 4XMM DR13, а не из обзора VLASS, как для других объектов.

Однако в данных Chandra содержится недостаточно фотонов, чтобы получить качественный спектр протяженной компоненты. Поэтому мы привлекли дополнительно два длительных наблюдения обсерватории XMM-Newton (ObsID: 0122700301, 0122700801), в которых источник был на расстоянии около 10' от оптической оси. Поскольку угловой размер протяженной компоненты ( $R_c \approx 15''$ , Вебб и др., 2020) сравним с характерной шириной ФРТИ на таком удалении от оси, мы извлекли его спектры в круговых апертурах радиусом  $R = 50''$  из данных всех трех телескопов (EPIC-рп,

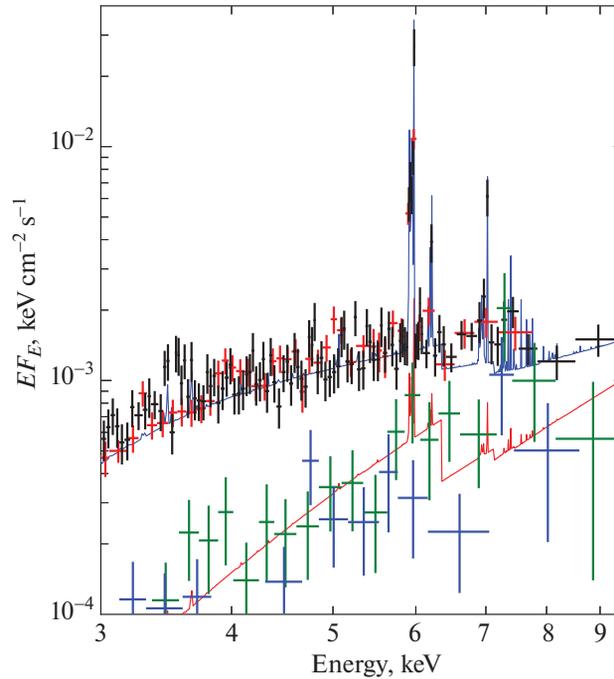
MOS1, MOS2), пренебрегая его протяженностью. Это может повлиять на абсолютную нормировку потока, но не должно оказать значимого влияния на форму спектра, которая интересует нас в первую очередь. Для последующего анализа мы сложили спектры, полученные в двух наблюдениях, отдельно — камерой EPIC-рп и отдельно — камерами MOS1 и MOS2.

Изначально мы аппроксимировали оба спектра, полученные XMM-Newton, одновременно моделью степенного закона с поглощением ТВАВС\*(POW), включив в нее также кросс-нормировочную константу. Использовались сечения фотоионизации из работы Вернер и др. (1996) и обилия элементов из Вилмс и др. (2000). Такая модель плохо описывает данные ( $\chi^2 = 588$  на 227 степеней свободы) и требует добавления эмиссионной линии на энергии около 6 кэВ. Ее добавление значительно улучшает качество аппроксимации ( $\chi^2 = 269$  на 227 степеней свободы), при этом энергия узкой линии оказывается равной  $E_{\text{line}} = 5.96^{+0.01}_{-0.01}$  кэВ, а ее эквивалентная ширина — около 0.6 кэВ. Континуум же оказывается довольно жестким, с показателем степенного закона  $\Gamma = 1.8 \pm 0.2$ , при этом требуется поглощение на уровне  $N_{\text{H}} = 10.8^{+0.7}_{-0.8} \times 10^{22}$  см<sup>-2</sup>.

Эмиссионные линии часто наблюдаются в остатках сверхновых (Кацуа, 2023), однако измеренная энергия не соответствует известным энергиям характеристических линий. Таким образом, галактическую природу источника можно исключить, а значит он является внегалактическим объектом. В таком случае можно было бы предположить, что точечный источник является АЯГ на  $z \approx 0.08$ , а эмиссионная линия — это флуоресцентная линия железа Fe K $\alpha$ , эквивалентная ширина которой в комптоновски толстых АЯГ может превышать 1 кэВ (Лиу и др., 2010).



**Рис. 4.** Поле SRGA J183220.1–103508 по данным обсерватории Chandra. Показано фотонное изображение в диапазоне энергий 0.5–7 кэВ, с размером пиксела в 1". Зеленым кружком показана область локализации источника по данным ART-XC.



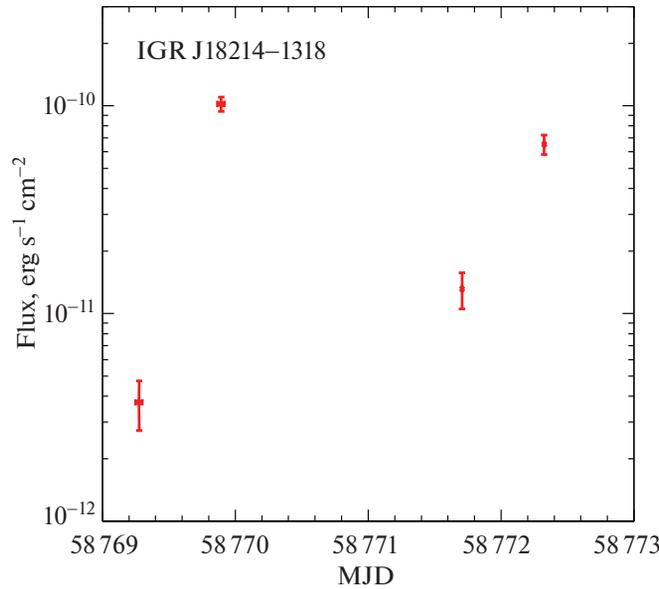
**Рис. 5.** Спектр SRGA J183220.1–103508 по данным обсерваторий XMM-Newton и Chandra: черным — данные телескопа EPIC-pp, красным — телескопов MOS1 и MOS2, синим и зеленым показан спектр центрального источника по данным Chandra, полученный в наблюдениях 1842 и 1843 соответственно. Сплошными линиями показана модель наилучшей аппроксимации (см. подробности в тексте).

Поскольку углового разрешения XMM-Newton недостаточно для того, чтобы надежно выделить вклад точечного источника в общий спектр, мы отдельно извлекли его спектр по данным Chandra в апертуре радиусом  $2.5''$ . В спектре центрального объекта нет указаний на избыток излучения в районе 6 кэВ. Другое возможное объяснение тогда состоит в том, что SRGA J183220.1–103508 представляет собой скопление галактик, расположенное на красном смещении  $z \approx 0.12$ . Тогда наблюдаемая эмиссионная линия может быть линией FeXXV (на энергии 6.7 кэВ в системе покоя источника), рождающейся в горячей плазме. Мы аппроксимировали суммарный спектр XMM-Newton и Chandra двухкомпонентной моделью, состоящей из спектра оптически тонкого излучения горячей плазмы, описывающего протяженное излучение, и степенного закона с отражением, отвечающего за вклад точечного источника: TBABS\*( $C_1$ \*APES + PEXRAV). Нормировочная константа принималась равной  $C_1 = 0.05$  для спектра Chandra и  $C_1 = 1$  для XMM-Newton и была определена как вклад протяженного излучения в спектр точечного источника.

Такая двухкомпонентная модель удовлетворительно описывает данные (рис. 5,  $\chi^2 = 415$  на 407 степеней свободы), при этом красное смещение определяется как  $z = 0.121 \pm 0.001$ , температура плазмы составляет  $kT = 4.4_{-0.5}^{+0.6}$  кэВ, обилие тя-

желых элементов относительно солнечного  $Z = 0.65 \pm 0.10$ , а колонка поглощения  $N_H = (7.3 \pm 0.4) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ . Недостаток данных не позволяет надежно определить параметры спектра точечного источника, однако он может быть описан одной лишь отраженной компонентой (предполагая спектр падающего излучения с наклоном  $\Gamma = 1.5$  и энергией завала  $E_{\text{cut}} = 300$  кэВ). Такие спектры характерны для комптоновски толстых АЯГ (см., например, Семена и др., 2019). Полная светимость протяженной компоненты в стандартном рентгеновском диапазоне 0.5–10 кэВ составляет в таком случае  $L_X = 2 \times 10^{44} \text{ эрг с}^{-1}$ , что характерно для скоплений галактик с такой температурой (Гилес и др., 2016). Небольшой наблюдаемый размер скопления ( $R \approx 30$  кпк) может быть связан с сильным поглощением на луче зрения в Галактике. Поскольку из имеющихся данных мы не можем надежно оценить величину внутреннего поглощения в центральном источнике, то мы можем только поставить нижний предел на его полную светимость  $L_X \gtrsim 3 \times 10^{43} \text{ эрг с}^{-1}$ .

Таким образом, на основе имеющихся данных можно сделать предварительный вывод, что SRGA J183220.1–103508 является радиогромким АЯГ, расположенным в скоплении галактик на  $z = 0.121$ . Чтобы подтвердить или опровергнуть эту гипотезу, желательно провести дополнительные рентгеновские и ИК-наблюдения, чтобы точ-



**Рис. 6.** Кривая блеска источника IGR J18214-1318, полученная телескопом ART-XC во время наблюдения поля L20. Каждая точка на рисунке соответствует среднему потоку источника в отдельном сканировании поля по “змейке”.

нее измерить параметры протяженной рентгеновской компоненты (в первую очередь ее размер) и отождествить галактики, входящие в скопление.

Остальные новые или плохо изученные объекты в каталоге источников ART-XC поля L20 не имеют каких-либо явных особенностей, позволяющих судить об их природе, и требуют более глубокого изучения, которое выходит за рамки настоящей работы. В частности, требуется уточнить положение

новых источников на небе, для чего необходимо провести наблюдения с помощью рентгеновских телескопов с более высоким угловым разрешением.

### Переменность источников

Стратегия наблюдений СРГ/ART-XC, при которой поле L20 было охвачено четырьмя сканами в течение ~4 дней, позволяет нам исследовать переменность и вспышечную активность обнаруженных источников. Сравнив потоки источников в разных сканах, мы не выявили значимой переменности ни у одного из них за исключением IGR J18214-1318.

Этот источник, ранее классифицированный как массивная рентгеновская двойная система (Батлер и др., 2009), во время наблюдений телескопом ART-XC дважды регистрировался в ярком состоянии с потоком  $(5 - 8) \times 10^{-11}$  эрг с<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup>, которому в обоих случаях предшествовало значительное (до порядка величины) понижение рентгеновского потока (рис. 6). Однако связаны ли эти вариации с орбитальной периодичностью системы (Кусумано и др., 2020) или с сильной собственной вспышечной активностью (Форнасини и др., 2017), заключить на основании только этих данных невозможно.

Для других источников поля L20, которые ранее регистрировались обсерваторией XMM-Newton, мы сравнили потоки в диапазоне энергий 4–12 кэВ, полученные в настоящей работе, с потоками из каталога 4XMM (DR13) в схожем энергетическом диапазоне 4.5–12 кэВ. На основании информации, собранной в табл. 5, можно заключить, что большинство этих источников являются переменными

**Таблица 5.** Сравнение усредненных по времени потоков (в единицах  $10^{-12}$  эрг с<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup>) источников поля L20 по данным телескопа ART-XC и по данным каталога 4XMM-DR13 обсерватории XMM-Newton (в диапазонах энергий 4–12 кэВ и 4.5–12 кэВ соответственно)

Источник	Поток, ART-XC	Поток, 4XMM
IGR J18214-1318	$33.08^{+1.03}_{-0.93}$	$13.00 \pm 0.09$
AX J183039-1002	$1.57^{+0.29}_{-0.19}$	$1.50 \pm 0.05$
IGR J18308-1232	$4.35^{+0.43}_{-0.27}$	$5.70 \pm 0.06$
IGR J18381-0924	$2.80^{+0.36}_{-0.27}$	$1.80 \pm 0.04$
AX J1825.5-1144	$1.50^{+0.22}_{-0.16}$	$1.20 \pm 0.08$
XGPS-I J182604-114719	$1.11^{+0.35}_{-0.22}$	$0.38 \pm 0.03$
4XMMs J182529.4-093435	$0.95^{+0.18}_{-0.16}$	$0.34 \pm 0.01$
XGPS-I J182856-095413	$0.75^{+0.24}_{-0.18}$	$2.10 \pm 0.12$
CXOGSG J183220.8-103510	$1.64^{+0.27}_{-0.14}$	$5.50 \pm 0.08$

на больших масштабах времени (несколько лет). Рентгеновские потоки некоторых из них изменились до трех раз во время обзора ART-XC относительно наблюдений обсерватории XMM-Newton.

Отметим также, что в ходе обзора L20, телескоп ART-XC не зарегистрировал излучение от известного барстера SAX J1828.5–1037 (Корнелисс и др., 2002). Это единственный яркий источник (поток  $> 10^{11}$  эрг  $\text{с}^{-1}$   $\text{см}^{-2}$  в каталоге 4XMM-DR13) среди всех известных в этой области неба, который не был задетектирован в нашем обзоре. Очевидно, в этот период времени источник не проявлял вспышечной активности.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам обзора галактического поля L20 проведенного в октябре 2019 г. телескопом ART-XC им. М.Н. Павлинского на борту рентгеновской обсерватории Спектр–РГ, можно заключить, что выбранная стратегия наблюдений продемонстрировала свою оптимальность с точки зрения получения глубоких однородных обзоров обширных участков неба. Поле L20 общей площадью  $\simeq 24$  кв. градуса было рассмотрено с медианной чувствительностью  $8 \times 10^{-13}$  эрг  $\text{с}^{-1}$   $\text{см}^{-2}$  (при полноте детектирования 50%). Это позволило зарегистрировать 29 источников рентгеновского излучения в диапазоне энергий 4–12 кэВ, 11 из которых ранее не регистрировались рентгеновскими обсерваториями. Согласно имеющимся многоволновым фотометрическим данным, четыре из них, вероятно, имеют внегалактическую природу и относятся к классу активных ядер галактик.

В работе также были детально исследованы свойства одного из известных ранее источников, зарегистрированных в обзоре, — SRGA J183220.1–103508 (CXOGSG J183220.8–103510). По нашим оценкам он, вероятнее всего, является скоплением галактик, содержащим яркую радиогалактику, на красном смещении  $z \simeq 0.121$ .

В работе использованы данные телескопа ART-XC им. М.Н. Павлинского обсерватории Спектр–Рентген–Гамма (СРГ). Обсерватория СРГ разработана в АО “НПО Лавочкина” (входит в госкорпорацию “Роскосмос”) при участии Германского центра авиации и космонавтики (DLR) в рамках Федеральной космической программы России по заказу Российской академии наук. Команда телескопа ART-XC благодарит госкорпорацию “Роскосмос”, Российскую академию наук и госкорпорацию “Росатом” за поддержку разработки и создания телескопа ART-XC, а также АО “НПО Лавочкина” и партнеров за создание и работу с космическим аппаратом и платформой “Навигатор”. Работа в части поиска и исследования активных ядер галактик поддержана грантом РФФ 19-12-00396.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. XMM-SSC (XMM-SSC), VizieR Online Data Catalog, p. IX/53 (2018).
2. Батлер и др. (S.C. Butler, J.A. Tomsick, S. Chaty, J.A.Z. Heras, J. Rodriguez, R. Walter, et al.), *Astrophys. J.* **698**, 502 (2009).
3. Бекер и др. (R.H. Becker and A.E. Szymkowiak), *Astrophys. J. (Lett.)* **248**, L23 (1981).
4. Бернардини и др. (F. Bernardini, D. de Martino, M. Falanga, K. Mukai, G. Matt, J.M. Bonnet-Bidaud, et al.), *Astron. Astrophys.* **542**, A22 (2012).
5. Бёрд и др. (A.J. Bird, E.J. Barlow, L. Bassani, A. Bazzano, G. B’elanger, A. Bodaghee, et al.), *Astrophys. J.* **636**, 765 (2006).
6. Ванг и др. (S. Wang, J. Liu, Y. Qiu, Y. Bai, H. Yang, J. Guo, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **224**, 40 (2016).
7. Вебб и др. (N.A. Webb, M. Coriat, I. Traulsen, J. Ballet, C. Motch, F.J. Carrera, et al.), *Astron. Astrophys.* **641**, A136 (2020).
8. Вернер и др. (D.A. Verner, G.J. Ferland, K.T. Korista, and D.G. Yakovlev), *Astrophys. J.* **465**, 487 (1996).
9. Вилмс и др. (J. Wilms, A. Allen, and R. McCray), *Astrophys. J.* **542**, 914 (2000).
10. Гилес и др. (P.A. Giles, B.J. Maughan, F. Pacaud, M. Lieu, N. Clerc, M. Pierre, et al.), *Astron. Astrophys.* **592**, A3 (2016).
11. Гордон и др. (Y.A. Gordon, M.M. Boyce, C.P. O’Dea, L. Rudnick, H. Andernach, A.N. Vantyghem, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **255**, 30 (2021).
12. Кацуда (S. Katsuda), arXiv e-prints, p. arXiv:2302.13775 (2023).
13. Кламель и др. (M. Clavel, J.A. Tomsick, A. Bodaghee, J.L. Chiu, F.M. Fornasini, J. Hong, et al.), *MNRAS* **461**, 304 (2016).
14. Корнелисс и др. (R. Cornelisse, F. Verbunt, J.J.M. in’t Zand, E. Kuulkers, J. Heise, R.A. Remillard, et al.), *Astron. Astrophys.* **392**, 885 (2002).
15. Корякова и др. (T.A. Koryukova, A.B. Pushkarev, A.V. Plavin, and Y.Y. Kovalev), *MNRAS* **515**, 1736 (2022).
16. Кривонос и др. (R. Krivonos, S. Tsygankov, A. Lutovinov, M. Revnivtsev, E. Churazov, and R. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **545**, A27 (2012).
17. Кривонос и др. (R.A. Krivonos, S.S. Tsygankov, I.A. Mereminskiy, A.A. Lutovinov, S.Y. Sazonov, and R.A. Sunyaev), *MNRAS* **470**, 512 (2017).
18. Кривонос и др. (R.A. Krivonos, S.Y. Sazonov, E.A. Kuznetsova, A.A. Lutovinov, I.A. Mereminskiy, and S.S. Tsygankov), *MNRAS* **510**, 4796 (2022).
19. Кусумано и др. (G. Cusumano, A. D’Ai, A. Segreto, V. La Parola, and M. Del Santo), *MNRAS*, **498**, 2750 (2020).
20. Лиу и др. (T. Liu and J.-X. Wang), *Astrophys. J.* **725**, 2381 (2010).
21. Мазетти и др. (N. Masetti, P. Parisi, E. Palazzi, E. Jim’enez-Bail’on, V. Chavushyan, V. McBride, et al.), *Astron. Astrophys.* **556**, A120 (2013).

22. Малиция и др. (A. Malizia, L. Bassani, R. Landi, M. Molina, N. Masetti, E. Palazzi, et al.), *Astron. Astrophys.* **671**, A152 (2023).
23. Марокко и др. (F. Marocco, P.R.M. Eisenhardt, J.W. Fowler, J.D. Kirkpatrick, A.M. Meisner, E.F. Schlafly, et al.), *Astron. Astrophys. J. Suppl. Ser.* **253**, 8 (2021).
24. Мольков С.В., Черепашук А.М., Лутовинов А.А., Ревнивцев М.Г., Постнов К.А., Сюняев Р.А. Письма в Астрон. журн. **30**, 589 (2004) [S.V. Molkov, A.M. Cherepashchuk, A.A. Lutovinov, M.G. Revnivitsev, K.A. Postnov, and R.A. Sunyaev, *Astron. Lett.* **30**, 534 (2004)].
25. Мотч и др. (C. Motch, R. Warwick, M.S. Cropper, F. Carrera, P. Guillout, F.X. Pineau, et al.), *Astron. Astrophys.* **523**, A92 (2010).
26. Научный центр обсерватории Spitzer (C. Spitzer Science), *VizieR Online Data Catalog*, p. II/293 (2009).
27. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, A. Tkachenko, V. Levin, N. Alexandrovich, V. Arefiev, V. Babyshkin, et al.), *Astron. Astrophys.* **650**, A42 (2021).
28. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, S. Sazonov, R. Burenin, E. Filippova, R. Krivonos, V. Arefiev, et al.), *Astron. Astrophys.* **661**, A38 (2022).
29. Пределъ и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A1 (2021).
30. Ревнивцев М.Г., Сазонов С.Ю., Мольков С.В., Лутовинов А.А., Чуразов Е.М., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **32**, (2006) [M.G. Revnivitsev, S.Y. Sazonov, S.V. Molkov, A.A. Lutovinov, E.M. Churazov, and R.A. Sunyaev, *Astron. Lett.* **32**, 145 (2006)].
31. Семена и др. (A. Semena, I. Mereminskiy, A. Lutovinov, S. Sazonov, V. Arefiev, R. Burenin, et al.), submitted to *MNRAS*, Paper II (2023a).
32. Семена и др. (A.N. Semena and colleagues), *MNRAS*, submitted (2023b).
33. Сугизаки и др. (M. Sugizaki, K. Mitsuda, H. Kaneda, K. Matsuzaki, S. Yamauchi, and K. Koyama), *Astron. Astrophys. J. Suppl. Ser.* **134**, 77 (2001).
34. Сукай и др. (J. Souchay, A.H. Andrei, C. Barache, T. Kalewicz, C. Gattano, B. Coelho, et al.), *Astron. Astrophys.* **583**, A75 (2015).
35. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2104.13267 (2021).
36. Томсик и др. (J.A. Tomsick, R. Krivonos, Q. Wang, A. Bodaghee, S. Chaty, F. Rahoui, et al.), *Astron. Astrophys. J.* **816**, 38 (2016).
37. Фигельсон, Декампли (E.D. Feigelson and W.M. Decampli), *Astron. Astrophys. J. (Lett.)* **243**, L89 (1981).
38. Форнасини и др. (F.M. Fornasini, J.A. Tomsick, M. Bachetti, R.A. Krivonos, F. Fürst, L. Natalucci, et al.), *Astron. Astrophys. J.* **841**, 35 (2017).
39. Хэндс и др. (A.D.P. Hands, R.S. Warwick, M.G. Watson, and D.J. Helfand), *MNRAS* **351**, 31 (2004).
40. Штерн и др. (D. Stern, R.J. Assef, D.J. Benford, A. Blain, R. Cutri, A. Dey, et al.), *Astron. Astrophys. J.* **753**, 30 (2012).
41. Эванс и др. (I.N. Evans, F.A. Primini, K.J. Glotfelty, C.S. Anderson, N.R. Bonaventura, J.C. Chen, et al.), *Astron. Astrophys. J. Suppl. Ser.* **189**, 37 (2010).
42. Эванс и др. (P.A. Evans, K.L. Page, J.P. Osborne, A.P. Beardmore, R. Willingale, D.N. Burrows, et al.), *Astron. Astrophys. J. Suppl. Ser.* **247**, 54 (2020).
43. Эванс и др. (P.A. Evans, K.L. Page, A.P. Beardmore, R.A.J. Eyles-Ferris, J.P. Osborne, S. Campana, et al.), *MNRAS* **518**, 174 (2023).
44. де Витт и др. (A. de Witt, C.S. Jacobs, D. Gordon, M. Bietenholz, M. Nickola, and A. Bertarini), *Astron. J.* **165**, 139 (2023).

## НОВЫЕ КАРТЫ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ GAIA И ДРУГИХ ОБЗОРОВ НЕБА

© 2023 г. Г. А. Гончаров<sup>1\*</sup>, А. А. Марчук<sup>1,2</sup>, М. Ю. Ховричев<sup>1,2</sup>, А. В. Мосенков<sup>3,1</sup>, С. С. Савченко<sup>1,2,4</sup>, В. Б. Ильин<sup>1,2,5</sup>, Д. М. Поляков<sup>1,2</sup>, А. А. Смирнов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>Department of Physics and Astronomy, Brigham Young University, Provo, USA

<sup>4</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

<sup>5</sup>Санкт-Петербургский государственный университет Аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 10.05.2023 г.

После доработки 28.09.2023 г.; принята к публикации 20.10.2023 г.

Представлены новые трехмерные карты межзвездного поглощения в фильтрах  $V$  и Gaia  $G$  в радиусе 2 кпк от Солнца, трехмерная карта дифференциального поглощения (пространственной плотности распределения пыли) вдоль лучей зрения в том же пространстве, трехмерная карта вариаций соотношения поглощений в фильтрах  $V$  и Gaia  $G$  в радиусе 800 пк от Солнца и двумерная карта полного галактического поглощения сквозь весь полуслой пыли от Солнца до внегалактического пространства для галактических широт  $|b| > 13^\circ$ . Трехмерные карты имеют поперечное разрешение от 3.6 до 11.6 пк и радиальное разрешение 50 пк. Двумерная карта имеет угловое разрешение 6.1 угловой минуты. Эти карты получены на основе параллаксов Gaia DR3 и фотометрии Gaia, Pan-STARRS1, SkyMapper, 2MASS и WISE для примерно 100 миллионов звезд. Мы уделили особое внимание пространству в пределах 200 пк от Солнца и высоким галактическим широтам, как областям, где оценки поглощения до сих пор имели большую относительную неопределенность. Наши карты оценивают поглощение внутри галактического слоя пыли от Солнца до протяженного объекта или сквозь весь полуслой пыли от Солнца до внегалактического пространства с точностью около  $\sigma(A_V) = 0.06$  звездной величины. Это дает высокую относительную точность оценок поглощения даже в высоких галактических широтах, где медианное полное галактическое поглощение сквозь весь полуслой пыли от Солнца до внегалактических объектов по нашим оценкам составляет  $A_V = 0.12 \pm \pm 0.06$  звездной величины. Мы показали, что представленные карты являются одними из лучших по объему использованных данных, размеру рассматриваемого пространства, разрешению, точности и другим свойствам.

**Ключевые слова:** галактические окрестности Солнца; межзвездное поглощение; местная межзвездная среда.

**DOI:** 10.31857/S0320010823110025, **EDN:** NPYSFY

### ВВЕДЕНИЕ

Пространственное распределение пыли, соответствующее покраснение звезд и межзвездное поглощение важны для понимания строения и эволюции нашей Галактики и внегалактических объектов. Покраснение звезды или межзвездное поглощение между наблюдателем и звездой точнее всего определяется из ее спектрального распределения энергии на основе фотометрических, спектральных и иных наблюдений. Таким способом

современные данные и методы позволяют достаточно точно определить индивидуальные покраснения/поглощения только для меньшинства звезд, к которому не принадлежат, например, многие неодионочные, пекулярные или слишком тусклые звезды. Кроме того, значительную неопределенность в такие результаты вносит ошибка расстояния до звезды. В результате современные каталоги с оценками покраснения/поглощения отдельных звезд весьма ограничены как в точности этих оценок, так и в полноте представления звезд в какой-либо области пространства.

\*Электронный адрес: georgegontcharov@yahoo.com

Например, используемый нами в настоящем исследовании массив данных Андерса и др. (2022, далее — АКQ22)<sup>1</sup> получен из анализа спектрального распределения энергии по данным проекта Gaia и других обзоров неба и содержит, кроме прочего, индивидуальные оценки поглощения для множества звезд. При этом в радиусе 2.5 кпк от Солнца оценки АКQ22 получены для примерно 100 миллионов звезд из общего числа порядка 10 миллиардов звезд в этом пространстве (Жирарди и др., 2005). Естественно, с удалением от Солнца доля звезд с измеренными индивидуальными покраснениями/поглощениями уменьшается.

АКQ22 использовали параллаксы и фотометрию из Gaia Early Data Release 3 (EDR3; Гайя, 2021a) совместно с фотометрией из Two Micron All-Sky Survey (2MASS; Скрутские и др., 2006), Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE; Райт и др. 2010), Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System Data Release I (Pan-STARRS, PS1; Чамберс и др. 2016), и SkyMapper Southern Sky Survey DR2 (SMSS, SMSS DR2; Онкен и др. 2019) для получения сравнительно точных индивидуальных оценок расстояния  $R$  и поглощений  $A_V$ ,  $A_G$ ,  $A_{BP}$  и  $A_{RP}$  в фильтрах  $V$  и Gaia  $G$ ,  $BP$ ,  $RP$  соответственно. Типичная точность оценок поглощения из АКQ22 составляет  $\sigma(A_V) = 0.15$  для ярких и  $0.20$  для слабых звезд. Примерно такова она и в других лучших источниках индивидуальных оценок, например, в результатах Берри и др. (2012). Учитывая, что само поглощение вблизи Солнца<sup>2</sup> и в высоких широтах весьма мало (например, по недавним оценкам консорциума Гайя (2023, далее — TGE от сокращения Total Galactic Extinction, принятого консорциумом Гайя), медианное полное галактическое поглощение сквозь весь полуслой пыли в направлении галактических полюсов при  $|b| > 80^\circ$  составляет  $A_V \approx 0.08 \pm 0.06$ ), видно, что индивидуальное поглощение звезды вблизи Солнца и в высоких широтах, как правило, известно с неопределенностью более 100%.

Поэтому, несмотря на рост числа звезд с индивидуальными оценками покраснения/поглощения, остаются актуальными оценки из карт покраснения/поглощения, которые могут быть точнее индивидуальных оценок.

Трехмерная карта покраснения/поглощения является таблицей, представляющей покраснение или поглощение в зависимости от галактической долготы  $l$ , широты  $b$  и расстояния  $R$  от Солнца либо от прямоугольных галактических координат  $XYZ$ .<sup>3</sup> Оценки в карте, как правило, получаются путем анализа, осреднения и сглаживания индивидуальных оценок для звезд в некотором пространстве. Оценка на основе карты может быть получена для любого объекта путем интерполирования оценок из соседних с ним ячеек карты. Таким образом, карта дает оценку покраснения/поглощения для любого объекта на основе оценок для окружающих его звезд и сглаживания естественных флуктуирующей пылевой среды от звезды к звезде. Такие флуктуации проявляются на масштабе более 0.1 пк и имеют типичное стандартное отклонение от  $\sigma(A_V) = 0.06$  в высоких широтах до  $\sigma(A_V) = 0.33$  около галактического экватора, как обсуждалось, например, Грином и др. (2015), Гончаровым (2019), Панопулу и др. (2022) и Гончаровым и др. (2022).

Среди недавних трехмерных карт, основанных на результатах Gaia, но полученных разными методами, отметим карты Гончарова (2017, далее — G17),<sup>4</sup> Грина и др. (2019, далее — GSZ19),<sup>5</sup> Гуо и др. (2021, далее — GCY21) и Лаллемент и др. (2022, далее — LVB22).

На основе трехмерных карт кумулятивного покраснения/поглощения между наблюдателем и точкой пространства создаются трехмерные карты дифференциального покраснения/поглощения вдоль луча зрения в пересчете на единицу расстояния. Фактически они представляют вариации пространственной плотности распределения пыли.

Кроме трехмерных карт, используются двумерные карты с оценками полного галактического покраснения/поглощения сквозь весь полуслой пыли от Солнца до внегалактического пространства, т.е. в зависимости только от  $l$  и  $b$ . Такие двумерные карты полезны как источник оценок покраснения/поглощения для внегалактических объектов или для калибровки и проверки трехмерных карт, в которых кумулятивное покраснение/поглощение вдоль луча зрения должно равняться полному галактическому покраснению/поглощению. Именно оценки из двумерных

<sup>1</sup> <https://data.aip.de/projects/starhorse2021.html> или <https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/1/354>

<sup>2</sup> Здесь и далее под областью вблизи Солнца мы подразумеваем область радиусом примерно 200 пк вокруг него как пространство, где типичная неопределенность поглощения сравнима с самой величиной поглощения, а недостаточное число звезд не позволяет применить многие методы определения покраснения/поглощения, например, метод Грина и др. (2019).

<sup>3</sup> Мы рассматриваем галактическую прямоугольную систему координат с центром в Солнце и осями  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ , направленными в сторону центра Галактики, в сторону ее вращения и в сторону ее северного полюса соответственно. Примеры карт кумулятивного и дифференциального покраснения/поглощения в зависимости от  $XYZ$  — карты Гончарова (2017) и Лаллемент и др. (2022) соответственно.

<sup>4</sup> <https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/PAZh/43/521>

<sup>5</sup> <http://argonaut.skymaps.info/>

карт чаще всего используются как оценки галактического покраснения/поглощения в наиболее популярных базах данных внегалактических объектов, таких как NASA/IPAC Extragalactic Database (NED; <https://ned.ipac.caltech.edu>). Наиболее популярны двумерные карты Шлегеля и др. (1998, далее — SFD98) по данным космических обсерваторий Cosmic Background Explorer (COBE) и Infrared Astronomical Satellite (IRAS) и Шлафли, Финкбайнера (2011, далее — SF11) по тем же данным, но с другой калибровкой — обе используются в NED, а также карта Майснера, Финкбайнера (MF15; 2015) по данным космической обсерватории Planck. Эти двумерные карты получены на основе оценок полной эмиссии пыли в инфракрасном (ИК) диапазоне на всем луче зрения с последующим исключением эмиссии внутри Солнечной системы и вне Галактики и калибровкой покраснение—эмиссия.

На современном уровне развития астрономии карты покраснения/поглощения нужны, во-первых, как источник оценок для многочисленных объектов, вообще не имеющих оценок. При этом для протяженных объектов (звездных скоплений, ассоциаций, межзвездных облаков, галактик, небольших областей пространства и т.п.) оценки карт особенно точны за счет сглаживания естественных флуктуаций пылевой среды. Отметим, что в последние годы открываются сотни новых рассеянных скоплений и других протяженных объектов, представленных, например, в каталогах Кантат-Годэна и др. (2020) и Хант, Рефферт (2023). Во-вторых, карты покраснения/поглощения полезны тем, что помогают обнаружить и учесть систематические ошибки индивидуальных оценок, как показано нами далее на примере зависимости оценок АКQ22 от расстояния. В-третьих, трехмерные карты нужны для калибровки наблюдаемых величин (например, ИК-эмиссии) при создании двумерных карт (которые, в свою очередь, служат для тестирования новых трехмерных карт).

Отметим, что, зная типичную величину флуктуаций среды, типичную ошибку современной карты и типичную точность индивидуального поглощения в современных исследованиях, можно оценить, где лучше предсказания карт для точечного объекта, а где — индивидуальные оценки для него. Например, типичная ошибка индивидуального поглощения  $\sigma(A_V) = 0.18$  в АКQ22 больше типичной суммы ошибки карты и флуктуаций среды в тех областях, где флуктуации малы, а именно, где они составляют  $\sigma(A_V) < (0.18^2 - 0.08^2)^{0.5} = 0.16$ . Это выполняется вблизи галактических полюсов, примерно при  $|b| > 60^\circ$  (Гончаров и др., 2022), где оценки карт особенно полезны. На большей части неба, при  $|b| < 60^\circ$ , типичные современные

индивидуальные оценки поглощения для точечных объектов точнее, чем предсказания современных карт.

Обзор и сравнение многих двумерных и трехмерных карт с оценкой их достоинств и недостатков даны, например, Гончаровым (2016б, 2017), Гончаровым, Мосенковым (2017а, 2017б, 2018, 2019, 2021а, 2021б) и Гончаровым и др. (2022). Эти исследования показывают, что случайные и систематические ошибки всех современных двумерных и трехмерных карт, в лучшем случае, составляют около  $\sigma(A_V) = 0.08$ . То есть они несколько ниже, чем типичные ошибки индивидуальных поглощений ( $\sigma(A_V) = 0.15$  для ярких звезд в АКQ22), но все еще сравнимы с самими оценками поглощения вблизи Солнца и в высоких широтах. Поэтому и разногласия между картами особенно заметны в этих областях. Например, оценки полного галактического поглощения при  $|b| > 80^\circ$  из G17 и LVB22 несовместимы:  $A_V = 0.18 \pm 0.07$  против  $0.02 \pm 0.03$  соответственно (указаны декларированные авторами случайные ошибки, а реальные ошибки, очевидно, гораздо больше; см. также рис. 8 и его обсуждение).

Основной вклад в итоговую неопределенность оценок из наиболее популярных двумерных карт вносит, видимо, неопределенность калибровки эмиссия—покраснение (Гончаров, 2016б; Гончаров, Мосенков, 2017б, 2018, 2021а). Итоговая неопределенность оценок трехмерных карт формируется из множества неопределенностей, возникающих в попытках найти баланс между максимальным разрешением карты и максимальным числом звезд в каждой ее ячейке. При этом особенно влиятельны неопределенность используемых расстояний, неполнота рассматриваемых выборок звезд и ошибочность исходных предположений о звездах (например, звезды с небольшим покраснением ошибочно рассматриваются как непокрасневшие, двойные звезды — как одиночные, субгиганты — как карлики и т.п.).

До сих пор не удалось создать трехмерную карту, одинаково точную и подробную как вблизи, так и вдали (скажем, в нескольких кпк) от Солнца. Относительно точные расстояния в проекте Gaia могут быть получены только для сравнительно близких к Солнцу звезд. Например, только в радиусе 2.5 кпк вокруг Солнца почти все звезды Gaia имеют сравнительно высокую (лучше 0.25) относительную точность расстояний. Рассмотрение же рассматриваемого пространства существенно дальше 2.5 кпк приводит к тому, что в выборке преобладают звезды с весьма неточными расстояниями. Они вносят большие систематические ошибки в оценки трехмерной карты. Кроме того, современная трехмерная или двумерная карта, основанная на оптической фотометрии, не может

простирается слишком далеко от Солнца около основной плоскости Галактики, так как там пыль заслоняет значительное число звезд и искажает оценки.

Оценки толщины галактического слоя пыли, полученные например, Гончаровым, Мосенковым (2021б), показывают заметный рост поглощения не далее  $|Z| \approx 450$  пк от основной плоскости Галактики. Следовательно, даже рассматривая поглощение лишь в радиусе 2 кпк от Солнца, мы тем не менее определяем полное галактическое поглощение для всех внегалактических объектов на широте  $|b| > \arcsin(450/2000) \approx 13^\circ$ .

Все эти соображения заставляют нас при создании трехмерной карты поглощения уделить особое внимание пространству вблизи Солнца и в высоких широтах вдали от основной плоскости Галактики. Для этого мы i) строим карты в радиусе 2 кпк от Солнца, используя данные для звезд в радиусе 2.5 кпк от Солнца с учетом неопределенности расстояний; ii) задаем шаг сетки координат 50 пк, т.е. равномерный по расстоянию, а не по модулю расстояния  $D = 5 \log_{10}(R) - 5$ , как во многих других картах, охватывающих большее пространство, но менее подробных вблизи Солнца; iii) принимаем угловое и пространственное разрешение карты, которое обеспечивает приемлемое число используемых звезд во всех пространственных ячейках; iv) используем карлики, а не гиганты, чтобы вблизи Солнца выборка была полнее, а фотометрия не передержана.

В настоящем исследовании мы представляем созданные нами на основе данных АКQ22 пять карт: трехмерные карты поглощения  $A_V$ , поглощения  $A_G$  и дифференциального поглощения  $A_V/R$  вдоль лучей зрения в радиусе 2 кпк от Солнца, трехмерную карту вариаций соотношения поглощений  $A_G/A_V$ , которое может быть связано с законом поглощения (т.е. зависимостью поглощения от длины волны) в радиусе 800 пк от Солнца и двумерную карту полного галактического поглощения  $A_V$  сквозь весь полуслой пыли от Солнца до внегалактического пространства для широт  $|b| > 13^\circ$ .

## ДААННЫЕ И МЕТОД

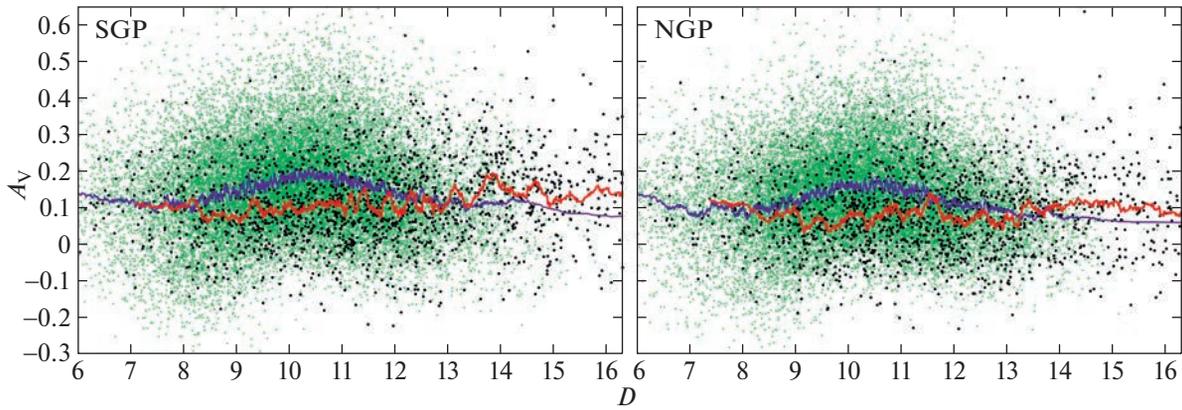
Основными данными для наших трехмерных и двумерной карт послужили оценки расстояния  $R$  и поглощения  $A_V$  из АКQ22. Кратко опишем их.

Как отмечено во Введении, входными данными для оценок в АКQ22 послужили параллаксы и некоторые другие характеристики звезд из Gaia EDR3, фотометрия в полосах  $G$ ,  $BP$  и  $RP$  из Gaia EDR3,  $g_{PS1}$ ,  $r_{PS1}$ ,  $i_{PS1}$ ,  $z_{PS1}$  и  $y_{PS1}$  из PS1,  $g_{SMSS}$ ,  $r_{SMSS}$ ,  $i_{SMSS}$  и  $z_{SMSS}$  из SMSS,  $J$  и  $K_s$  из 2MASS,

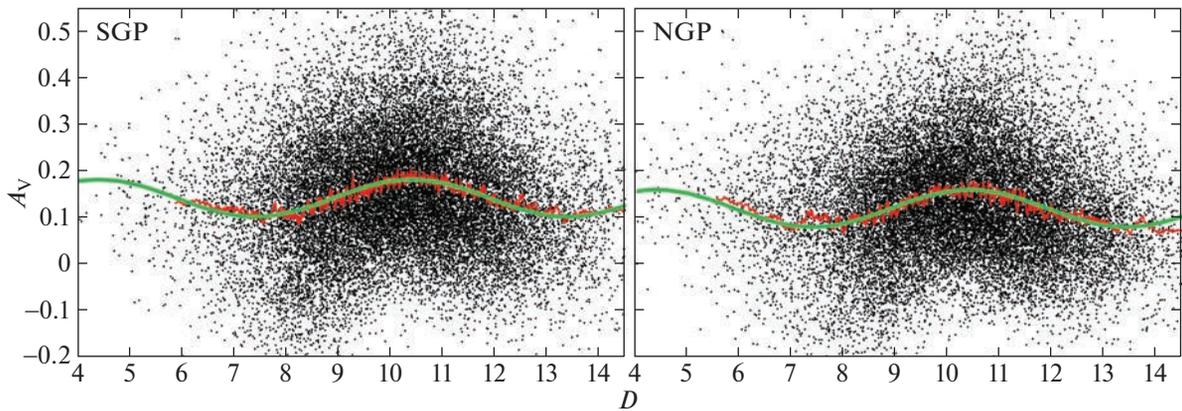
$W1$  и  $W2$  из каталога AllWISE (одна из версий результатов телескопа WISE) для тех же звезд Gaia EDR3, а также декларированные АКQ22 неопределенности всех использованных оценок. Эти данные были откалиброваны, исправлены и отобраны авторами АКQ22 в соответствии с рекомендациями авторов использованных наборов данных Gaia, PS1, SMSS, 2MASS и AllWISE. В частности, параллаксы были откалиброваны в соответствии с рекомендациями консорциума Гайя (2021в), а точная фотометрия отобрана в соответствии с критериями консорциума Гайя (2021б). В процессе обработки данных АКQ22 сформулировали несколько своих критериев отбора высококачественных оценок  $R$  и  $A_V$ . Мы использовали оценки АКQ22 с критериями `fidelity > 0.5` (достаточно точная астрометрия звезды), `s.sh_outflag='%%00'` (разумные неопределенности используемых величин), `(av84-av16)/2 < 0.25` (точность поглощения лучше 0.25), `(dist84-dist16)/2/dist50 < 0.25` (относительная точность  $R$  лучше 0.25). Карлики отобраны нами по критерию `logg50 > 3.95` для поверхностной силы тяжести.

Для вычисления  $R$  и  $A_V$  по исходным данным АКQ22 использовали код StarHorse, описанный Кюироз и др. (2018). Этот код вычисляет наиболее вероятные оценки  $R$ ,  $A_V$ , возраста, массы, эффективной температуры, металличности и поверхностной силы тяжести для звезды из сопоставления теоретических изохрон PARSEC1.2S+COLIBRIS37 (Брессан и др., 2012) и входных измеренных величин на диаграммах “цвет — звездная величина”. На определяемые величины накладываются обоснованные начальные ограничения в соответствии с представлениями о строении и эволюции звезд в Галактике (например, о начальной функции масс) и таких компонентов Галактики, как тонкий и толстый диски, сферическое гало и трехосная структура из балджа и бара. Используемые изохроны вычислены только для солнечной шкалы металличности, без учета обогащения альфа-элементами в галактическом гало.

Для используемых нами оценок важно, что АКQ22 наложили широкие начальные ограничения на оценки  $A_V$  в соответствии с оценками покраснения из карты GSZ19 и трехмерной модели пространственных вариаций покраснения Дриммеля и др. (2003, далее — DCL03). Как отмечено самими авторами GSZ19 и DCL03, они дают неудовлетворительные оценки вблизи Солнца. Кроме того, в упомянутых во Введении работах Гончарова и соавторов показано, что оценки GSZ19 и DCL03 неудовлетворительны и в высоких галактических широтах. Следовательно, ошибки GSZ19 и DCL03 могут привести к ошибкам оценок в АКQ22. Одна



**Рис. 1.** Поглощение  $A_V$  для карликов (зеленые символы и фиолетовые кривые скользящего среднего по 150 точкам) и гигантов (черные символы и красные кривые скользящего среднего по 40 точкам) из АКQ22 в радиусе 4 градусов от южного (SGP) и северного (NGP) галактических полюсов в зависимости от модуля расстояния  $D$ .



**Рис. 2.** То же, что на рис. 1, но только для карликов (черные символы и красные кривые скользящего среднего по 150 точкам). Зеленая кривая показывает аппроксимацию уравнениями (1) и (2) для SGP и NGP соответственно.

из систематических ошибок АКQ22 рассмотрена далее.

На рис. 1 показаны систематические вариации поглощения для карликов и гигантов, отобранных нами из АКQ22 в радиусе 4 градусов от южного (SGP) и северного (NGP) галактических полюсов, в зависимости от модуля расстояния  $D$ . И для карликов, и для гигантов вариации поглощения не являются монотонными даже после сильного сглаживания. Кроме того, для обоих классов звезд поглощение систематически меняется даже при  $D > 10$ , т.е. при  $R > 1000$ , или  $|Z| > 1000$  пк, учитывая, что рассматриваются окрестности полюсов. Это совершенно не соответствует представлениям о толщине галактического слоя пыли около  $|Z| < 450$  (Гончаров, Мосенков, 2021б). Следовательно, оценки для обоих классов звезд искажены систематическими ошибками. Пространственная плотность распределения гигантов в радиусе 2.5 кпк от Солнца совершенно недостаточна как для анализа этих ошибок, так и для построения подробных и точных трехмерных карт поглощения.

Поэтому в настоящем исследовании мы используем только карликов, а именно 99 889 339 карликов из АКQ22 в радиусе 2.5 кпк от Солнца. Отметим, что 1 171 388 (1%) из них имеют отрицательные оценки поглощения в АКQ22, отражая тот факт, что звезда может быть и голубее соответствующей изохроны на диаграмме ‘цвет–величина’ из-за ошибок фотометрии, расстояния, классификации звезды и других причин.

Рисунок 2 повторяет рис. 1, но только для карликов. Видно, что систематические вариации поглощения хорошо аппроксимируются синусоидами, найденными нами:

$$A_V = 0.14 + 0.04 \sin(1.0467D - 3.035), \quad (1)$$

$$A_V = 0.12 + 0.04 \sin(1.0467D - 3.035), \quad (2)$$

для SGP и NGP соответственно, где аргумент синуса выражен в радианах.

Эта систематика влияет на результаты любого исследования с использованием данных АКQ22,

особенно вблизи Солнца и в высоких широтах, где амплитуда этой систематики сравнима с самими оценками поглощения. Несомненно, это требует отдельного исследования. Мы не нашли однозначного объяснения этой систематики, но заметим следующее.

Авторы АКQ22 отметили, что широко- и среднеполосная фотометрия, использованная ими, слабо чувствительна к металличности. Это может приводить к большим ошибкам оценок металличности из АКQ22. Пространственное распределение звезд, для которых АКQ22 нашли низкую металличность, показано на их рис. 10, обсуждается АКQ22 и не полностью соответствует общепринятым представлениям о Галактике. Более того, сравнение оценок металличности из АКQ22 с заведомо более точными астросейсмическими и спектроскопическими оценками на рис. 17 и 18 из АКQ22 и в их обсуждении показывает, что АКQ22 могли систематически недооценить металличность значительного числа звезд. Учитывая, что малометаллические звезды в среднем систематически голубее и слабее высокометаллических, объяснение систематики на рис. 2 может быть следующим. АКQ22 могут ошибочно рассматривать многие высокометаллические звезды как малометаллические, и тогда их наблюдаемый сравнительно красный цвет ошибочно интерпретируется как большое покраснение малометаллической звезды со сравнительно голубым нормальным цветом вместо того, чтобы признать малое покраснение высокометаллической звезды со сравнительно красным нормальным цветом. Наоборот, малометаллические звезды могут ошибочно рассматриваться как высокометаллические. Это может дать не один, а несколько экстремумов в вариациях поглощения от расстояния из-за того, что АКQ22 делят звезды на тонкий диск, толстый диск и гало. Другое вероятное объяснение упомянутой систематики — влияние многочисленных неразрешенных двойных карликов, которое игнорируется АКQ22. Такие карлики выглядят ярче и краснее, чем предполагается моделью одиночного карлика. Аналогично ошибке с металличностью, их наблюдаемый сравнительно красный цвет ошибочно интерпретируется как большое покраснение одиночной звезды со сравнительно голубым нормальным цветом. В этом случае синусоидальная зависимость ошибки от расстояния объясняется максимальным влиянием неразрешенных двойных на некотором расстоянии: на меньшем расстоянии больше разрешенных двойных, а на большем расстоянии влияние неразрешенных двойных должно быть меньше ошибок фотометрии.

В результате мы исключили эту систематику, приняв эмпирическую поправку  $\Delta A_V = -0.04 \sin(1.0467D - 3.035)$ . Таким образом, мы принимаем за истину средние значения синусоид

(1) и (2) и, соответственно, сохраняем неизменным среднее поглощение для карликов. Это кажется разумным, так как при  $D > 11$  средние поглощения по карликам и гигантам близки, как видно из рис. 1. Однако при  $8 < D < 11$  оценки  $A_V$  для гигантов в среднем на 0.04 звездной величины ниже оценок для карликов. Если в будущем выяснится, что эти оценки для гигантов ближе к истине, оценки  $A_V$  в представленных нами картах надо уменьшить на 0.04 звездной величины.

Среднее поглощение сквозь весь полуслой пыли в направлении SGP или NGP по карликам АКQ22 составляет  $A_V \approx 0.14$  и  $0.12$  соответственно. Разница  $\Delta A_V = 0.02$  между этими значениями отражает тот факт, что Солнце находится выше основной плоскости Галактики и основной экваториальной концентрации галактической пыли. Учитывая оценку этого смещения как 15 пк (Гончаров 2008, 2011, 2012с), очевидно, что это поглощение  $\Delta A_V = 0.02$  возникает в слое пыли ниже Солнца, в пределах примерно  $-30 < |Z| < 0$  пк. Уже одно это не позволяет считать поглощение в радиусе, скажем, 30 пк от Солнца пренебрежимо малым. Хотя, надо признать, что разница в полном поглощении в направлении SGP и NGP столь мала, что до сих пор отмечена лишь в некоторых картах и моделях:  $\Delta A_V = 0.013, 0.010, 0.013, 0.011, 0.016$  и  $0.012$  согласно SFD98, DCL03, Аморес, Лепине (2005, далее — AL05)<sup>6</sup>, SF11, MF15 и TGE соответственно (см. рис. 8).

Отметим, что принятая поправка повлияла преимущественно в сторону уменьшения оценок поглощения i) вблизи Солнца в наших трехмерных картах, так как в диапазоне  $2.9 < D < 5.9$ , т.е.  $38 < R < 150$  пк, поправка отрицательна, а также ii) в высоких широтах в нашей двумерной карте, так как мы использовали карлики в диапазоне  $450 < |Z| < 2500$  пк, т.е. преимущественно  $900 < R < 2500$  пк, или  $9.8 < D < 12$ , где преобладает отрицательная поправка.

Для удобства использования и интерполирования мы приняли для наших карт равномерную сетку координат с шагом 20 угл. мин для трехмерных карт (с учетом влияния косинуса широты на шаг по долготе) и 6.1 угл. мин для двумерной карты (совпадает с разрешением SFD98 для удобства сравнения).

Координатная сетка наших карт выбрана так, что для каждой широты есть отсчет на долготе  $l = 180^\circ$ , а остальные узлы сетки для данной широты расположены симметрично относительно отсчета на  $l = 180^\circ$ . Такая сетка лишена отсчетов около  $l = 0^\circ$ , которые, как показывают прежние карты, наименее полезны из-за больших градиентов всех

<sup>6</sup> <http://www.galexextin.org/>

рассматриваемых величин в направлении на центр Галактики.

Хотя шаг сетки координат наших карт фиксирован, для оптимизации числа используемых звезд в ячейках трехмерных карт мы приняли размер окна осреднения поперек луча зрения и, соответственно, тангенциальное разрешение карт зависящим от  $R$ . Для заданного  $R$  мы принимаем более низкое из разрешений в 20 угл. мин или 3.55 пк (второе соответствует 6.1 угл. мин на удалении 2 кпк). Таким образом, на удалении от 50 до 2000 пк от Солнца разрешение меняется от 4.06 градуса до 20 угл. мин, или от 3.55 до 11.64 пк. Принятое радиальное разрешение 50 пк значительно хуже тангенциального разрешения из-за большой неопределенности  $R$ . Видимо, будущие более точные параллаксы для более полных выборок Gaia позволят повысить радиальное разрешение карт.

Некоторые карты других авторов имеют более высокое угловое (3.4 угл. мин у GSZ19) или пространственное (25 пк у LVB22) разрешение. Однако вблизи Солнца или вдали от основной плоскости Галактики это приводит к ненадежным результатам из-за нехватки звезд в пространственных ячейках. Например, именно из-за недостаточного числа звезд в ячейках, GSZ19 дает ошибочное нулевое покраснение для многих ячеек вдали от основной плоскости Галактики (см. обсуждение Гончарова и др., 2022, и рис. 8 в разделе “Трехмерные карты”).

Наша двумерная карта содержит 3 095 841 ячеек на небе, а трехмерная карта  $A_V$  — 8 724 902 пространственных ячеек. Распределение пространственных ячеек трехмерной карты по числу использованных карликов показано на рис. 3.

В каждой ячейке индивидуальные поглощения осредняются. Двумерная карта является результатом такого осреднения для звезд с  $|Z| > 450$  и  $R > 2000$  пк и, соответственно, для широт  $|b| > \arcsin(450/2000) \approx 13^\circ$ . Для трехмерных карт  $A_V$  и  $A_G$  после осреднения в описанных ранее окнах есть многочисленные случаи, когда на одном луче зрения поглощение убывает с расстоянием. Это является результатом флуктуаций пылевой среды и ошибок в оценках расстояния и поглощения. Для исключения этого мы выравниваем оценки поглощения на каждом луче зрения, увеличивая и уменьшая соседние оценки итерациями так, чтобы в итоге поглощение не уменьшалось с расстоянием. При этом оценки поглощения из наших трехмерных карт на удалении  $|Z| = 450$  пк согласуются с оценками из нашей двумерной карты. Фактически итоговая кривая роста поглощения с расстоянием для луча зрения является наиболее вероятной неубывающей кривой, проходящей среди индивидуальных оценок поглощения на этом луче зрения. Это выравнивание требует десятки и сотни итераций

и поэтому весьма требовательно к вычислительным ресурсам. Такое выравнивание выполняется при создании любой современной карты покраснения/поглощения (см., например, GSZ19 и GСY21).

Трехмерные карты соотношения  $A_G/A_V$  и дифференциального поглощения вычисляются по картам  $A_V$  и  $A_G$ .

Точность полученных карт можно оценить из следующих соображений. Как следует из рис. 3, для вычисления поглощения в пространственной ячейке мы использовали, как правило, несколько десятков карликов. Примерно такова же статистика для ячеек двумерной карты. При случайной ошибке индивидуального поглощения  $\sigma(A_V) = 0.20$  для типичного рассматриваемого нами карлика со звездной величиной  $G = 18$  случайная ошибка результата в 94% ячеек  $\sigma(A_V) < 0.04$ . Отметим, что систематическая точность использованных поглощений АКQ22 достаточно высока с учетом того, что мы не нашли никаких существенных ее проявлений в зависимостях от каких-либо параметров, кроме упомянутой ранее синусоидальной зависимости поглощения от  $R$ . Однако в общую неопределенность результата вносят вклад также неопределенность индивидуального  $R$ , поверхностной силы тяжести (через критерий выделения карликов  $\log g_{50} > 3.95$ ) и систематическая неопределенность, равная внесенной нами поправке за эмпирическую синусоидальную зависимость поглощения от  $R$  (так как причина этой систематики не ясна), достигающей 0.04 звездной величины. Из-за увеличения размера ячейки с  $R$ , число карликов в ячейке уменьшается с  $R$  довольно медленно, а случайная ошибка поглощения пропорциональна квадратному корню от числа карликов. Кроме того, неопределенность индивидуальных  $R$  в пределах 2.5 кпк от Солнца растет с  $R$  медленно. Более того, синусоидальная зависимость поглощения от  $R$  не зависит от самого  $R$ . Поэтому в итоге можно гарантировать, что полная неопределенность оценок поглощения для протяженных объектов в наших картах всюду не превосходит  $\sigma(A_V) = 0.06$ . Эта точность выше упомянутой ранее типичной точности лучших современных карт  $\sigma(A_V) = 0.08$  за счет более высокой точности использованных поглощений АКQ22 и в меньшей мере — за счет оптимизации размера ячейки.

Чтобы оценить точность предсказаний наших карт для индивидуальных звезд и других точечных объектов, нужно учесть естественные флуктуации пылевой среды, которые составляют от  $\sigma(A_V) = 0.06$  около галактических полюсов до  $\sigma(A_V) = 0.33$  вблизи галактического экватора (и еще выше в некоторых небольших областях), как определено Гончаровым и др. (2022) по стандартному

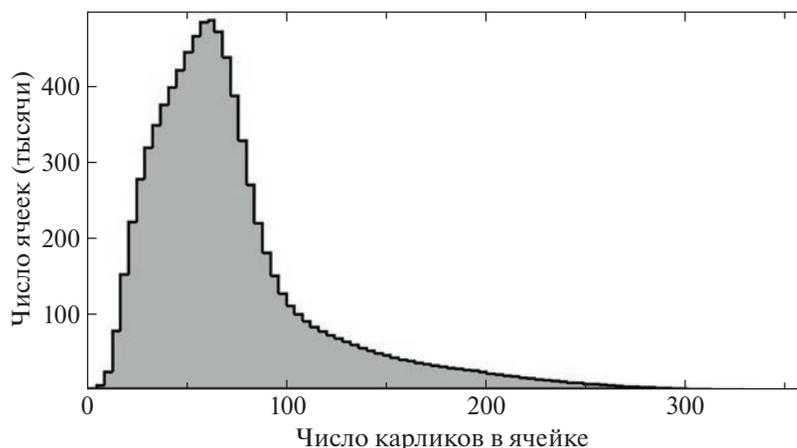


Рис. 3. Распределение пространственных ячеек нашей трехмерной карты по числу использованных карликов.

Таблица 1. Полученная двумерная карта  $A_V$  (полностью дана в электронном виде)

$l$ (градусы)	$b$ (градусы)	Минимальное $R$ (парсеки)	Окно (градусы)	Число карликов	$A_V$	
180.0000	-89.9750	450.0	0.102	19	0.138	
180.0000	-89.8733	450.0	0.102	17	0.116	
134.0141	-89.8733	450.0	0.102	9	0.087	
88.0281	-89.8733	450.0	0.102	10	0.101	
42.0422	-89.8733	450.0	0.102	15	0.126	
225.9859	-89.8733	450.0	0.102	13	0.125	
271.9719	-89.8733	450.0	0.102	13	0.154	
317.9578	-89.8733	450.0	0.102	22	0.168	
...	...	...	...	...	...	...

отклонению оценок поглощения из АКQ22. Следовательно, точность предсказаний наших карт для точечного объекта составляет от  $\sigma(A_V) = (0.06^2 + 0.06^2)^{0.5} = 0.08$  около галактических полюсов до  $\sigma(A_V) = (0.06^2 + 0.33^2)^{0.5} = 0.34$  вблизи галактического экватора. Мы аппроксимировали эту зависимость от широты полиномом  $\sigma(A_V) = -4.0 \times 10^{-7} \cdot |b|^3 + 1.0 \times 10^{-4} \cdot |b|^2 - 0.0086|b| + 0.34$ . Таким образом, в высоких широтах, примерно при  $|b| > 60^\circ$ , предсказания наших карт даже для индивидуальных звезд точнее, чем предсказания для них же из АКQ22 с типичной неопределенностью  $\sigma(A_V) \approx 0.18$ . В более низких широтах оценки наших и других подобных карт и моделей покраснения/поглощения имеют практическое применение только для звезд, не имеющих индивидуальных

оценок,<sup>7</sup> или для протяженных объектов (это более 10 тысяч галактик, звездных скоплений, различных облаков и других объектов).

### ДВУМЕРНАЯ КАРТА

Таблица 1 представляет нашу двумерную карту. На рис. 4 показаны вариации поглощения  $A_V$  по небу в соответствии с нашей двумерной картой и двумерными картами SFD98 и TGE (для TGE принято рекомендованное авторами оптимальное угловое разрешение). Для удобства сравнения мы исключили низкие широты, где нет наших оценок.

<sup>7</sup> В радиусе 2 кпк от Солнца это несколько миллиардов, или 99% всех звезд, в том числе, около 400 млн ( $\approx 80\%$ ) звезд из Gaia DR3).

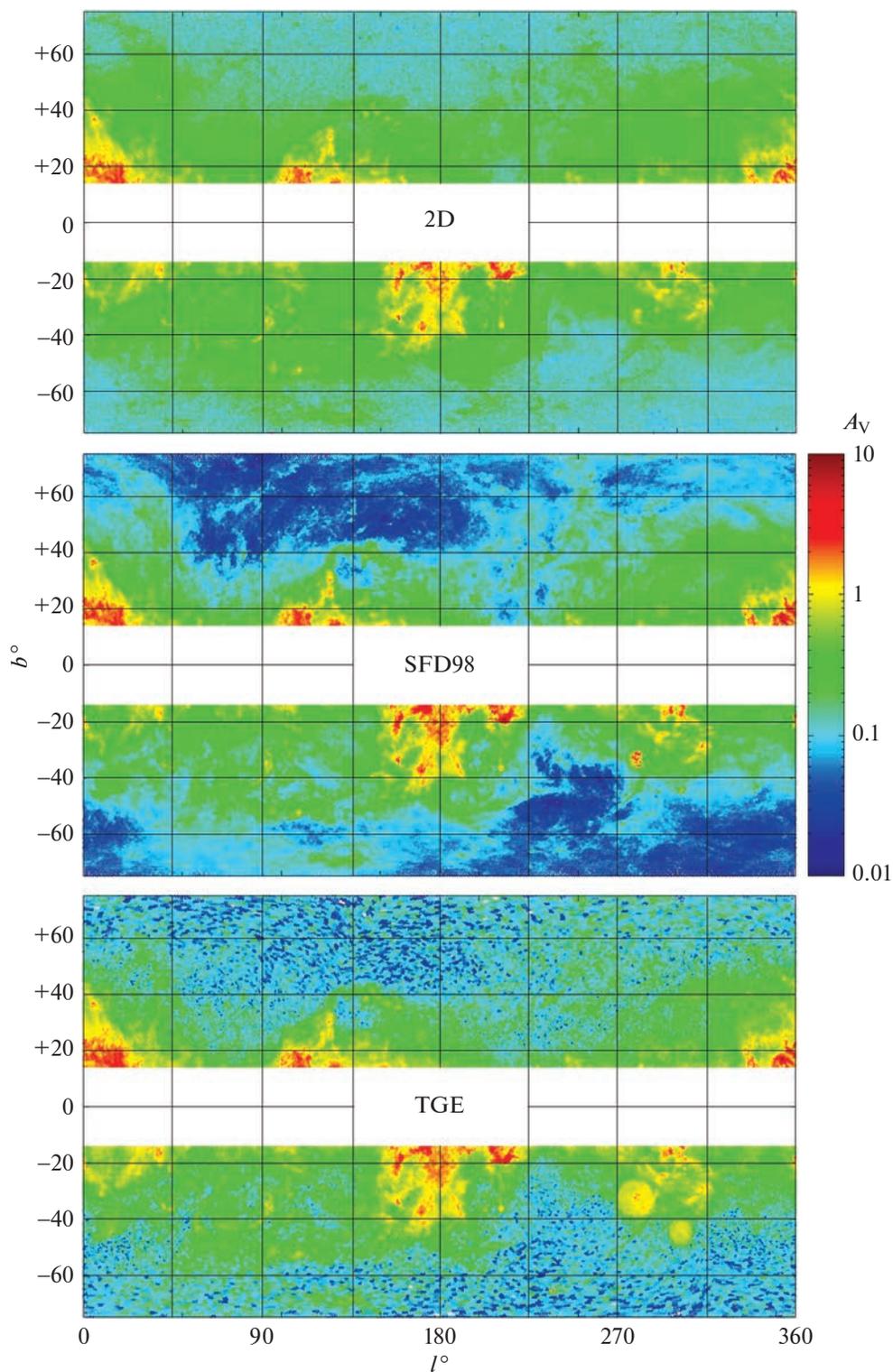
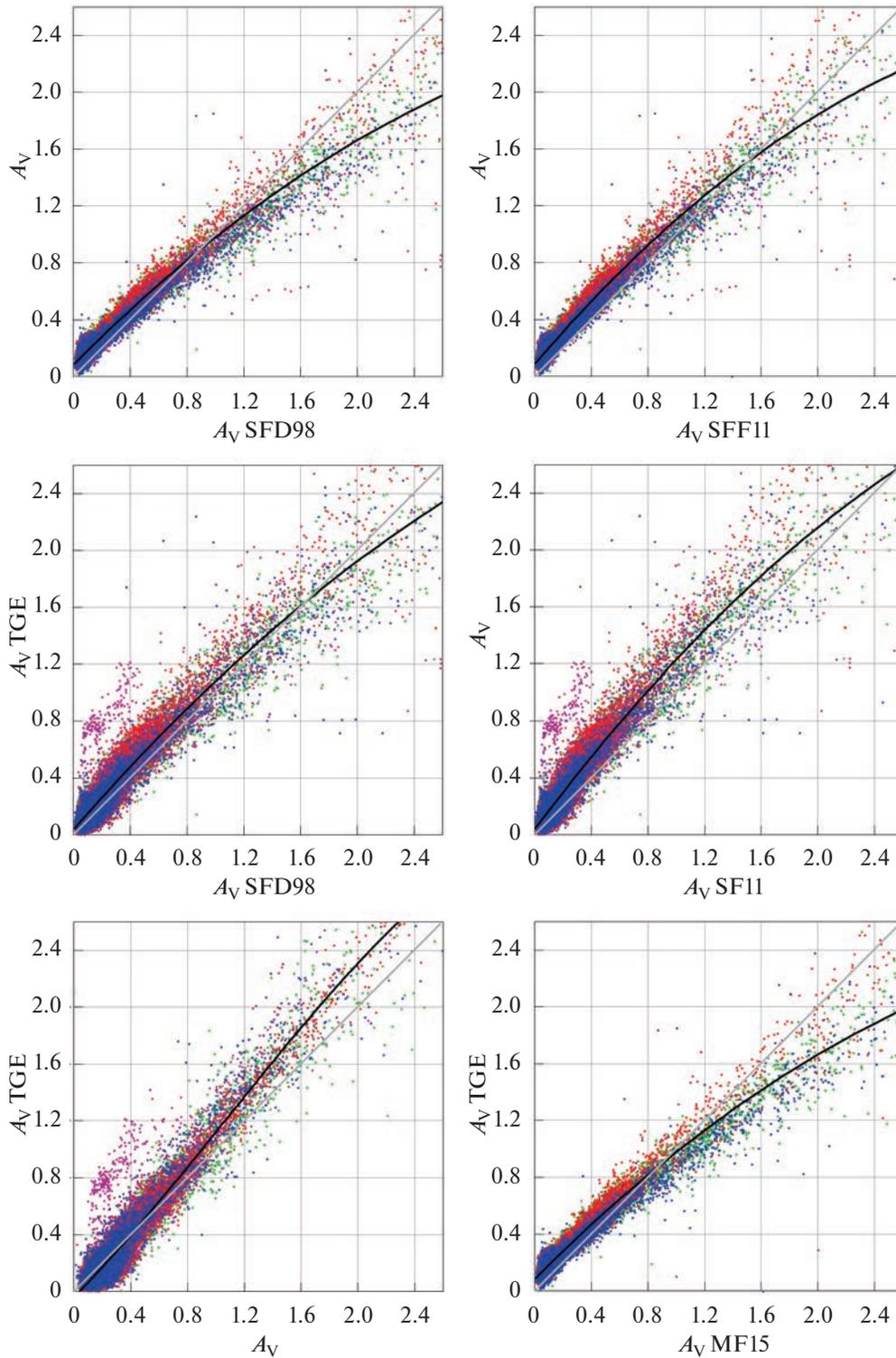


Рис. 4. Вариации поглощения  $A_V$  по небу в соответствии с нашей двумерной картой (2D) и картами SFD98 и TGE.

Видно, что в средних широтах все карты согласуются друг с другом, демонстрируя, прежде всего, известные облачные комплексы пояса Гулда в двух противоположных районах с координатами  $l \approx 0^\circ$ ,  $b \approx +20^\circ$  и  $l \approx 180^\circ$ ,  $b \approx -20^\circ$ , которые обсужда-

лись, например, Дэймом и др. (2001), Гончаровым (2009, 2012б) и Гончаровым и др. (2022). В высоких широтах рис. 4 показывает, что наши оценки, как правило, в несколько раз выше оценок SFD98, в то время как оценки TGE — промежуточные.



**Рис. 5.** Поглощение  $A_V$  по нашей двумерной карте в сравнении с оценками по двумерным картам SFD98, SF11, TGE и MF15 для случайно отобранных 32 000 лучей зрения в первом (красные символы), втором (зеленые символы), третьем (синие символы) и четвертом (фиолетовые символы) галактических квадрантах. Оценки для первого и третьего квадрантов вынесены на передний план. Серые прямые показывают соотношение один к одному, черные кривые — наилучшую аппроксимацию соотношения оценок полиномом третьей степени.

Это видно и в оценках полного галактического поглощения сквозь весь слой пыли в направлении галактических полюсов:  $A_V = 0.12, 0.05$  и  $0.07$  по нашей двумерной карте, SFD98 и TGE соответственно.

На рис. 5 дано сравнение оценок из нашей двумерной карты с оценками из карт SFD98, SF11, MF15 и TGE для 32 000 случайно отобранных площадок размером  $6.1 \times 6.1$  угл. мин (разным цветом показаны оценки в разных галактических квадрантах). Отметим, что явно отскочившие от биссектрисы оценки TGE (фиолетовые символы, т.е. оценки в четвертом галактическом квадранте) относятся к областям неба с Магеллановыми облаками, где, как и следовало ожидать, трудно учесть поглощение внутри этих облаков.

Отметим линейную зависимость между оценками SFD98 и SF11 из-за метода создания SF11, и известную ранее близость оценок SFD98 и MF15.

TGE использовали те же данные, что и мы, но обработали их другим методом. Это объясняет хорошее согласие наших оценок с TGE в систематическом отношении. На рис. 5 показано примерно линейное соотношение между оценками TGE и нашими, хотя обе карты показывают существенно нелинейные соотношения с картами SFD98, SF11 и MF15, полученными по ИК-эмиссии. Таким образом, и TGE, и наша карта подтверждают известную из прежних исследований (см. обзор Гончарова, 2016б) недооценку картами SFD98, SF11 и MF15 малых покраснений/поглощений и, возможно, переоценку больших. Впрочем, для больших поглощений этот эффект нивелирован тем, что и наша карта, и TGE могут недооценивать большие поглощения из-за того, что, возможно, не пронзают весь галактический слой пыли насквозь, теряя полноту выборки в далеких запыленных районах.

Недооценка малых покраснений/поглощений картами SFD98, MF15 и SF11 из-за их систематических ошибок, прежде всего, ошибок калибровки “ИК-эмиссия — покраснение”, требует отдельного исследования. Наши результаты показывают, что данные AKQ22 и последующие результаты Gaia являются подходящим материалом для такого исследования. В настоящей работе мы лишь отметим зависимость разности между нашими оценками и оценками этих трех карт от галактической долготы. Чтобы подчеркнуть эту зависимость, на рис. 5 мы вынесли оценки для первого и третьего квадрантов на передний план (красные и синие символы), а столь же многочисленные оценки для второго и четвертого квадрантов — на задний план. Видно, что отклонение оценок от биссектрисы зависит от  $l$  и экстремально в первом и третьем квадрантах. Возможно, это связано с тем, что в этих квадрантах

поглощение, как правило, максимально и минимально соответственно.

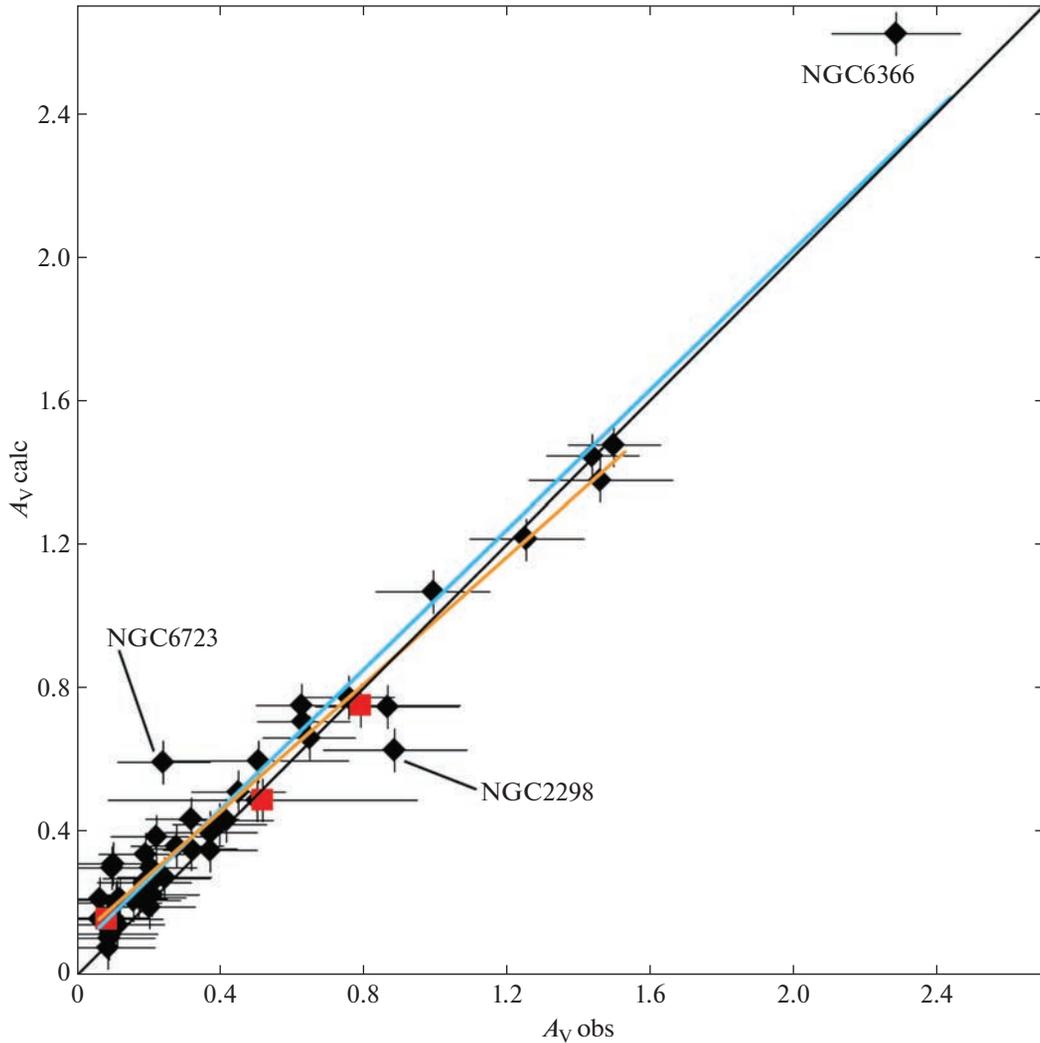
Хотя наши оценки и TGE согласуются в систематическом отношении, случайный разброс их разностей велик, особенно для малых поглощений, как видно из рис. 5: например, при  $|b| > 45^\circ$  медианное стандартное отклонение разностей  $A_V$  составляет 0.06. Для малых поглощений (и высоких широт) оценки SFD98, SF11 и MF15 согласуются с нашими в случайном отношении гораздо лучше (при  $|b| > 45^\circ$  медианное стандартное отклонение составляет 0.03), чем с оценками TGE (при  $|b| > 45^\circ$  медианное стандартное отклонение 0.06). Возможная причина — какие-то методические недостатки TGE. Для больших поглощений (и средних широт) ситуация совершенно иная: наши оценки согласуются с TGE гораздо лучше (при  $|b| < 20^\circ$  медианное стандартное отклонение составляет 0.2), чем те и другие — с SFD98, SF11 и MF15 (при  $|b| < 20^\circ$  медианное стандартное отклонение около 0.4). Возможная причина — худшее угловое разрешение нашей карты и TGE по сравнению с остальными и, следовательно, более сильное сглаживание естественных флуктуаций среды.

Отметим также, что наши оценки очень хорошо согласуются с таковыми из SF11 и в случайном, и в систематическом отношении, если к последним добавить постоянное поглощение  $\Delta A_V = 0.08$ . Вероятно, это отражает систематическую недооценку малых поглощений в SF11 и примерно такую же — в SFD98 и MF15.

Для оценки точности предсказаний нашей двумерной карты мы сравнили их в табл. 2 и на рис. 6 с наиболее точными оценками поглощения для шаровых скоплений нашей Галактики с  $|b| > 13^\circ$ , а) полученными Клементини и др. (2022) из анализа переменных звезд RR Лиры в скоплениях NGC 288, NGC 5139 и IC 4499 (красные квадраты) и б) полученными разными авторами из сопоставления фотометрии и теоретических изохрон на диаграммах ‘цвет–величина’ и другими методами, не зависящими от оценок из карт и моделей поглощения (черные ромбы). Во втором случае мы рассмотрели 47 известных шаровых скоплений ближе 30 кпк от Солнца (для более далеких скоплений оценки из литературы не точны). Оценки расстояний до скоплений взяты из Баумгардта и Васильева (2021), кроме скоплений Terzan 7 и Terzan 8 с оценками из Харриса (1996). Оценки покраснения/поглощения для скоплений взяты нами из исследований Гончарова и др. (2019, 2020, 2021, 2023а), Доттера и др. (2011), Беллаццини и др. (2002), Коха, МакВильяма (2014), Хамрика и др. (2021), Рецио-Бланко и др. (2005), Вагнера-Кайзера и др. (2016) и Вагнера-Кайзера и др. (2017) с предпочтением именно в таком порядке,

**Таблица 2.** Оценки  $A_{V\text{ obs}}$  для галактических шаровых скоплений с  $|b| > 13^\circ$  из литературы в сопоставлении с предсказаниями  $A_{V\text{ calc}}$  по нашей двумерной карте

Имя	$R$ (кпк)	$l$ (градусы)	$b$ (градусы)	$A_{V\text{ calc}}$	$A_{V\text{ obs}}$	Ссылка
IC4499	18.9	307.35	-20.47	0.75	$0.63 \pm 0.13$	Доттер и др., 2011
IC4499	18.9	307.35	-20.47	0.75	$0.79 \pm 0.28$	Клементини и др., 2022
NGC104	4.5	305.90	-44.89	0.16	$0.11 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
NGC288	9.0	151.28	-89.38	0.16	$0.08 \pm 0.16$	Гончаров и др., 2021
NGC288	9.0	151.28	-89.38	0.16	$0.08 \pm 0.09$	Клементини и др., 2022
NGC362	8.8	301.54	-46.25	0.21	$0.11 \pm 0.13$	Гончаров и др., 2021
NGC1261	16.4	270.54	-52.12	0.10	$0.09 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2016
NGC1851	12.0	244.51	-35.04	0.21	$0.16 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
NGC1904	13.1	227.23	-29.35	0.31	$0.10 \pm 0.13$	Хамрик и др., 2021
NGC2298	9.8	245.63	-16.01	0.63	$0.89 \pm 0.20$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
NGC4147	18.5	252.85	+77.19	0.14	$0.11 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
NGC4590	10.4	299.63	+36.05	0.27	$0.22 \pm 0.15$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
NGC5024	18.5	332.96	+79.76	0.12	$0.09 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2016
NGC5053	17.5	335.70	+78.95	0.16	$0.07 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
NGC5139	5.4	309.10	+14.97	0.49	$0.50 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
NGC5139	5.4	309.10	+14.97	0.49	$0.52 \pm 0.43$	Клементини и др., 2022
NGC5272	10.2	42.22	+78.71	0.08	$0.09 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2016
NGC5466	16.1	42.15	+73.59	0.16	$0.06 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
NGC5634	26.0	342.21	+49.26	0.30	$0.20 \pm 0.13$	Беллаццини и др., 2002
NGC5897	12.5	342.94	+30.29	0.42	$0.40 \pm 0.13$	Кох, МакВильям, 2014
NGC5904	7.5	3.86	+46.80	0.19	$0.20 \pm 0.13$	Гончаров и др., 2019
NGC5986	10.5	337.02	+13.27	1.07	$0.99 \pm 0.16$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
NGC6093	10.3	352.67	+19.46	0.78	$0.76 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
NGC6101	14.4	317.75	-15.82	0.43	$0.42 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2016
NGC6121	1.9	350.97	+15.97	1.45	$1.44 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
NGC6144	8.2	351.93	+15.70	1.48	$1.50 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
NGC6171	5.6	3.37	+23.01	1.38	$1.46 \pm 0.20$	Вагнер-Кайзер и др., 2016
NGC6205	7.4	59.01	+40.91	0.21	$0.12 \pm 0.13$	Гончаров и др., 2020
NGC6218	5.1	15.72	+26.31	0.71	$0.63 \pm 0.13$	Гончаров и др., 2021
NGC6229	30.1	73.64	+40.31	0.21	$0.06 \pm 0.13$	Рецио-Бланко и др., 2005
NGC6254	5.1	15.14	+23.08	0.75	$0.86 \pm 0.20$	Вагнер-Кайзер и др., 2016
NGC6341	8.5	68.34	+34.86	0.30	$0.10 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2016
NGC6362	7.6	325.55	-17.57	0.34	$0.19 \pm 0.13$	Гончаров и др., 2023а
NGC6366	3.4	18.41	+16.04	2.62	$2.28 \pm 0.18$	Вагнер-Кайзер и др., 2016
NGC6426	20.7	28.09	+16.23	1.21	$1.25 \pm 0.16$	Доттер и др., 2011
NGC6584	13.6	342.14	-16.41	0.44	$0.32 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2016
NGC6715	26.3	5.61	-14.09	0.60	$0.51 \pm 0.25$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
NGC6723	8.3	0.07	-17.30	0.59	$0.24 \pm 0.13$	Гончаров и др., 2023а
NGC6752	4.1	336.49	-25.63	0.27	$0.24 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
NGC6809	5.3	8.79	-23.27	0.35	$0.37 \pm 0.13$	Гончаров и др., 2023б
NGC6864	20.5	20.30	-25.75	0.66	$0.65 \pm 0.13$	Рецио-Бланко и др., 2005
NGC6934	15.7	52.10	-18.89	0.40	$0.37 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2016
NGC6981	16.7	35.16	-32.68	0.26	$0.19 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2016
NGC7078	10.7	65.01	-27.31	0.35	$0.32 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2016
NGC7089	11.7	53.37	-35.77	0.22	$0.21 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
NGC7099	8.5	27.18	-46.84	0.22	$0.17 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2016
Palomar5	21.9	0.84	+45.86	0.36	$0.28 \pm 0.13$	Доттер и др., 2011
Palomar12	18.5	30.51	-47.68	0.20	$0.11 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
Terzan7	22.8	3.39	-20.07	0.39	$0.22 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2017
Terzan8	26.3	5.76	-24.56	0.51	$0.45 \pm 0.13$	Вагнер-Кайзер и др., 2017



**Рис. 6.** Оценки  $A_{V \text{ obs}}$  для галактических шаровых скоплений из литературы в сопоставлении с предсказаниями  $A_{V \text{ calc}}$  по нашей двумерной карте — черные символы. Оценки Клементини и др. (2022) для NGC 288, NGC 5139 и IC 4499 отмечены красными квадратами. Черная прямая показывает соотношение один к одному, синяя и оранжевая прямые — линейную аппроксимацию соотношения наблюдений и предсказаний методом наименьших квадратов с учетом и без учета NGC 6366 соответственно.

реалистичную на наш взгляд оценку неопределенности с учетом вариаций поглощения в поле зрения скопления по данным Бонатто и др. (2013), но не меньше  $\sigma(A_V) = 0.13$ . Для оценок из Клементини и др. (2022) мы приняли неопределенности, декларированные авторами. Все использованные нами оценки покраснения или поглощения пересчитаны в оценки поглощения  $A_V$  с использованием закона поглощения Карделли и др. (1989) с номинальным соотношением поглощения к покраснению  $R_V \equiv A_V/E(B-V) = 3.1$  с учетом того, что наблюдаемое соотношение  $A_V/E(B-V)$  зависит от спектрального распределения энергии непокрасневшей звезды. Соответственно, для шаровых скоплений с преобладанием сравнительно холодных и мало-металлических звезд мы приняли медианное соотно-

шение  $A_V/E(B-V) = 3.3$  из Касагранде, Вандэнберга (2014).

На рис. 6 видно хорошее согласие между предсказаниями нашей карты (с неопределенностью  $\sigma(A_V) = 0.06$ ) и оценками из литературы. Синяя и оранжевая прямые на рис. 6 показывают линейную аппроксимацию соотношения наблюдений и предсказаний методом наименьших квадратов с учетом и без учета NGC 6366 соответственно. Видно, что для малых поглощений наши оценки, возможно, систематически выше оценок из литературы, хотя и в пределах нескольких сотых долей звездной величины.

Отклонение скоплений на рис. 6 от биссектрисы может объясняться, в частности, пространственными вариациями закона поглощения или

**Таблица 3.** Полученная трехмерная карта  $A_V$  (полностью дана в электронном виде)

$l$ (градусы)	$b$ (градусы)	$R$ (парсеки)	Окно (градусы)	Число карликов	$A_V$ (зв. вел.)
180.0000	-89.6667	500	0.4	18	0.129
180.0000	-89.6667	450	0.5	16	0.129
180.0000	-89.6667	400	0.5	20	0.129
180.0000	-89.6667	350	0.6	24	0.128
180.0000	-89.6667	300	0.7	17	0.128
180.0000	-89.6667	250	0.8	16	0.128
180.0000	-89.6667	200	1.0	25	0.128
180.0000	-89.6667	150	1.4	18	0.128
180.0000	-89.6667	100	2.0	16	0.078
180.0000	-89.6667	50	4.1	24	0.078
...	...	...	...	...	...

неучтенными вариациями поглощения в поле зрения скопления. Например, NGC 6366 находится всего в 16 угл. мин от яркой звезды пятой величины 47 Ori при радиусе скопления не меньше 9.5 угл. мин (Бика и др., 2019). Под влиянием 47 Ori в NGC 6366 возникает сильный градиент нуля-пункта фотометрических измерений и другие источники систематических ошибок в оценках покраснения/поглощения, описанные Андерсоном и др. (2008) и обнаруженные Бонатто и др. (2013) как большой градиент поглощения в поле NGC 6366. Аналогично, разногласие оценок для NGC 6723 может объясняться тем, что это скопление проецируется на край комплекса облаков Южной Короны (Corona Australis), что вызывает большой градиент поглощения в поле NGC 6723 (Гончаров и др., 2023a), а для NGC 2298 Бонатто и др. (2013) нашли максимальный градиент поглощения среди всех исследованных ими шаровых скоплений, хотя непосредственная причина этого не ясна.

### ТРЕХМЕРНЫЕ КАРТЫ

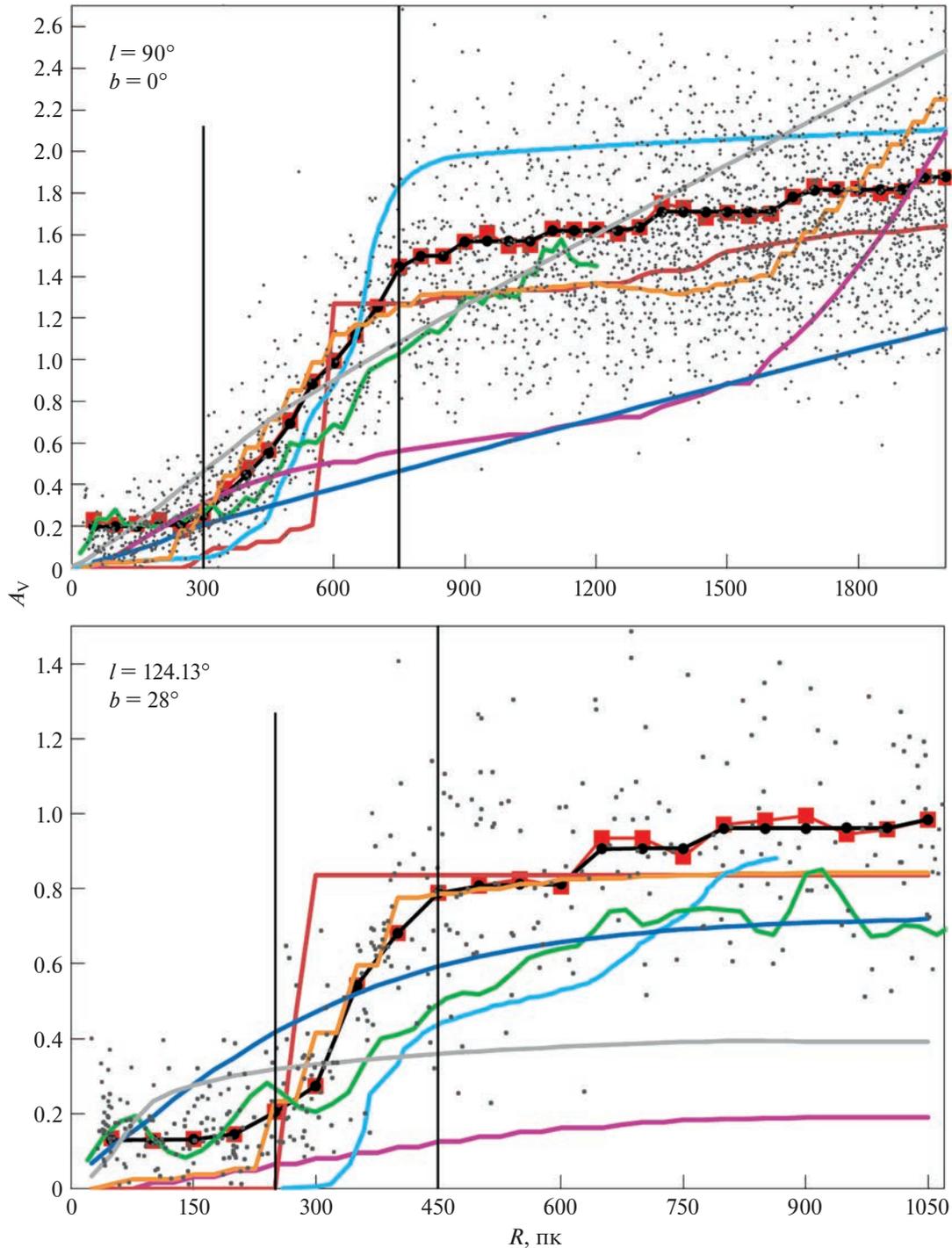
Таблица 3 представляет нашу трехмерную карту  $A_V$ . Трехмерная карта  $A_G$  вряд ли представляет самостоятельный интерес из-за близости фильтров  $V$  и  $G$  и получена ради соотношения  $A_G/A_V$ , которое может отражать закон поглощения и обсуждается далее.

На рис. 7 показан пример хода  $A_V$  с расстоянием для двух лучей зрения в направлении на известные облака в низких (облако в Лебеде) и средних (облако Polaris Flare) широтах. Аналогично, рис. 8 показывает изменения  $A_V$  в зависимости

от  $Z$  в направлении галактических полюсов. Видно, что наши оценки хорошо воспроизводят исходные оценки из AKQ22, а выравнивание (черные символы) успешно исправило случаи убывания  $A_V$  с расстоянием (красные символы), что особенно важно вблизи Солнца.

Для сравнения на рис. 7 и 8 показан ход  $A_V$  по оценкам других трехмерных карт и аналитических моделей пространственных вариаций покраснения/поглощения: Гончарова и др. (2022, далее — GMS22) с параметрами, полученными по оценкам AKQ22 для гигантов, AL05, DCL03, G17, GSZ19, GCY21 и LVB22. Дополнительно на рис. 8 цветными крестами показаны оценки при  $|Z| = 600$  пк из двумерных карт. Видно, что модель DCL03 откалибрована по карте SFD98: на рис. 8 коричневые кресты находятся точно на концах синих кривых. Отметим, что нулевые или очень низкие оценки в направлении полюсов и вблизи Солнца являются результатом систематических ошибок в случае LVB22 и бедных исходных данных в случае GSZ19, как обсуждалось Гончаровым, Мосенковым (2019, 2021a, 2021б) и в GMS22. Возможно, и для двумерных карт их систематические ошибки являются причиной сравнительно низких оценок  $A_V$  в направлении полюсов на рис. 8.

Надо помнить, что эти карты и модели основаны на разных массивах данных. Именно большие различия в исходных оценках привели к огромному различию оценок карт и моделей в направлении полюсов на рис. 8. Следовательно, единственным способом получить надежные оценки покраснения/поглощения в высоких широтах нам представляется получение многочисленных индивидуальных

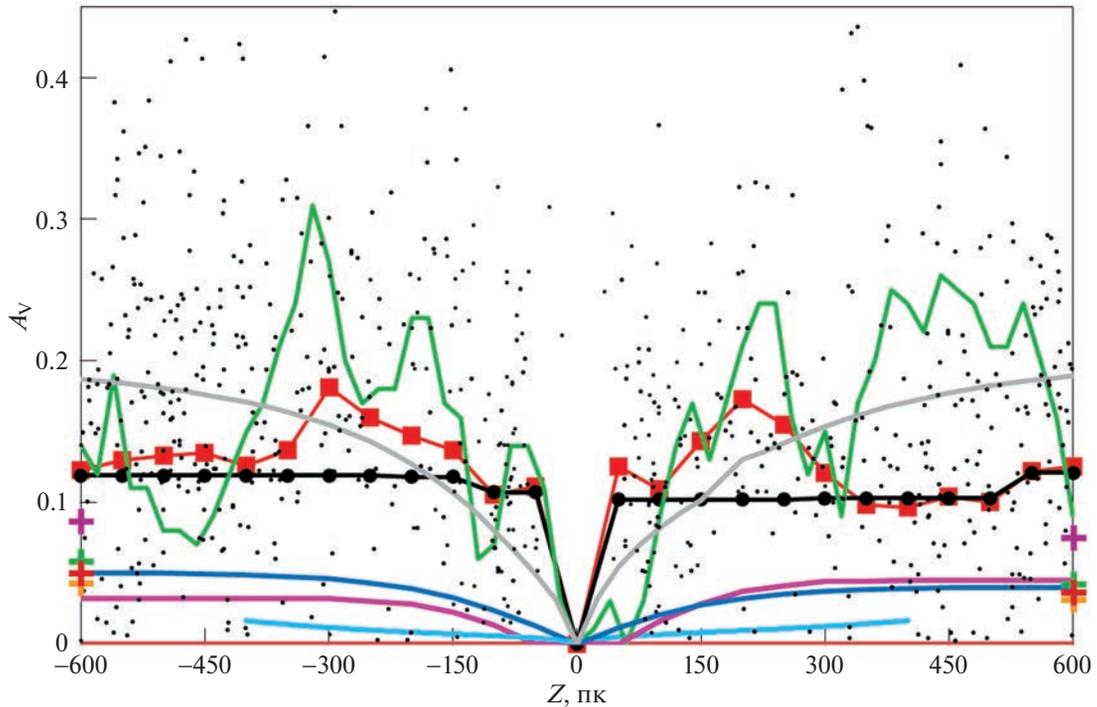


**Рис. 7.** Поглощение  $A_V$  в зависимости от  $R$  для двух лучей зрения в направлении облаков Лебеда ( $l = 90^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ ) и Polaris Flare ( $l = 124.13^\circ$ ,  $b = +28^\circ$ ). Кривыми разного цвета показаны оценки разных карт и моделей: нашей карты до (красный) и после (черный) выравнивания, DCL03 (синий), AL05 (пурпурный), G17 (зеленый), GSZ19 (коричневый), GCU21 (оранжевый), LVB22 (голубой), GMS22 (серый). Отдельными точками показаны использованные нами карлики АКQ22. Вертикальными прямыми показан диапазон расстояний, где происходит существенный рост  $A_V$ .

ных оценок для разных объектов-проб (звезд, шаровых скоплений, переменных звезд и т.д.) разными методами.

Все аналитические модели (DCL03, AL05, GMS22) сильно сглаживают вариации  $A_V$  как в

тангенциальном, так и в радиальном направлении. Поэтому в случае больших градиентов  $A_V$  модели могут сильно недо- или переоценивать  $A_V$  на конкретном луче зрения. Кроме того, в моделях DCL03 и AL05 уделено больше внимания далеким от



**Рис. 8.** Поглощение  $A_V$  в зависимости от  $Z$  в направлении галактических полюсов. Кривыми разного цвета показаны оценки разных карт и моделей: нашей карты до (красный) и после (черный) выравнивания, DCL03 (синий), AL05 (пурпурный), G17 (зеленый), GSZ19 (коричневый), LVB22 (голубой), GMS22 (серый). Цветными крестами при  $|Z| = 600$  пк показаны оценки из двумерных карт: SFD98 (коричневый), SF11 (оранжевый), MF15 (зеленый) и TGE (фиолетовый). Отдельными точками показаны использованные нами карлики АКQ22.

Солнца областям Галактики в ущерб ближайшим сотням парсек. Все это видно на рис. 7 и 8.

На рис. 7 видно сравнительно хорошее согласие оценок трехмерных карт G17, GSZ19 и GCY21 между собой и с нашими оценками, в то время как оценки LVB22 отклоняются от остальных. Это согласие позволяет оценить диапазон расстояний, где на данных лучах зрения находятся облака: 300–750 пк для облака в Лебедь и 250–450 пк для Polaris Flare. Эти оценки согласуются с общепринятыми. Таким образом, трехмерная карта может служить материалом для оценки характеристик крупных пылевых облаков.

На рис. 9 показано поглощение  $A_V$  по нашей трехмерной карте в зависимости от галактических координат для разных  $R$ . Видно, что наша карта успешно воспроизводит пылевые структуры, известные ранее (см. для сравнения, например, рис. 2 из статьи Дэйма и др., 2001, рис. 1–3 из GSZ19 и рис. 12 из АКQ22). При этом в соответствии с GMS22 в диапазоне  $100 < R < 500$  пк большой вклад дают облака пояса Гулда (наиболее заметные около  $l \approx 0^\circ$ ,  $b \approx +20^\circ$  и  $l \approx 180^\circ$ ,  $b \approx -20^\circ$ ), в диапазоне  $300 < R < 1000$  пк — облака недавно отмеченного в GMS22 пылевого слоя Цефея–

Хамелеона (наиболее заметные около  $l \approx 135^\circ$ ,  $b \approx +15^\circ$  и  $l \approx 300^\circ$ ,  $b \approx -20^\circ$ ), а при  $R > 1000$  пк растет влияние экваториального слоя пыли.

На рис. 9 показано, что область  $R < 100$  пк, т.е. Местный Пузырь, существенно отличается от более далеких областей сравнительно малыми градиентами поглощения и довольно равномерным ростом поглощения с расстоянием. В результате уже в пределах 100 пк от Солнца почти отсутствуют области неба с  $A_V < 0.1$ , как видно из рис. 9. При этом во многих высокоширотных областях неба поглощение сохраняется на уровне  $A_V \approx 0.1$  при  $R > 100$  пк. Таким образом, в Пузыре поглощение растет в среднем на  $A_V/R \approx 0.1/0.1 = 1$  звездную величину на кпк, т.е. не меньше, чем во многих более далеких областях. Это видно на карте дифференциального поглощения  $A_V/R$  вдоль луча зрения (т.е. пространственной плотности распределения пыли), которую мы получили на основе нашей трехмерной карты  $A_V$ . Эта карта представлена в табл. 4. Для примера дифференциальное поглощение вдоль луча зрения (в звездных величинах на кпк) в основной плоскости Галактики показано на рис. 10. Его можно сравнить с аналогичным рис. 3 из LVB22 и сделать вывод, что такая

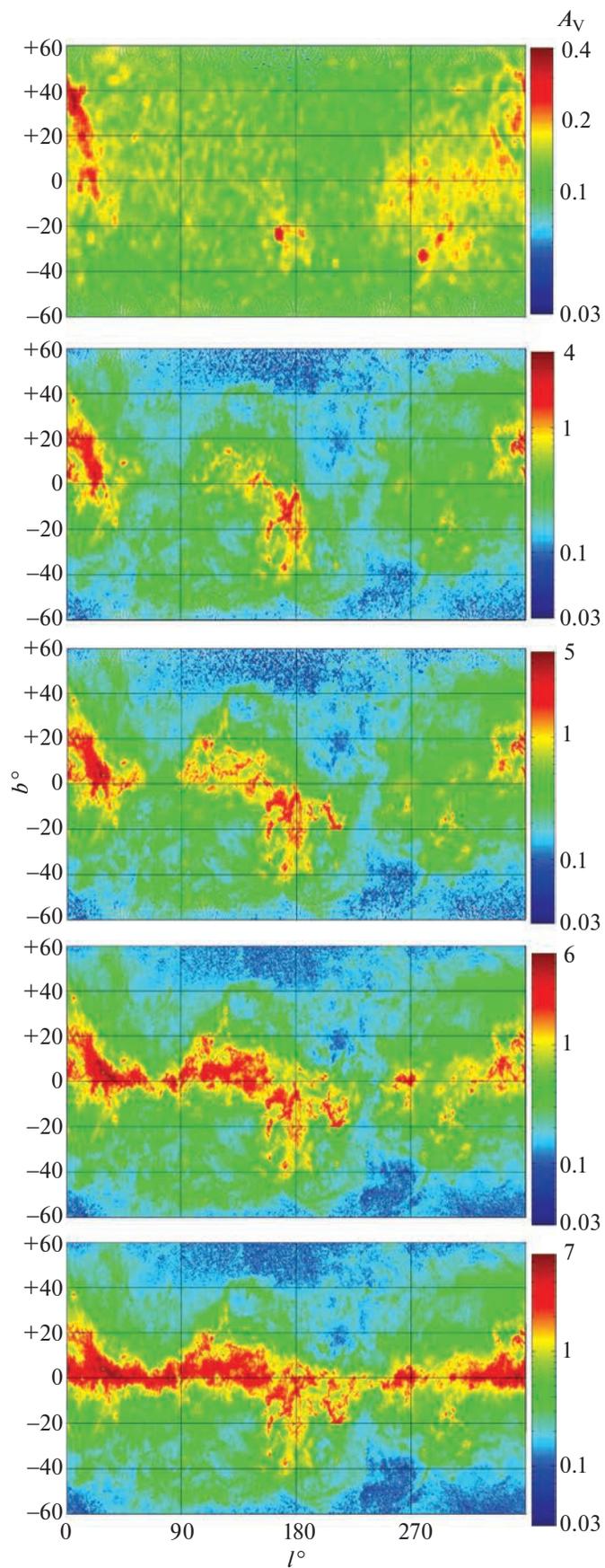
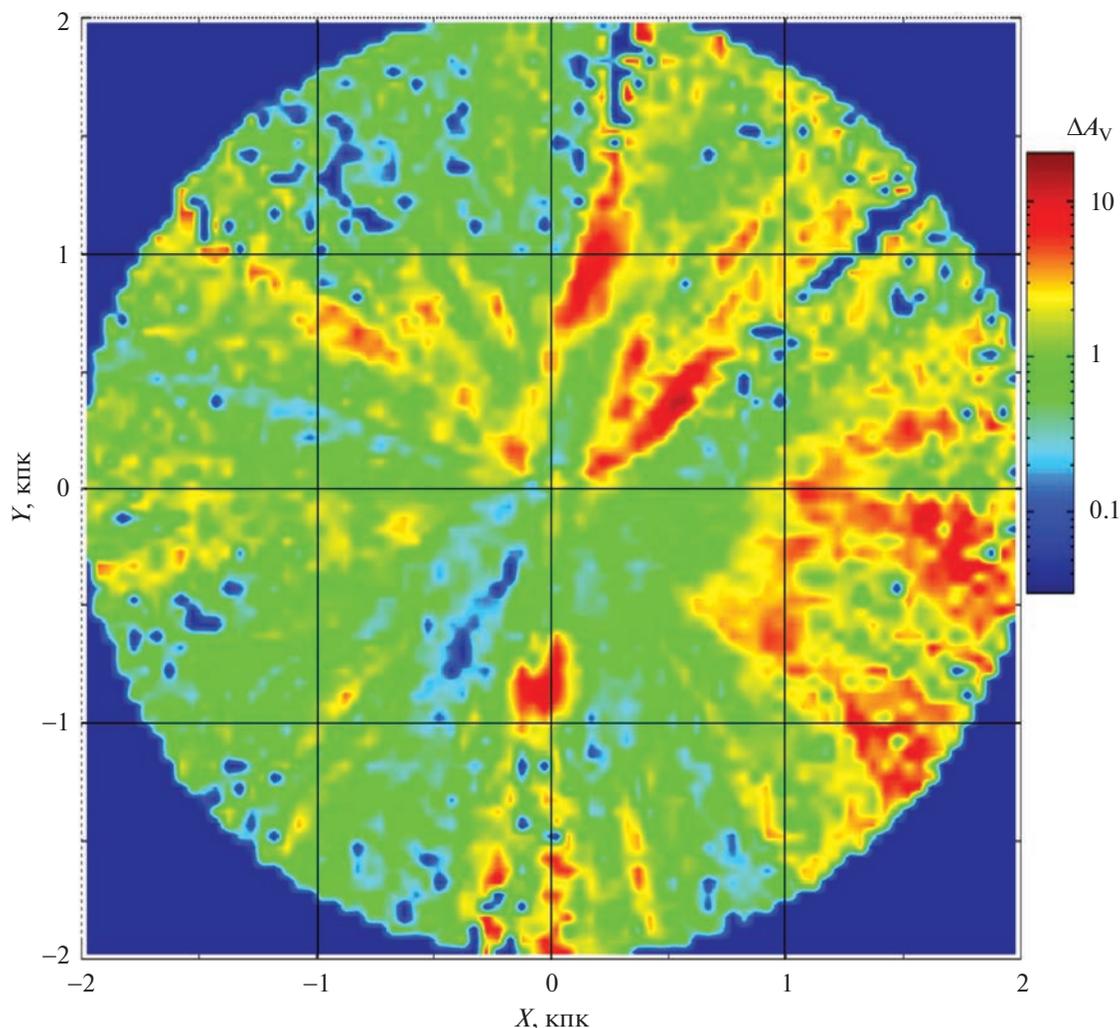


Рис. 9. Вариации поглощения  $A_V$  по небу до (сверху вниз)  $R = 100, 300, 500, 1000$  и  $1650$  пк.



**Рис. 10.** Дифференциальное поглощение вдоль луча зрения (в звездных величинах на килопарсек) в основной плоскости Галактики по оценкам из нашей карты.

карта дифференциального поглощения позволяет увидеть крупные пылевые облака. Ближайшая к Солнцу область пониженного дифференциального поглощения на рис. 10 видна в третьем квадранте на расстоянии более 100 пк от Солнца, а не вокруг Солнца. Эти результаты полностью согласуются с описанием Местного Пузыря Гончаровым, Мосенковым (2019) как области обычной плотности, но повышенной ионизации среды, где, соответственно, отсутствует текущее звездообразование. Такой взгляд на Пузырь еще раз ставит под сомнение все низкие оценки  $A_V < 0.1$  в высоких широтах, показанные, например, на рис. 8.

Данные АКQ22 позволяют проанализировать пространственные вариации закона поглощения. Для этого мы использовали оценки поглощения  $A_V$  в фильтре  $V$  и поглощения  $A_G$  в фильтре Gaia  $G$  из АКQ22, модифицировав последние оценки. Для оценок  $A_V$  АКQ22 и мы вслед за ними

приняли закон поглощения Шлафли и др. (2016), а для модификации оценок  $A_G$  мы использовали влияние вариаций реального закона поглощения на оценки эффективной температуры, полученные АКQ22, как отмечено в их разделе “D.3. Variations in the extinction law induce systematic effective temperature shifts”. При этом мы воспользовались тем, что рассматриваемые нами карты главной последовательности демонстрируют надежно определяемое среднее соотношение между эффективной температурой и нормальным цветом. Анализ и учет этого соотношения по данным АКQ22 позволили нам вычислить  $A_G$  как покраснение  $E(G - W2)$  в предположении о пренебрежимо малом поглощении в ИК-фильтре WISE  $W2$  с эффективной длиной волны 4.6 микрона. Таким образом, модифицированные оценки  $A_G$  свободны от предположения о законе поглощения. Поэтому пространственные вариации соотношения  $A_G/A_V$

**Таблица 4.** Полученная трехмерная карта дифференциального поглощения  $A_V/R$  вдоль луча зрения (полностью дана в электронном виде)

$l$ (градусы)	$b$ (градусы)	$R$ (парсеки)	$A_V/R$ (зв. вел. на кпк)
180.0000	-89.6667	475	0.000
180.0000	-89.6667	425	0.000
180.0000	-89.6667	375	0.020
180.0000	-89.6667	325	0.000
180.0000	-89.6667	275	0.000
180.0000	-89.6667	225	0.000
180.0000	-89.6667	175	0.000
180.0000	-89.6667	125	1.000
180.0000	-89.6667	75	0.000
180.0000	-89.6667	25	1.560
...	...	...	...

должны отражать реальные пространственные вариации закона поглощения. Отметим, что мы не исправили оценки  $A_V$  за систематику по уравнениям (1) и (2), предполагая ту же систематику в оценках  $A_G$  и, следовательно, ничтожное влияние этой систематики на соотношение  $A_G/A_V$ .

Однако этот подход дает надежные результаты только в пространственных ячейках с большим числом звезд. Поэтому полученная карта вариаций  $A_G/A_V$  имеет меньшую относительную точность, худшее фактическое разрешение (хотя формальное разрешение то же) и охватывает меньшее пространство  $R < 800$  пк, чем наша трехмерная карта  $A_V$ . Пример найденных нами вариаций  $A_G/A_V$  в зависимости от  $l$  и  $b$  в радиусе 800 пк от Солнца показан на рис. 11. Важно, что рассматриваемые оценки  $A_V$  и  $A_G$  различаются не столько из-за разницы между фильтрами  $V$  и  $G$ , сколько из-за разницы в учете закона поглощения. Поэтому полученное соотношение  $A_G/A_V$  вряд ли можно однозначно пересчитать в  $R_V$ . Однако диапазон  $0.80 < A_G/A_V < 0.89$  примерно соответствует диапазону  $2 < R_V < 4$ .

На рис. 11 видны значительные вариации закона поглощения как с  $l$ , так и с  $b$ . Найденные вариации в целом согласуются с теми, что найдены Гончаровым (2012а, 2013, 2016а), включая области больших значений  $A_G/A_V$  в высоких широтах. Особенно примечательна на нашей карте обширная

область пониженного значения  $A_G/A_V$  примерно между точками  $l \approx 130^\circ$ ,  $b \approx +10^\circ$  и  $l \approx 200^\circ$ ,  $b \approx -15^\circ$ , которая ранее была найдена Шлафли и др. (2016, 2017). Таким образом, в дальнейшем возможен более подробный плодотворный анализ пространственных вариаций закона поглощения на основе данных АКQ22 и будущих данных Gaia.

## РАСSEЯННЫЕ СКОПЛЕНИЯ

Сравнение в разделе “Двумерные карты” и на рис. 6 предсказаний нашей двумерной карты для шаровых скоплений с оценками из литературы дает однозначные результаты, так как шаровые скопления находятся заведомо за пределами галактического слоя пыли и имеют пренебрежимо малую концентрацию пыли внутри себя. Использование других объектов-проб (рассеянные скопления, известные пылевые облака, переменные звезды, сверхгиганты и т.д.) требует отдельного исследования, т.к. неопределенности характеристик этих объектов (например, расстояний) существенны и делают результаты сравнения неоднозначными. Чтобы показать возникающие проблемы, мы ограничились сравнением нашей трехмерной карты с некоторыми наиболее точными, на наш взгляд, оценками поглощения для рассеянных скоплений в радиусе 2 кпк от Солнца.

На рис. 12 показано хорошее согласие предсказаний нашей модели с оценками поглощения из Ниу и др. (2020), Монтейро и др. (2020), Хе и др. (2021) и Джексона и др. (2022), полученными разными методами, но без привлечения карт и моделей покраснения/поглощения. Для оценок Хе и др. (2021) принята неопределенность  $\sigma(A_V) = 0.25$ , неопределенности остальных оценок предоставлены их авторами. Как и для шаровых скоплений на рис. 6, рассеянные скопления на рис. 12 показывают, что, возможно, наша карта переоценивает малые и недооценивает большие поглощения. Однако этот тренд лучше виден на рис. 13, где показаны разности между нашими оценками поглощения и оценками из литературы в зависимости от расстояния. Возможно, для далеких скоплений этот тренд объясняется селекцией в пользу членов скопления с меньшим поглощением, когда члены с большим поглощением слишком слабы для наблюдения.

Только пять скоплений показывают сильное расхождение предсказаний карты и оценок из литературы: NGC 1977, NGC 1980 и Orion Trapezium-FG (Монтейро и др., 2020), NGC 2264 и  $\rho$  Oph (Джексон и др., 2022). Эти скопления занимают малую часть пространства внутри крупных газопылевых облаков с областям текущего звездообразования и большими градиентами поглощения. Характеристики этих скоплений активно уточняются, но все еще известны с большой неопределенностью. Например, благодаря обнаружению новых

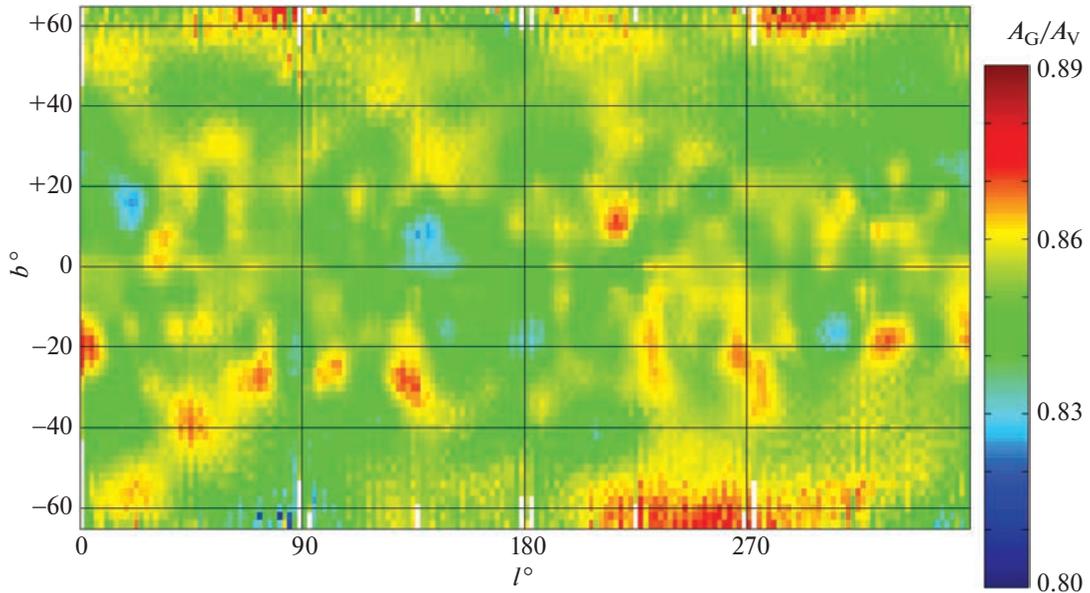


Рис. 11. Вариации соотношения  $A_G/A_V$  по небу в пределах 800 пк от Солнца.

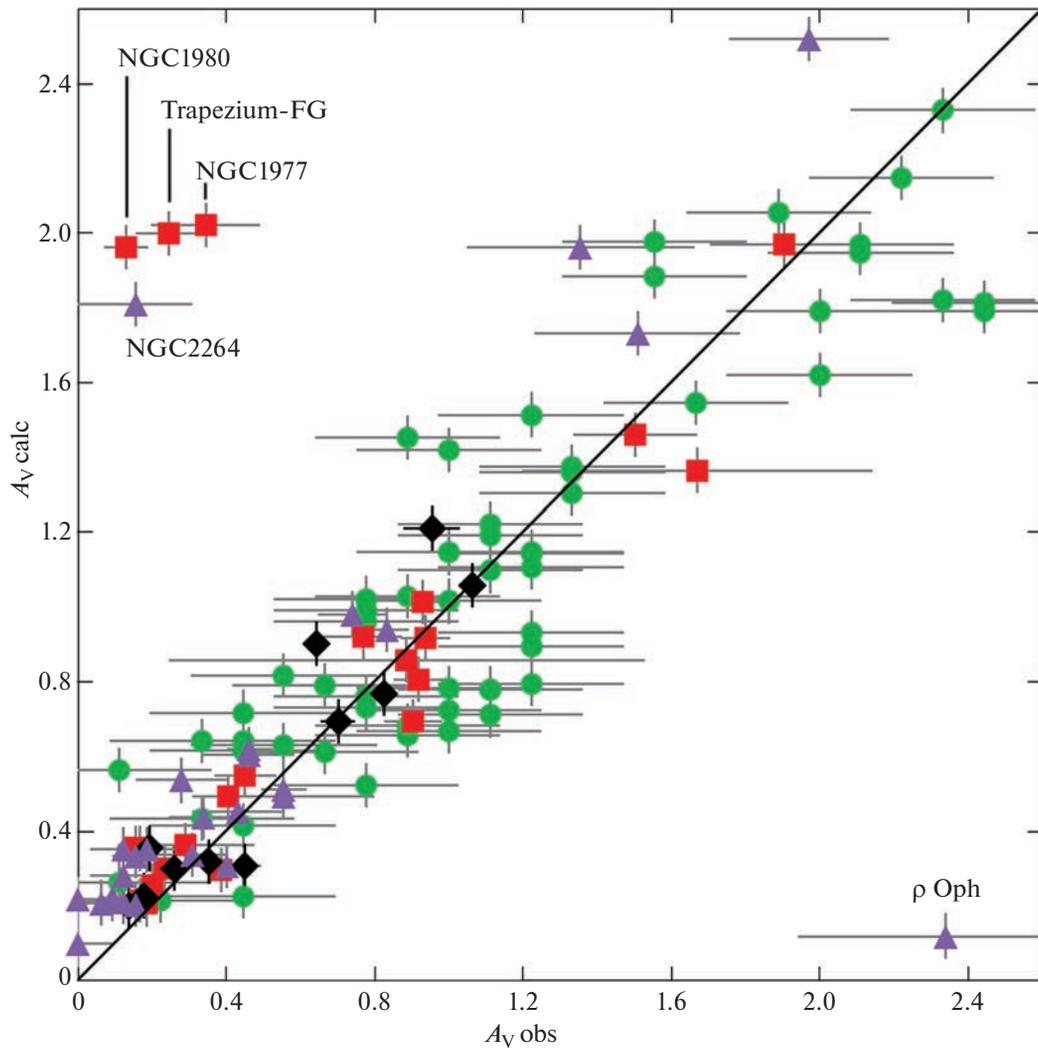
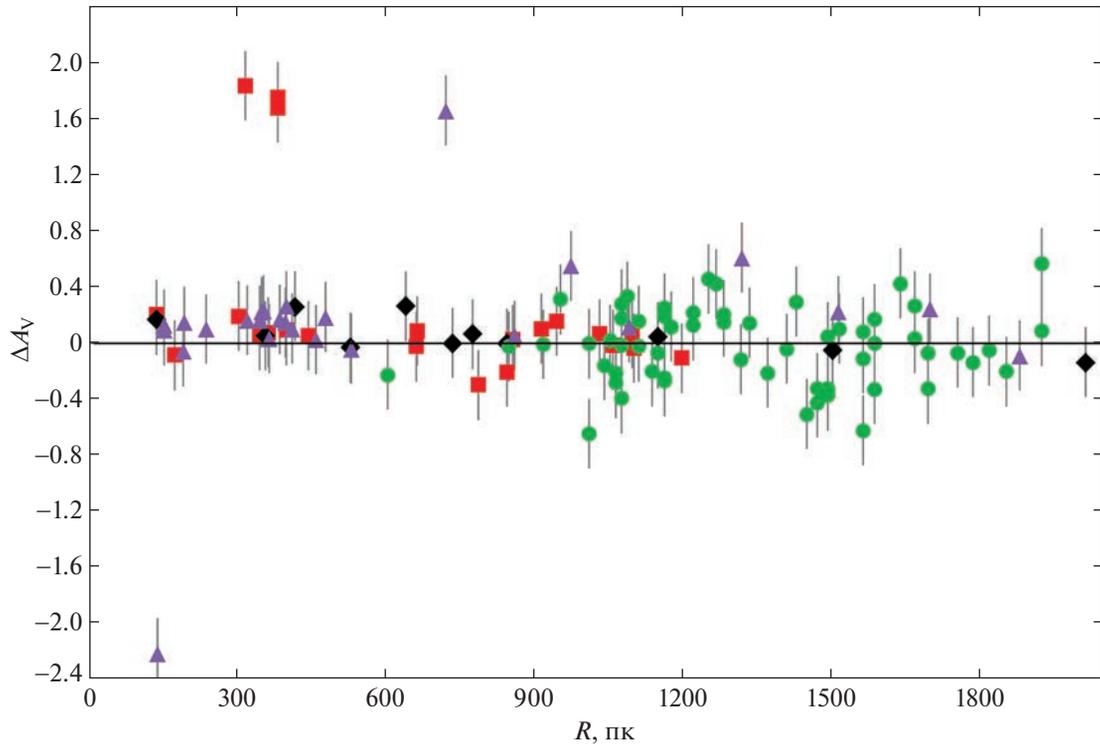
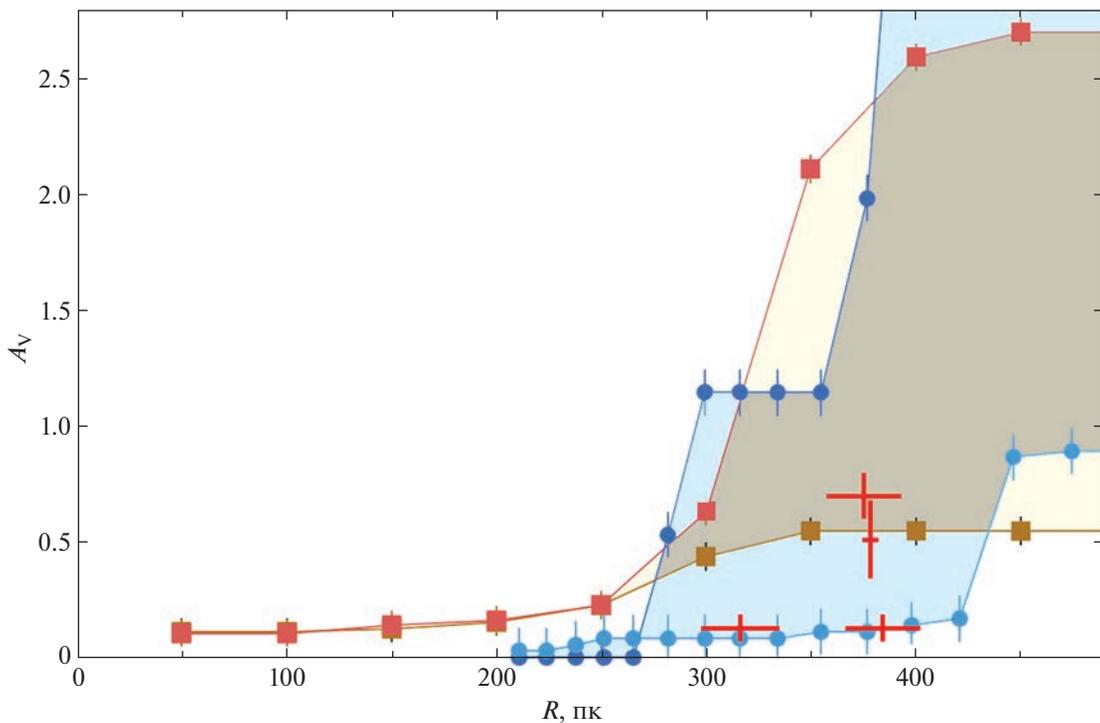


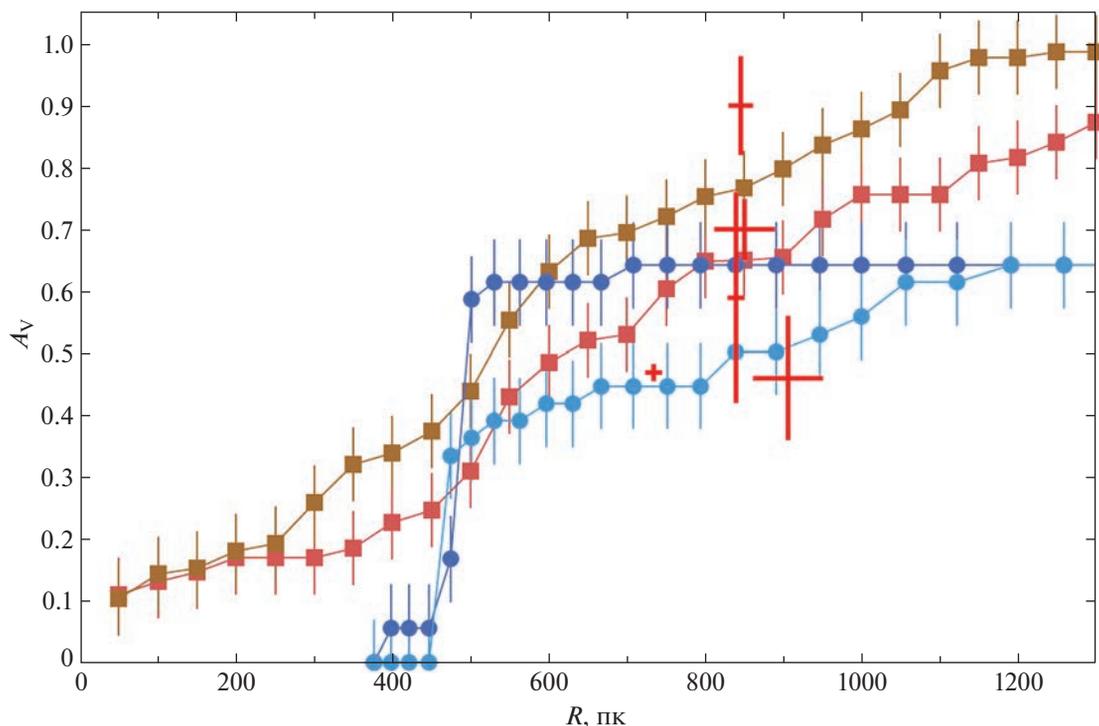
Рис. 12. Оценки  $A_V$  для рассеянных скоплений из литературы в сопоставлении с предсказаниями нашей трехмерной карты: из Ниу и др. (2020) — черные ромбы, Монтейро и др. (2020) — красные квадраты, Хе и др. (2021) — зеленые круги, Джексон и др. (2022) — фиолетовые треугольники.



**Рис. 13.** Разность между оценками  $A_V$  из нашей трехмерной карты и оценками из литературы для рассеянных скоплений в зависимости от расстояния. Обозначения те же, что на рис. 12.



**Рис. 14.** Зависимость  $A_V$  от расстояния в поле зрения скопления NGC 1980, показанная коричневыми квадратами разного оттенка для двух лучей зрения с экстремальными оценками из нашей трехмерной карты, синими кругами разного оттенка для двух лучей зрения с экстремальными оценками из карты GSZ19, красными крестами, размер которых отражает декларируемые авторами неопределенности, для независимых оценок из Кантат-Годэна и др. (2020), Хант, Рефферт (2023) и двух оценок разными методами из Монтейро и др. (2020). Промежуточные оценки из нашей карты и GSZ19 на других лучах зрения в поле NGC 1980 заполняют области, тонированные соответствующим цветом.



**Рис. 15.** Зависимость  $A_V$  от расстояния в поле зрения скопления NGC 2168, показанная коричневыми квадратами разного оттенка для двух лучей зрения из нашей трехмерной карты, синими кругами разного оттенка для двух лучей зрения из карты GSZ19, красными крестами, размер которых отражает декларируемые авторами неопределенности, для 5 независимых оценок из Боссини и др. (2019), Кантат-Годэна и др. (2020), Ниу и др. (2020), Монтейро и др. (2020) и Хант, Рефферт (2023).

членов, оценка радиуса NGC 1980 изменилась за последние годы почти в 10 раз: с 7.5 до 72 угл. мин (8 пк) по результатам Бики и др. (2019) и Хант, Рефферт (2023) соответственно. При новой оценке радиуса NGC 1980 наши карты дают множество оценок поглощения в его поле, и большие градиенты поглощения становятся очевидны. На рис. 14 показана зависимость  $A_V$  от расстояния  $R$  для двух лучей зрения в поле NGC 1980 с экстремальными оценками  $A_V$  по данным нашей трехмерной карты и карты GSZ19. Разнообразные промежуточные оценки на других лучах зрения в поле NGC 1980, не показанные ради ясности рисунка, заполняют на рис. 14 области, тонированные соответствующим цветом. Для сравнения показаны независимые оценки из литературы. Из рис. 14 видно, что в поле NGC 1980 можно найти лучи зрения, на которых оценки карт согласуются хотя бы с какой-нибудь оценкой из литературы. А все разнообразие оценок, видимо, вызвано большими градиентами поглощения в поле NGC 1980. Это относится ко всем пяти упомянутым скоплениям.

Градиенты поглощения в поле зрения остальных скоплений сравнительно малы, как показывает, например, рис. 15 для NGC 2168. В результате этого оценки из нашей карты и GSZ19 согласуются с оценками из литературы не хуже,

чем те между собой. Возможно, что при таком существенном разногласии оценок из литературы оценки из нашей и других трехмерных карт покраснения/поглощения могут использоваться для уточнения оценок расстояния и поглощения некоторых рассеянных скоплений.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем исследовании мы использовали индивидуальные оценки расстояния и межзвездного поглощения для примерно 100 миллионов карликов из AKQ22, базирующиеся на параллаксах Gaia DR3 и фотометрии Gaia, Pan-STARRS1, SkyMapper, 2MASS и WISE. В результате мы построили пять карт: 1) трехмерную карту межзвездного поглощения  $A_V$  в фильтре  $V$ , 2) трехмерную карту поглощения  $A_G$  в фильтре Gaia  $G$ , 3) трехмерную карту дифференциального поглощения  $A_V/R$  вдоль луча зрения — все в радиусе 2 кпк вокруг Солнца с разрешением 50 пк вдоль и от 3.6 до 11.6 пк поперек луча зрения; 4) трехмерную карту вариаций соотношения  $A_G/A_V$  в радиусе 800 пк от Солнца и 5) двумерную карту полного галактического поглощения  $A_V$  сквозь весь полуслой пыли в Галактике от Солнца до внегалактического

пространства с угловым разрешением 6.1 угл. мин для галактических широт  $|b| > 13^\circ$ .

В оценках АКQ22 нами найдена и учтена систематическая ошибка поглощения в зависимости от расстояния. Тем не менее оценки АКQ22, видимо, являются наиболее точными массовыми оценками индивидуальных поглощений звезд на основе результатов Gaia и современных обзоров неба. Поэтому в нашем исследовании данные АКQ22 особенно важны как прототип будущих результатов Gaia.

При создании карт мы уделили особое внимание пространству в пределах 200 пк от Солнца и высоким галактическим широтам как областям, где оценки поглощения до сих пор имели большую относительную неопределенность. Наши карты оценивают поглощение внутри галактического слоя пыли от Солнца до протяженного объекта или сквозь весь полуслой пыли от Солнца до внегалактического пространства с точностью около  $\sigma(A_V) = 0.06$  звездной величины. Это дает высокую относительную точность оценок поглощения даже в высоких галактических широтах, где медианное полное галактическое поглощение от Солнца до внегалактических объектов по нашим оценкам составляет  $A_V = 0.12 \pm 0.06$  звездной величины. Точность предсказаний наших карт для точечного объекта зависит от естественных флуктуаций пылевой среды и составляет от  $\sigma(A_V) = 0.08$  около галактических полюсов до  $\sigma(A_V) = 0.34$  вблизи галактического экватора. Мы показали, что представленные карты являются одними из лучших по объему использованных данных, размеру рассматриваемого пространства, разрешению, точности и другим свойствам.

Наши карты могут использоваться для калибровки двумерных карт ИК-эмиссии, для оценки плотности и расстояния до крупных пылевых облаков (примеры даны на рис. 7), а также для уточнения характеристик звездных скоплений и других объектов. Наша двумерная карта полезна как источник оценок полного галактического поглощения до около- и внегалактических объектов, включая шаровые скопления, галактики, квазары и сверхновые Ia. И, наоборот, объекты с независимыми точными оценками поглощения и расстояния могут использоваться в качестве проб для проверки точности предсказаний наших карт.

Благодарим рецензентов за полезные замечания.

Настоящее исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 20-72-10052). В этом исследовании использованы: ресурсы Страсбургского центра астрономических данных (<http://cdsweb.u-strasbg.fr>), включая базу данных SIMBAD и сервис X-Match;

система онлайн визуализации данных Filtergraph (Бургрер и др., 2013, <https://filtergraph.com>); результаты миссии Gaia Европейского Космического агентства (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), обработанные Gaia Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>); данные Wide-field Infrared Survey Explorer — совместного проекта University of California, Los Angeles и Jet Propulsion Laboratory/California Institute of Technology; данные проекта SkyMapper Southern Sky Survey, принадлежащего и управляемого Australian National University's Research School of Astronomy and Astrophysics; данные Two Micron All Sky Survey, который является совместным проектом University of Massachusetts и Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, финансируемыми National Aeronautics and Space Administration и National Science Foundation; данные обзора Pan-STARRS.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аморец, Лепине (E.B. Amôres and J.R.D. Lépine), *Astron. J.* **130**, 659 (2005).
2. Андерс и др. (F. Anders, A. Khalatyan, A.B.A. Queiroz, C. Chiappini, J. Ardévol, L. Casamiquela, F. Figueras, Ó. Jiménez-Arranz, C. Jordi, et al.), *Astron. Astrophys.* **658**, A91 (2022).
3. Андерсон и др. (J. Anderson, A. Sarajedini, L.R. Bedin, I.R. King, G. Piotto, I.N. Reid, M. Siegel, S.R. Majewski, N.E.Q. Paust, et al.), *Astron. J.* **135**, 2055 (2008).
4. Баумгардт, Васильев (H. Baumgardt and E. Vasiliev), *MNRAS* **505**, 5957 (2021).
5. Беллаццини и др. (M. Bellazzini, F.R. Ferraro, and R. Ibata), *Astron. J.* **124**, 915 (2002).
6. Берри и др. (M. Berry, Z. Ivezić, B. Sesar, M. Jurić, E.F. Schlafly, J. Bellovary, D. Finkbeiner, D. Vrbanec, T.C. Beers, et al.), *Astrophys. J.* **757**, 166 (2012).
7. Бика и др. (E. Bica, D.B. Pavani, C.J. Bonatto, and E.F. Lima), *Astron. J.* **157**, 12 (2019).
8. Бонатто и др. (C. Bonatto, F. Campos, and S.O. Kepler), *MNRAS* **435**, 263 (2013).
9. Боссини и др. (D. Bossini, A. Vallenari, A. Bragaglia, T. Cantat-Gaudin, R. Sordo, L. Balaguer-Núñez, C. Jordi, A. Moitinho, C. Soubiran, et al.), *Astron. Astrophys.* **623**, A108 (2019).
10. Бреccан и др. (A. Bressan, P. Marigo, L. Girardi, B. Salasnich, C. Dal Cero, S. Rubele, and A. Nanni), *MNRAS* **427**, 127 (2012).
11. Бургрер и др. (D. Burger, K.G. Stassun, J. Pepper, R.J. Siverd, M. Paegert, N.M. De Lee, and W.H. Robinson), *Astron. Comput.* **2**, 40 (2013).
12. Вагнер-Кайзер и др. (R. Wagner-Kaiser, D.C. Stenning, A. Sarajedini, T. von Hippel, D.A. van Dyk, E. Robinson, N. Stein, and W.H. Jefferys), *MNRAS* **463**, 3768 (2016).

13. Вагнер-Кайзер и др. (R. Wagner-Kaiser, A. Sarajedini, T. von Hippel, D.C. Stenning, D.A. van Dyk, E. Jeffery, E. Robinson, N. Stein, J. Anderson, and W.H. Jefferys), *MNRAS* **468**, 1038 (2017).
14. Гайя (Gaia collaboration), *Astron. Astrophys.* **649**, A1 (2021a).
15. Гайя (Gaia collaboration), *Astron. Astrophys.* **649**, A3 (2021b).
16. Гайя (Gaia collaboration), *Astron. Astrophys.* **649**, A4 (2021в).
17. Гайя (Gaia collaboration), *Astron. Astrophys.* **674**, A31 (2023).
18. Гончаров Г.А., Письма в Астрон. журн. **34**, 868 (2008) [G.A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **34**, 785 (2008)].
19. Гончаров Г.А., Письма в Астрон. журн. **35**, 862 (2009) [G.A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **35**, 780 (2009)].
20. Гончаров Г.А., Письма в Астрон. журн. **37**, 769 (2011) [G.A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **37**, 707 (2011)].
21. Гончаров Г.А., Письма в Астрон. журн. **38**, 15 (2012a) [G.A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **38**, 12 (2012a)].
22. Гончаров Г.А., Письма в Астрон. журн. **38**, 108 (2012б) [G.A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **38**, 87 (2012b)].
23. Гончаров Г.А., Письма в Астрон. журн. **38**, 776 (2012в) [G.A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **38**, 694 (2012с)].
24. Гончаров Г.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 620 (2013) [G.A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **39**, 550 (2013)].
25. Гончаров Г.А., Письма в Астрон. журн. **42**, 494 (2016a) [G.A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **42**, 445 (2016a)].
26. Гончаров Г.А., *Астрофизика* **59**, 617 (2016б) [G.A. Gontcharov, *Astrophysics* **59**, 548 (2016б)].
27. Гончаров Г.А., Письма в Астрон. журн. **43**, 521 (2017) [G.A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **43**, 472 (2017)].
28. Гончаров Г.А., Письма в Астрон. журн. **45**, 650 (2019) [G.A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **45**, 605 (2019)].
29. Гончаров, Мосенков (G.A. Gontcharov and A.V. Mosenkov), *MNRAS* **470**, L97 (2017a).
30. Гончаров, Мосенков (G.A. Gontcharov and A.V. Mosenkov), *MNRAS* **472**, 3805 (2017б).
31. Гончаров, Мосенков (G.A. Gontcharov and A.V. Mosenkov), *MNRAS* **475**, 1121 (2018).
32. Гончаров, Мосенков (G.A. Gontcharov and A.V. Mosenkov), *MNRAS* **483**, 299 (2019).
33. Гончаров и др. (G.A. Gontcharov, A.V. Mosenkov, and M.Yu. Khovritchev), *MNRAS* **483**, 4949 (2019).
34. Гончаров и др. (G.A. Gontcharov, M.Yu. Khovritchev, and A.V. Mosenkov), *MNRAS* **497**, 3674 (2020).
35. Гончаров, Мосенков (G.A. Gontcharov and A.V. Mosenkov), *MNRAS* **500**, 2590 (2021a).
36. Гончаров, Мосенков (G.A. Gontcharov and A.V. Mosenkov), *MNRAS* **500**, 2607 (2021б).
37. Гончаров и др. (G.A. Gontcharov, M.Yu. Khovritchev, A.V. Mosenkov, V.B. Il'in, A.A. Marchuk, S.S. Savchenko, A.A. Smirnov, P.A. Usachev, and D.M. Poliakov), *MNRAS* **508**, 2688 (2021).
38. Гончаров Г.А., Мосенков А.В., Савченко С.С., Ильин В.Б., Марчук А.А., Смирнов А.А., Усачев П.А., Поляков Д.М., Хебдон Н., Письма в Астрон. журн. **48**, 696 (2022) [G.A. Gontcharov, A.V. Mosenkov, S.S. Savchenko, V.B. Il'in, A.A. Marchuk, A.A. Smirnov, P.A. Usachev, D.M. Polyakov, and N. Hebdon, *Astron. Lett.* **48**, 578 (2022)].
39. Гончаров и др. (G.A. Gontcharov, M.Yu. Khovritchev, A.V. Mosenkov, V.B. Il'in, A.A. Marchuk, D.M. Poliakov, O.S. Ryutina, S.S. Savchenko, A.A. Smirnov, et al.), *MNRAS* **518**, 3036 (2023a).
40. Гончаров и др. (G.A. Gontcharov, O.S. Ryutina, S.S. Savchenko, A.V. Mosenkov, V.B. Il'in, M.Yu. Khovritchev, A.A. Marchuk, D.M. Poliakov, A.A. Smirnov, et al.), *MNRAS* **526**, 5628 (2023б).
41. Грин и др. (G.M. Green, E.F. Schlafly, D.P. Finkbeiner, H.-W. Rix, N. Martin, W. Burgett, P.W. Draper, H. Flewelling, K. Hodapp, et al.), *Astrophys. J.* **810**, 25 (2015).
42. Грин и др. (G.M. Green, E.F. Schlafly, C. Zucker, J.S. Speagle, and D.P. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **887**, 93 (2019).
43. Гуо и др. (H.-L. Guo, B.-Q. Chen, H.-B. Yuan, Y. Huang, D.-Z. Liu, Y. Yang, X.-Y. Li, W.-X. Sun, and X.-W. Liu), *Astrophys. J.* **906**, 47 (2021).
44. Джексон и др. (R.J. Jackson, R.D. Jeffries, N.J. Wright, S. Randich, G. Sacco, A. Bragaglia, A. Hourihane, E. Tognelli, S. Degl'Innocenti, et al.), *MNRAS* **509**, 1664 (2022).
45. Доттер и др. (A. Dotter, A. Sarajedini, and J. Anderson), *Astrophys. J.* **738**, 74 (2011).
46. Дриммель и др. (R. Drimmel, A. Cabrera-Lavers, and M. López-Corrodoira), *Astron. Astrophys.* **409**, 205 (2003).
47. Дэйм и др. (T.M. Dame, Dap Hartmann, and P. Thaddeus), *Astrophys. J.* **547**, 792 (2001).
48. Жирарди и др. (L. Girardi, M.A. T. Groenewegen, E. Hatziminaoglou, and L. Da Costa), *Astron. Astrophys.* **436**, 895, (2005).
49. Кантат-Годэн и др. (T. Cantat-Gaudin, F. Anders, A. Castro-Ginard, C. Jordi, M. Romero-Gómez, C. Soubiran, L. Casamiquela, Y. Tarricq, A. Moitinho, et al.), *Astron. Astrophys.* **640**, A1, (2020).
50. Карделли и др. (J.A. Cardelli, G.C. Clayton, and J.S. Mathis), *Astrophys. J.* **345**, 245 (1989).
51. Касагранде, Вандэнберг (L. Casagrande and D.A. Vandenberg), *MNRAS* **444**, 392 (2014).
52. Клементини и др. (G. Clementini, V. Ripepi, A. Garofalo, R. Molinaro, T. Muraveva, S. Leccia, L. Rimoldini, B. Holl, G. Jevardat de Fombelle, et al.), *Astron. Astrophys.* **674**, A18 (2023).
53. Кох, МакВильям (A. Koch and A. McWilliam), *Astron. Astrophys.* **565**, A23 (2014).

54. Кюироз и др. (A.B.A. Queiroz, F. Anders, B.X. Santiago, C. Chiappini, M. Steinmetz, M. Dal Ponte, K.G. Stassun, L.N. da Costa, M.A.G. Maia, et al.), *MNRAS* **476**, 2556 (2018).
55. Лаллемент и др. (R. Lallement, J.L. Vergely, C. Babusiaux, and N.L.J. Cox), *Astron. Astrophys.* **661**, A147 (2022).
56. Майснер, Финкбайнер (A.M. Meisner and D.P. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **798**, 88 (2015).
57. Монтейро и др. (H. Monteiro, W.S. Dias, A. Moitinho, T. Cantat-Gaudin, J.R.D. Lépine, G. Carraro, and E. Paunzen), *MNRAS* **499**, 1874 (2020).
58. Ниу и др. (H. Niu, J. Wang, and J. Fu), *Astrophys. J.* **903**, 93 (2020).
59. Онкен и др. (C.A. Onken, C. Wolf, M.S. Bessell, S.-W. Chang, G.S. Da Costa, L.C. Luvaul, D. Mackey, B.P. Schmidt, and L. Shao), *Publ. Astron. Soc. Australia* **36**, 33 (2019).
60. Панопулу и др. (G.V. Panopoulou, S.E. Clark, A. Nacar, F. Heitsch, J. Kainulainen, E. Ntormousi, D. Seifried, and R.J. Smith), *Astron. Astrophys.* **663**, C1, (2022).
61. Райт и др. (E.L. Wright, et al.), *Astrophys. J.* **140**, 1868 (2010).
62. Рецио-Бланко и др. (A. Recio-Blanco, G. Piotto, F. De Angeli, S. Cassisi, M. Riello, M. Salaris, A. Pietrinferni, M. Zoccali, and A. Aparicio), *Astron. Astrophys.* **432**, 851, (2005).
63. Скрутские и др. (M.F. Skrutskie, R.M. Cutri, R. Stiening, M.D. Weinberg, S. Schneider, J.M. Carpenter, C. Beichman, R. Capps, T. Chester, et al.), *Astron. J.* **131**, 1163 (2006).
64. Хамрик и др. (P. Hamrick, A. Bansal, and K. Tock), *J. American Associat. Var. Star Observ.* **49**, 192 (2021).
65. Хант, Рефферт (E.L. Hunt and S. Reffert), *Astron. Astrophys.* **673**, A114, (2023).
66. Харрис (W.E. Harris), *Astron. J.* **112**, 1487 (1996).
67. Хе и др. (Z.-H. He, Y. Xu, C.-J. Hao, Z.-Y. Wu, and J.-J. Li), *Res. Astron. Astrophys.* **21**, (93).
68. Чамберс и др. (K.C. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewelling, M.E. Huber, C.Z. Waters, L. Denneau, P.W. Draper, D. Farrow, et al.), arXiv:1612.05560 (2016).
69. Шлафли, Финкбайнер (E.F. Schlafly and D.P. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **737**, 103 (2011).
70. Шлафли и др. (E.F. Schlafly, A.M. Meisner, A.M. Stutz, J. Kainulainen, J.E.G. Peek, K. Tchernyshyov, H.-W. Rix, D.P. Finkbeiner, K.R. Covey, et al.), *Astrophys. J.* **821**, 78 (2016).
71. Шлафли и др. (E.F. Schlafly, J.E.G. Peek, D.P. Finkbeiner, and G.M. Green), *Astrophys. J.* **838**, 36 (2017).
72. Шлегель и др. (D.J. Schlegel, D.P. Finkbeiner, and M. Davis), *Astrophys. J.* **500**, 525 (1998).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСКА Ве-ЗВЕЗДЫ В ДВОЙНОЙ МАССИВНОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ СИСТЕМЕ IGR J21343+4738

© 2023 г. Е. А. Николаева<sup>1,2\*</sup>, И. Ф. Бикмаев<sup>1,2</sup>, Э. Н. Иртуганов<sup>2,3</sup>,  
М. А. Горбачев<sup>2,3</sup>, М. В. Сусликов<sup>1,2</sup>, Р. И. Гумеров<sup>2,3</sup>, Н. А. Сахибуллин<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга  
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Казанский федеральный университет, Казань, Россия

<sup>3</sup>Академия наук Татарстана, Казань, Россия

Поступила в редакцию 17.11.2023 г.

После доработки 21.11.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

Представлены результаты многолетнего фотометрического и спектрального мониторинга на 1.5-м телескопе РТТ-150 оптической компоненты массивной рентгеновской двойной системы IGR J21343+4738, открытой в 2002 г. космической рентгеновской обсерваторией ИНТЕГРАЛ. Рентгеновский источник также неоднократно детектировался телескопами космической обсерватории СРГ в ходе обзоров всего неба в период 2019–2021 гг. Исследованы спектральная и фотометрическая переменности оптической компоненты — Ве-звезды, вызванные физическими процессами в экваториальном диске. Выполнен анализ эволюции параметров экваториального диска на длительной шкале времени в 16 лет.

*Ключевые слова:* двойные массивные рентгеновские системы, Ве-звезды, фотометрия, спектроскопия, РТТ-150, IGR J21343+4738.

**DOI:** 10.31857/S0320010823110074, **EDN:** RXZOQS

### ВВЕДЕНИЕ

Источник жесткого рентгеновского излучения IGR J21343+4738 был обнаружен телескопом IBIS (Убертини и др., 2003) космической обсерватории ИНТЕГРАЛ (Винклер и др., 2003) в декабре 2002 г. (Кривонос и др., 2007; Бёрд и др., 2007). До февраля 2004 г. обсерваторией ИНТЕГРАЛ регистрировался рентгеновский поток от объекта на уровне  $1.6 \pm 0.3$  мКраб  $\approx (2.3 \pm 0.4) \times 10^{-11}$  эрг с<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup>, в марте 2004 г. поток упал ниже 0.5 мКраб, и объект стал невидим для обсерватории ИНТЕГРАЛ. С помощью рентгеновского телескопа Чандра (при точности его рентгеновских координат в 1 угл. сек) в декабре 2006 г. удалось отождествить слабый рентгеновский источник с оптической звездой яркостью  $V = 14.1^m$  (Сазонов и др., 2008). По спектральным наблюдениям в 2007 г. на 1.5-м российско-турецком телескопе РТТ-150 Бикмаев и др. (2008) впервые классифицировали оптическую звезду как звезду класса В3 из-за наличия в спектре абсорбционных линий водорода H $\alpha$  и гелия HeI, и отсутствия

линий ионизованного гелия HeII, и показали, что оптическая компонента является Ве-звездой. Как известно, Ве-звезда — это быстровращающаяся (скорость вращения около 75% от критической и выше) звезда спектрального класса В (иногда, позднего О, раннего А класса), окруженная экваториальным диском. Диск формируется в результате выброса вещества фотосферной плазмы, закручивающегося по кеплеровской орбите. В результате на абсорбционный фотосферный спектр звезды накладываются эмиссионные линии от экваториального диска. Наиболее яркие следы присутствия диска обычно показывает профиль линии H $\alpha$ , приобретающий сложную структуру: абсорбционный профиль обрамляется с двух сторон эмиссионными пиками от экваториального диска. И хотя линия H $\alpha$  в спектрах исследуемого объекта в 2007 г. имела только абсорбционный профиль, вывод о принадлежности оптической звезды к Ве-звездам был сделан в результате сравнения ширин профилей линий H $\alpha$  и HeI. Профиль линии H $\alpha$  оказался более узким из-за вклада эмиссионной составляющей околозвездного диска (Бикмаев и др., 2008). Для корректного определения фотосферных параметров Ве-звезды

\*Электронный адрес: [evgeny.nikolaeva@gmail.com](mailto:evgeny.nikolaeva@gmail.com)

необходимо получить ее спектр в периоды временного исчезновения (полного разрушения) экваториального диска. Рейг, Зезас (2014a) в период отсутствия (как полагали авторы) околосреднего экваториального диска в августе 2013 г. более точно определили спектральный класс оптической звезды как B1IVe и нашли параметры ее звездной атмосферы ( $T_{\text{eff}} = 25\,000\text{ K}$ ,  $\log g = 3.75$ ,  $v \sin i = 365 \pm 15\text{ км с}^{-1}$ ). Авторы также определили расстояние до системы — 8.5 кпк.

Компактным объектом в рентгеновских двойных системах с Ве-звездами (ВеХВ) обычно является нейтронная звезда (Постнов и др., 2017). Источник IGR J21343+4738 не стал исключением. По наблюдениям в 2013 г. на рентгеновском телескопе XMM-Newton (Янсен и др., 2001) в системе IGR J21343+4738 обнаружены пульсации рентгеновского излучения с периодом  $320.35 \pm 0.06\text{ с}$  (Рейг, Зезас, 2014b). Используя диаграмму Корбета (Корбет, 1984), учитывающую положительную корреляцию между периодом вращения нейтронной звезды  $P_{\text{spin}}$  и орбитальным периодом системы  $P_{\text{orb}}$ , авторы оценили значение орбитального периода в  $\sim 100\text{--}300$  дней. Пайк и др. (2020), Горбан и др. (2022), используя рентгеновские наблюдения источника с помощью телескопа NuSTAR в 2020 г., получили значение периода в  $322.71 \pm 0.04\text{ с}$ , предположив замедление вращения нейтронной звезды.

Оптическая переменность Ве-звезд проявляется как по фотометрическим, так и по спектральным наблюдениям на шкалах времени от нескольких часов до нескольких десятилетий. Самые быстрые вариации яркости продолжительностью 0.1–2 дня показывают нерадиальные пульсации (Ривиниус и др., 2013). Тогда как самые долговременные (годы, десятилетия) и значительные изменения связаны с “жизнью” диска: он может увеличиваться в размерах или рассеиваться изнутри наружу при прекращении поступления вещества от звезды. Так, накопление вещества и рост диска спектроскопически проявляются в усилении интенсивностей эмиссионных компонент линии  $H\alpha$ , а фотометрически — в случае, если мы видим систему “плашмя” (лежит в картинной плоскости), общая яркость системы увеличивается, а если “с ребра”, диск заслоняет саму звезду, и блеск системы падает. Спектральная переменность промежуточной длительности ( $\sim 10$  лет) проявляется в изменении отношения интенсивностей синего и красного эмиссионных пиков V/R из-за распространения волн плотности по экваториальному диску. Когда материал с высокой плотностью приближается к наблюдателю, усиливается синий (V) пик, а когда часть с высокой плотностью удаляется от наблюдателя, усиливается красный (R) пик.

Настоящая работа посвящена определению параметров экваториального диска Ве-звезды массивной рентгеновской двойной системы IGR J21343+4738 и исследованию их изменений со временем.

## НАБЛЮДЕНИЯ

В работе представлен обширный материал, накопленный за 16-летнюю историю наблюдений источника IGR J21343+4738 на Российско-Турецком телескопе РТТ-150 (Национальная Обсерватория ТЮБИТАК, Анталья, Турция). Фотометрические изображения области, содержащей источник рентгеновского излучения, начали получать еще в 2005 г. Была использована ПЗС-матрица ANDOR (2048 × 2048 пикселей, модель DW436 с термоэлектрическим охлаждением —  $-60^\circ\text{C}$ ). Фотометрические снимки получались в основном без фильтра с экспозицией 5–30 с. А с 2007 г. после отождествления оптической звезды на РТТ-150 начались спектроскопические исследования оптической компоненты рентгеновского источника. Спектроскопия проводилась с использованием эшелле-моды среднего разрешения ( $2.5\text{ \AA}$ ) прибора TFOSC<sup>1</sup>, оснащенного различными детекторами. В период с 2007 по 2017 г. в качестве детектора использовалась азотно охлаждаемая матрица Fairchild 447 формата 2048 × 2048 пикселей размером 15 микрон. С 2017 по 2019 г. использовалась термоэлектрически охлаждаемая до  $-60^\circ\text{C}$  матрица ANDOR, модель DW436-BV, а с 2019 г. по настоящее время используется термоэлектрически охлаждаемая до  $-80^\circ\text{C}$  матрица ANDOR iKON-L 936 BEX2-DD, 2048 × 2048 пикселей размером 13.5 микрон. Для уменьшения влияния космических частиц время единичной экспозиции в разные периоды наблюдений составляло от 20 до 60 мин. Для увеличения отношения сигнал/шум несколько спектров, полученных в течение ночи, складывались. Спектральный диапазон приходится на диапазон длин волн  $4000\text{--}9000\text{ \AA}$ . Редукция спектров (экстрагирование одномерных векторов из двумерных изображений, удаление следов космических частиц и дефектов, проведение континуума, калибровка длин волн) была выполнена в комплексе программ DECH (Галазутдинов, 2022).

## ФОТОМЕТРИЯ И ПРОФИЛЬ ЛИНИИ $H\alpha$

Для изучения долговременной фотометрической переменности оптической звезды IGR J21343+4738

<sup>1</sup> <https://tug.tubitak.gov.tr/tr/icerik/xfosc-tug-faint-object-spectrograph-and-camera>

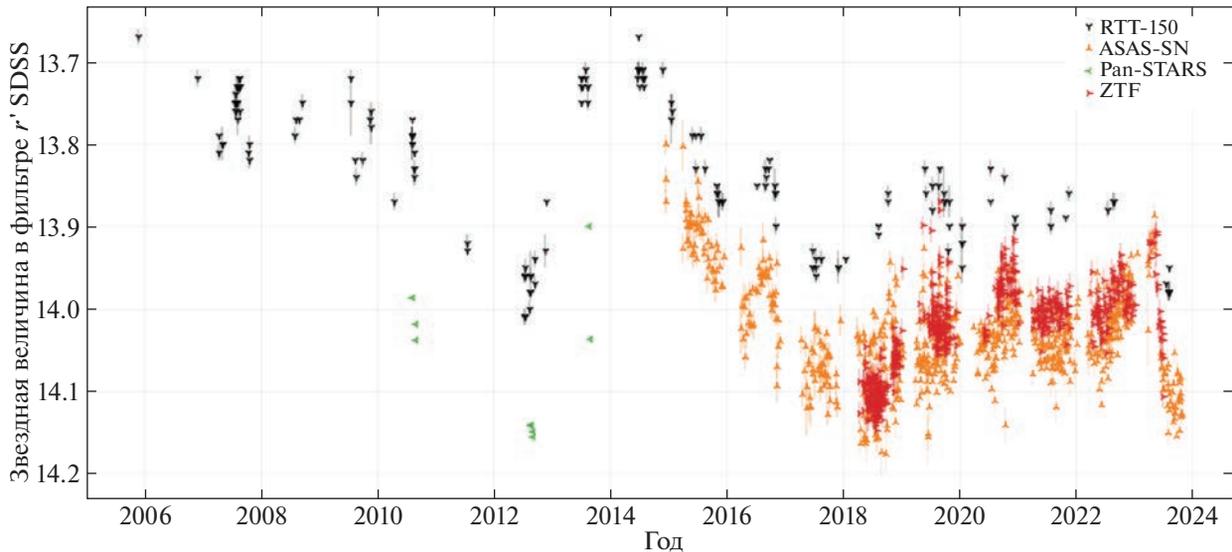


Рис. 1. Многолетняя кривая блеска IGR J21343+4738, полученная по данным RTT-150 (черные точки) в сравнении с данными ZTF, ASAS-SN и PanSTARRS (цветные точки).

использовались кадры наведения на объект в белом свете, предшествующие спектроскопическим наблюдениям. Дифференциальная апертурная фотометрия относительно более ярких звезд поля выполнена стандартным образом. Среднее значение звездной величины и ошибка ее измерения получены по нескольким кадрам внутри одной наблюдательной ночи. Точность фотометрических измерений контролировалась по звездам сравнения. Вид многолетней кривой блеска, полученной по данным РТТ-150, хорошо согласуется с фотометрическими данными обзоров ZTF (Маски и др., 2019), ASAS-SN (Шепа и др., 2014; Джаясингхе и др., 2019) и PanSTARRS (Чамберс и др., 2016), звездные величины для сравнения данных между собой были приведены в единую шкалу — звездную величину  $r'$  фильтра SDSS (рис. 1). Формулы перехода между разными фотометрическими системами звездных величин взяты из статей Костов, Бонев (2017), Тонри и др. (2012). Небольшое систематическое смещение в 0.1 звездной величины объясняется различием показателей цвета звезды сравнения и Ве-звезды и использованием при наблюдениях на РТТ-150 белого фильтра.

Первые фотометрические кадры на РТТ-150 были получены еще до оптического отождествления системы в 2005 г., и в этот момент ( $HJD \approx 2453700$ ) система имела максимальный блеск за всю историю наблюдений (рис. 2, верхняя панель). Затем, до  $HJD \approx 2456100$ , наблюдался тренд падения яркости системы с одновременным ростом эмиссионных компонент профиля линии  $H\alpha$ : от практически полного отсутствия ( $HJD \approx 2454315$ ) до ярко выраженных эмиссий с превалирующим

синим пиком ( $HJD \approx 2456119$ , нижняя левая панель рис. 2). Увеличение интенсивности эмиссионных компонент говорит о развитии экваториального диска, а падение яркости — о том, что растущий диск все больше заслоняет звезду, а значит, система наблюдается “с ребра”.

В момент времени  $HJD \approx 2456255$  эмиссионные крылья выравниваются ( $V=R$ ), а в  $HJD \approx 2456502$  и вовсе пропадают: диск рассеялся, но не исчез полностью, профиль линии  $H\alpha$  еще довольно узкий. Максимальной ширины за весь период наблюдений на РТТ-150 профиль линии  $H\alpha$  достигал 26 июня 2014 г. ( $HJD \approx 2456835$ ), тогда же и блеск системы сравнялся с максимальным значением  $13.67^m$ , как и на старте мониторинга системы в 2005 г. ( $HJD \sim 2453700$ ). При этом профиль линии выглядит усеченным, как будто обрезанным, по сравнению с другими спектральными наблюдениями, т.е., скорее всего, продолжает содержать следы излучения экваториального диска.

С  $HJD \approx 2456835$  вновь начинается формирование диска, блеск системы падает, а эмиссионные компоненты растут, с той лишь разницей, что теперь, с  $HJD \approx 2457634$  начинает доминировать красный пик. Достигнув наибольшего значения  $HJD \approx 2458865$ , эмиссия красного пика начинает уменьшаться, профиль линии  $H\alpha$  приобретает форму P-Cygni профиля.

Особый интерес представляет профиль линии  $H\alpha$ , наблюдаемый в момент времени  $HJD \approx 2458725$ : абсорбция отсутствует, линия полностью эмиссионная, при этом блеск системы близок к среднему значению и составляет  $13.8^m$ . Здесь корреляция между фотометрической яркостью и размером экваториального диска нарушается.

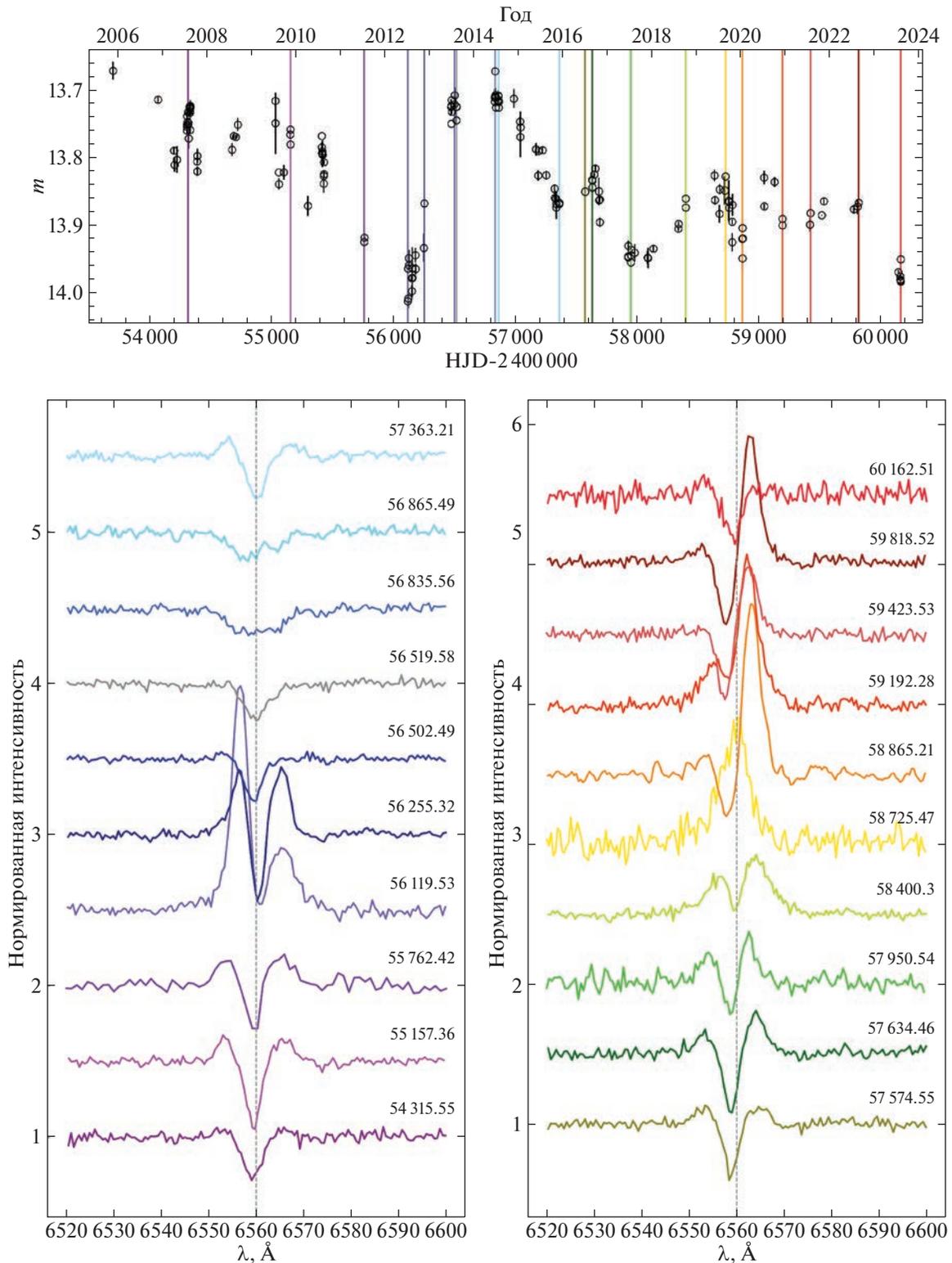
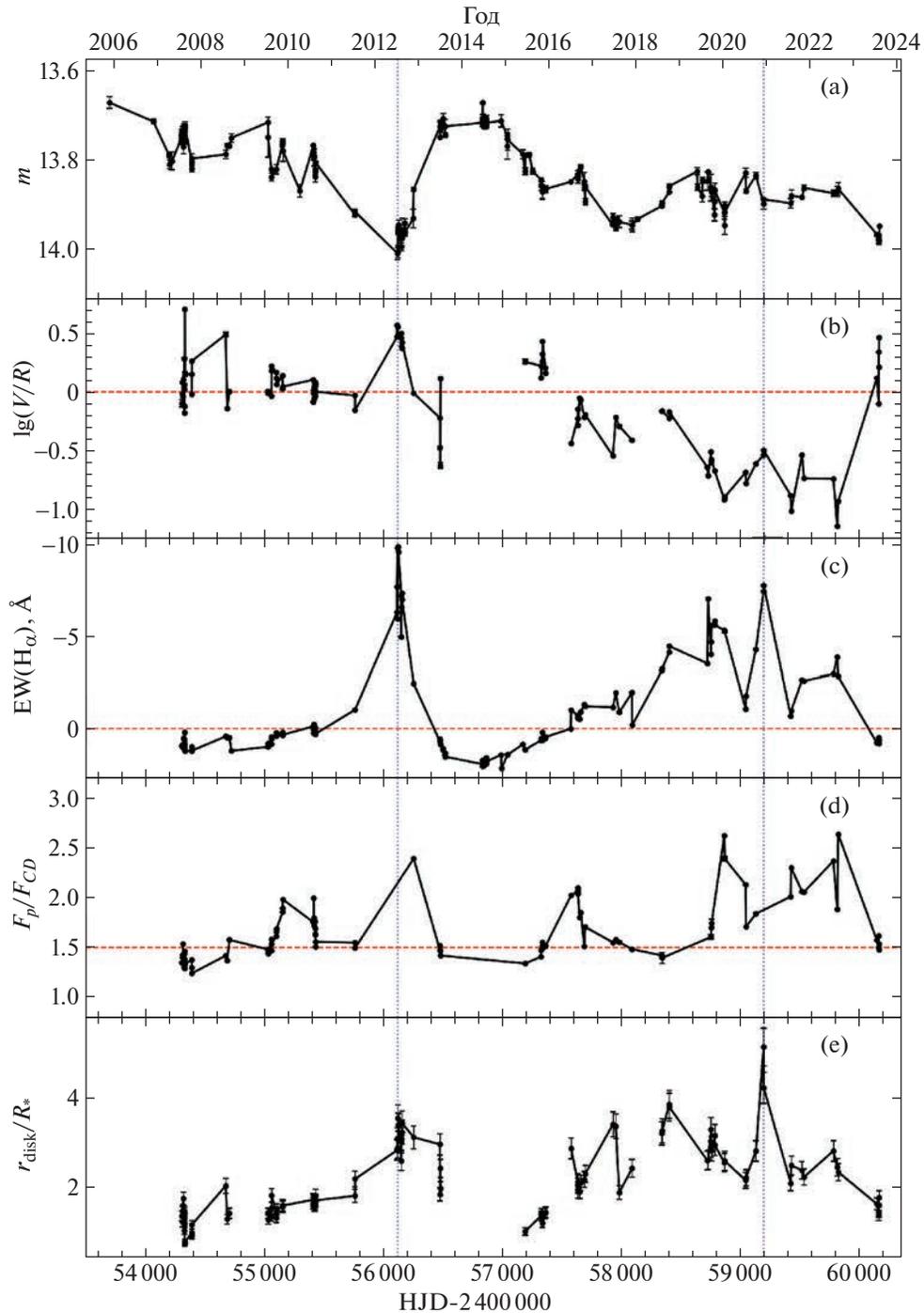


Рис. 2. Кривая блеска IGR J21343+4738 (верхняя панель). Изменение профиля линии  $H\alpha$  (нижняя панель) в разные моменты времени показаны в соответствии с цветными вертикальными линиями, нанесенными на график кривой блеска.

### АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ ЛИНИИ $H\alpha$

Вид профиля линии  $H\alpha$  очень разнообразен в разные моменты времени. Эмиссионные компоненты линии  $H\alpha$  формируются в экваториальном диске

Ве-звезды, и для того чтобы рассмотреть, какие количественные изменения происходили с диском, были измерены и проанализированы следующие параметры профиля линии  $H\alpha$ :



**Рис. 3.** (a) — Кривая блеска; (b) — логарифм отношения интенсивностей синего и красного пиков профиля линии H $\alpha$ ; (c) — эквивалентная ширина профиля линии H $\alpha$ ; (d) — полусумма интенсивностей синего и красного пиков, отнесенная к глубине абсорбционной составляющей линии; (e) — радиус экваториального диска Ве-звезды в радиусах звезды.

– V, R — интенсивности (измеренные от уровня континуума) синей и красной эмиссионной компоненты соответственно;

– CD — глубина центральной абсорбции (депрессии) от уровня континуума;

–  $\Delta V$  — расстояние между синим и красным эмиссионными пиками;

– EW — эквивалентная ширина всей линии H $\alpha$ .

Интенсивности эмиссионных и абсорбционной составляющих линии H $\alpha$ , а также ее эквивалентная ширина очень сильно зависят от выбранного уровня континуума. Поэтому, чтобы минимизировать ошибки и оценить погрешность измерений вышеперечисленных параметров, континуум был проведен 10 раз по различным областям спек-

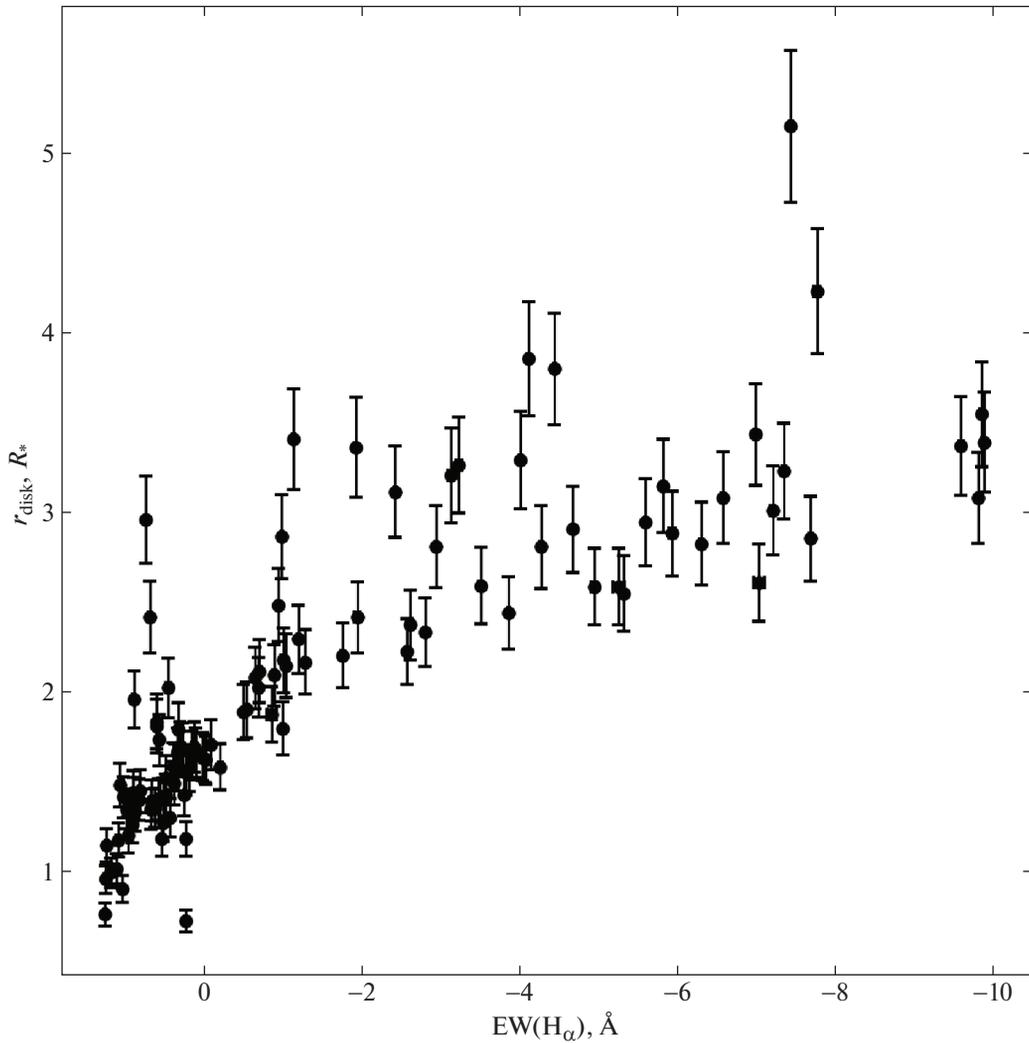


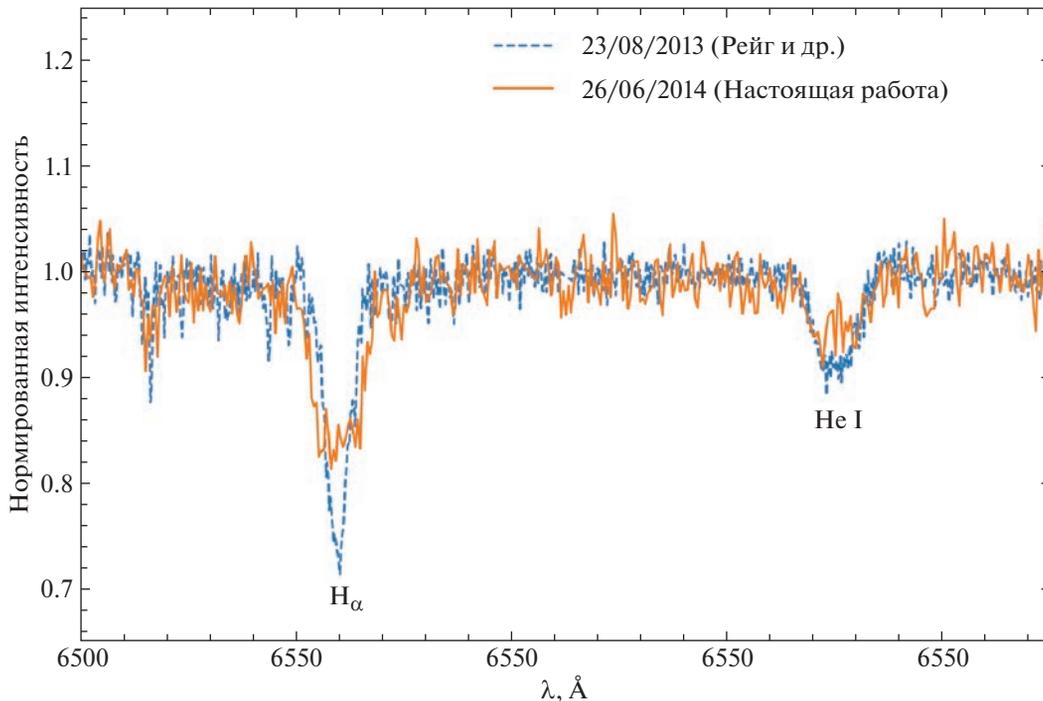
Рис. 4. Зависимость радиуса диска от эквивалентной ширины профиля линии  $H\alpha$ .

тра, не содержащим линии. Каждый компонент линии (2 эмиссии и центральная абсорбция, при наличии) описывался гауссианой для нахождения интенсивности и положения центрального максимума (минимума), а эквивалентная ширина рассчитывалась непосредственно путем суммирования площади фигуры под кривой. Отношение интенсивностей синего и красного эмиссионных пиков сильно изменяется со временем, тем не менее, прослеживается нисходящий тренд логарифма этой величины (рис. 3b). Так, если в первую половину периода мониторинга на РТТ-150 чаще доминировал синий пик  $\log(V/R) > 0$  или интенсивности пиков были практически равны  $\log(V/R) = 0$  (до момента разрушения диска в 2013 г. и немного позже), то затем наблюдался уверенный рост красного эмиссионного пика  $\log(V/R) < 0$ , что говорит о наличии глобального возмущения плотности в диске, приводящего к асимметричному вращению диска относительно оси вращения.

Сгущение то приближается  $\log(V/R) > 0$ , то удаляется  $\log(V/R) < 0$  от наблюдателя. Кроме того, если сравнивать среднюю интенсивность эмиссионных пиков  $F_p = (F_V + F_R)/2$  с интенсивностью абсорбционной компоненты  $F_{CD}$  (рис. 3d), видно, что большую часть времени выполняется условие  $F_p/F_{CD} \geq 1.5$  (Ханушик, 1996), позволяющее классифицировать оптический компонент в качестве Ве-звезды с оболочкой (shell star). Известно, что для таких звезд угол наклона системы  $i$  должен превышать  $70^\circ$ .

Расстояние между эмиссионными пиками характеризует внешний размер (радиус) области, где формируется излучение. Таким образом, радиус диска  $r_d$  связан с расстоянием между эмиссионными пиками следующим соотношением (Хуанг, 1972):

$$\frac{r_d}{R_*} = \left( \frac{2V_* \sin i}{\Delta V} \right)^{1/j}, \quad (1)$$



**Рис. 5.** Участок спектра, содержащий линию  $H\alpha$  и линию He I. Сравнение спектра, полученного Рейгом и Зезасом 23.08.2013 в момент отсутствия диска, как полагали авторы, и спектра, описанного в настоящей статье, полученного 26.06.2014 в момент наибольшей яркости системы, когда абсорбционный профиль линии  $H\alpha$  имел наибольшую ширину.

где  $2V_* \sin i$  — скорость вращения звезды, а  $\Delta V = 2V_{\text{rot}} \sin i$  — скорость движения вещества в диске,  $i$  — наклонение орбиты. Закон, по которому осуществляется вращение газа в экваториальном диске, определяется величиной  $j$  в показателе степени:

$j = 1$  — выполняется сохранение углового момента на единицу массы;

$j = -1$  — твердотельное вращение;

$j = 0.5$  — кеплеровский диск.

Проверка закона вращения диска, проведенная для Ве-звезд, как для одиночных, так и в составе двойных рентгеновских систем, привела к единому результату — декреционный диск является кеплеровским (Рейг и др., 2016). Воспользовавшись значением скорости вращения, полученным в момент отсутствия диска,  $v \sin i = 365 \pm 15 \text{ км с}^{-1}$  (Рейг, Зезас, 2014а), был рассчитан радиус диска системы в разные моменты времени (рис. 3е). Вертикальными линиями отмечены моменты, когда диск имел наибольший радиус до и после разрушения. В эти же моменты эквивалентная ширина линии  $H\alpha$  имела минимальное значение. Более наглядно корреляция между эквивалентной шириной и радиусом диска продемонстрирована на рис. 4.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на протяжении всей истории наблюдений Ве-звезда в массивной двойной рентгеновской системе IGR J21343+4738 всегда имела

экваториальный диск, излучение которого вносит искажения во все спектральные линии В-звезды. Если сравнить наш спектр 2014 г. в момент максимальной яркости системы (а значит, в момент, когда затмевающий звезду декреционный диск минимален) и спектр Рейга и Зезаса в момент “потери” экваториального диска в 2013 г. (Рейг, Зезас, 2014а) видно, что линия  $H\alpha$  является более широкой в 2014 г. (рис. 5), т.е. и в 2013 г. линия содержала эмиссионные компоненты диска. В то же время на спектре 2014 г. линия  $H\alpha$  выглядит усеченной и плоской, в соседней линии гелия He I 6678 и вовсе видны следы эмиссионной составляющей, а центральная часть линий также искажена из-за вклада излучения диска, и спектр не годится для моделирования звездной атмосферы звезды.

Такие значительные изменения, связанные с переменным диском Ве-звезды, вносят сильные искажения в профили композитных (фотосферная абсорбция плюс эмиссия от диска) спектральных линий и не позволяют произвести корректные измерения лучевых скоростей. Наши попытки построить кривую лучевых скоростей по линии гелия He I 4471 в синей части спектра (Николаева и др., 2021), менее подверженной влиянию излучения диска, не увенчались успехом: орбитальный период, найденный по измеренным лучевым скоростям, не согласовался с массой компактного объекта. По двум найденным нами возможным периодам

**Таблица 1.** Наблюдения IGR J21343+4738 в рентгеновском диапазоне длин волн

Дата	Поток, $\times 10^{-11}$ эрг $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	Диапазон, кэВ	Обсерватория	Ссылка
декабрь 2002 г.— февраль 2004 г.	$2.3 \pm 0.4$	17–60	ИНТЕГРАЛ	Кривонос и др. (2007)
март 2004 г.	$< 0.72$	17–60	ИНТЕГРАЛ	Кривонос и др. (2007)
ноябрь 2013 г.	1.4	0.2–12	ХММ-Newton	Рейг, Зезас (2014b)
2 июня 2020 г.	1.3	4–12	ART-XC/СРГ	Семена и др. (2020)
6 декабря 2020 г.	7	4–12	ART-XC/СРГ	Семена и др. (2020)
17 декабря 2020 г.	1.49(2)	4–12	NuSTAR	Пайк и др. (2020)

(порядка 34 и 160 сут) получалось наличие в системе черной дыры или очень массивной нейтронной звезды, что является маловероятным.

Объект показывает сильную фотометрическую и спектральную переменности в оптическом диапазоне длин волн. Это связано с эволюцией экваториального диска: диск менялся в размерах, рассеивался и вновь формировался. Наличие более плотных областей в диске привело к асимметричному вращению диска относительно оси вращения звезды и прецессии волн плотности по диску. В рентгеновском диапазоне выполнено не так много наблюдений (табл. 1) (Горбан и др., 2022), а орбитальный период системы к настоящему времени неизвестен. Поэтому для подтверждения корреляции между рентгеновским и оптическим излучениями на временных масштабах, сравнимых с орбитальным периодом, необходимы дальнейшие рентгеновские и оптические наблюдения этой системы. Во время поярчания системы в 5 раз в рентгеновском диапазоне 6 декабря 2020 г. (Семена и др., 2020), авторы предположили возможное начало новой вспышки. Но уже через 11 дней рентгеновский поток вернулся к своему обычному уровню (Пайк и др., 2020). Спустя 2 суток после рентгеновской вспышки 6 декабря 2020 г. были проведены и оптические наблюдения на РТТ-150. Спектры по-прежнему содержали сильные эмиссионные компоненты диска (оранжевый спектр, полученный в момент времени HJD-2400000 = 59192.28 на рис. 2).

Корреляция рентгеновского и оптического излучений могла бы проявиться не на шкале времени, соизмеримого с орбитальным периодом системы, а в эпизодах, связанных с разрушением диска. Так, можно было бы предположить, что частичное разрушение диска может спровоцировать возникновение рентгеновской вспышки из-за аккреции вещества диска на компактный объект, но этого не наблюдается. Поэтому выводы о жесткой корреляции оптического и рентгеновского излучений

являются, по-видимому, преждевременными. Вероятно, в данной системе работает другой механизм (сферической) аккреции вещества — медленное магнитное оседание, описанный в статьях Шакуры и др. (2014), Постнова и др. (2017).

Источник IGR J21343+4738 несколько раз детектировался в 2019–2021 гг. (Семена и др., 2020, Горбан и др., 2022) в спокойном состоянии с потоком на уровне  $\approx 1.3 \times 10^{-11}$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$  в обзоре всего неба обсерватории “Спектр–Рентген–Гамма” (Сюняев и др., 2021) телескопом ART-XC им. М.Н. Павлинского (Павлинский и др., 2021) в жестком рентгеновском диапазоне 4–30 КэВ. Используя оценку расстояния до источника в 8.5 кпк, Горбан и др. (2022) оценили рентгеновскую светимость источника порядка  $3 \times 10^{35}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Интересно, что в ходе обзора всего неба Обсерваторией “Спектр–Рентген–Гамма” телескопом ART-XC им. М.Н. Павлинского был обнаружен новый рентгеновский пульсар (Лутовинов и др., 2022), SRGAJ204318.2+443815/SRGe J204319.0+443820, входящий в тесную массивную двойную систему. Период вращения пульсара составляет 742 с. Рентгеновская светимость источника порядка  $4 \times 10^{35}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Спектральные наблюдения, в том числе и с помощью 1.5-м телескопа РТТ-150, показали, что оптическим компаньоном в этой системе является Ве-звезда. В продолжающемся обзоре всего неба телескопом ART-XC им. М.Н. Павлинского обсерватории СРГ среди источников различной природы будут обнаруживаться и новые массивные рентгеновские системы с Ве-звездами, для оптического отождествления которых (а также анализа физических параметров компонент этих систем) будут необходимы оптические наблюдения с помощью наземных телескопов.

Анализ физических параметров экваториального диска Ве-звезды в системе IGR J21343+4738

выполнен при поддержке гранта РФФ 21-12-00210.

Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии). Авторы благодарны Р.Я. Жучкову и С.С. Мельникову за помощь в наблюдениях на РТТ-150. Работа Э.Р. Иртутанова, М.А. Горбачева, Р.И. Гумерова, Н.А. Сахибуллина частично выполнена за счет субсидии Минобрнауки РФ № FZSM-2023-0015, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ахумада и др. (R. Ahumada, C.A. Prieto, A. Almeida, F. Anders, S.F. Anderson, B.H. Andrews, B. Anguiano, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **249**, 3 (2020).
- Бёрд и др. (A.J. Bird, A. Malizia, A. Bazzano, E.J. Barlow, L. Bassani, A.B. Hill, G. B'elanged, F. Capitanio, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **170**, 175 (2007).
- Бикмаев И.Ф., Буренин Р.А., Ревнивцев М.Г. и др., Письма в Астрон. журн. **34**, (2008) [I.F. Bikmaev, R.A. Burenin, M.G. Revnivitsev, S.Yu. Sazonov, R.A. Sunyaev, M.N. Pavlinsky, and N.A. Sakhibullin, *Astron. Lett.* **34**, 653 (2008)].
- Винклер и др. (C. Winkler, T.J.-L. Courvoisier, G. Di Cocco, N. Gehrels, A. Gim'enez, S. Grebenev, W. Hermsen, and J.M. Mas-Hesse, et al.), *Astron. Astrophys.* **411**, L1 (2003).
- Галазутдинов (Г.А. Галазутдинов), *Астрофиз. Бюлл.* **77**, 579 (2022).
- Горбан А.С., Мольков С.В., Лутовинов А.А., Семена А.Н., Письма в Астрон. журн. **48**, 861 (2022) [A.S. Gorban, S.V. Molkov, A.A. Lutovinov, and A.N. Semena, *Astron. Lett.* **48**, 798 (2022)].
- Джаясингхе и др. (T. Jayasinghe, K.Z. Stanek, C.S. Kochanek, B.J. Shappee, T.W.-S. Holoiien, T.A. Thompson, J.L. Prieto, S. Dong, et al.), *MNRAS* **485**, 961 (2019).
- Костов, Бонев (A. Kostov and T. Bonev), arXiv e-prints, arXiv:1706.06147 (2017).
- Корбет (R.H.D. Corbet), *Astron. Astrophys.* **141**, 91 (1984).
- Кривонос и др. (R. Krivonos, M. Revnivitsev, A. Lutovinov, S. Sazonov, E. Churazov, and R. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **475**, 775 (2007).
- Лутовинов и др. (A. Lutovinov, S. Tsygankov, I. Mereminsky, S. Molkov, A. Semena, V. Arefiev, I. Bikmaev, and A. Djupvik), *Astron. Astrophys.* **661**, A28 (2022).
- Маски и др. (F.J. Masci, R.R. Laher, B. Rusholme, D.L. Shupe, S. Groom, J. Surace, Jackson, S. Monkewitz, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **131**, 018003 (2019).
- Николаева и др. (E.A. Nikolaeva, I.F. Bikmaev, E.S. Islentieva, and V.V. Shimansky), MOBSTER-1 virtual conference: Stellar variability as a probe of magnetic fields in massive stars, 25 (2021); doi:10.5281/zenodo.5525551.
- Оказаки и др. (A.T. Okazaki, M.R. Bate, G.I. Ogilvie, and J.E. Pringle), *MNRAS* **337**, 967 (2002).
- Пайк, Харрисон (S.N. Pike and F.A. Harrison), *Astronom. Telegram #14291*, (2020).
- Павлинский и др. (M. Pavlinsky, A. Tkachenko, M. Levin, et al.), *Astron. Astrophys.* **650**, A42 (2021).
- Портер (J.M. Porter), *MNRAS* **280**, L31 (1996).
- Постнов и др. (K. Postnov, L. Oskinova, and J. Torrejon), *MNRAS* **465**, L119 (2017).
- Рейг, Зезас (P. Reig and A. Zezas), *Astron. Astrophys.* **561**, A137 (2014a).
- Рейг, Зезас (P. Reig and A. Zezas), *MNRAS* **442**, 472 (2014b).
- Рейг и др. (P. Reig, A. Nersesian, A. Zezas, L. Gkouvelis, and M.J. Coe), *Astron. Astrophys.* **590**, A122 (2016).
- Ривиниус и др. (T. Rivinius, A.C. Carciofix, and C. Martayan), *Astron. Astrophys. Rev.* **21**, 69 (2013).
- Сазонов и др. (S. Sazonov, M. Revnivitsev, R. Burenin, E. Churazov, R. Sunyaev, W.R. Forman, and S.S. Murray), *Astron. Astrophys.* **487**, 509 (2008).
- Семена и др. (A. Semena, A. Lutovinov, I. Mereminskiy, S. Molkov, I. Lapshov, and A. Tkachenko), *Astronom. Telegram #14247*, (2020).
- Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A132 (2021).
- Тонри и др. (J.L. Tonry, C.W. Stubbs, K.R. Lykke, P. Doherty, I.S. Shivvers, W.S. Burgett, K.C. Chambers, K.W. Hodapp, et al.), *Astrophys. J.* **750**, 99 (2012).
- Убертини и др. (P. Ubertini, F. Lebrun, G. Di Cocco, A. Bazzano, A.J. Bird, K. Broenstad, A. Goldwurm, and G. LaRosa), *Astron. Astrophys.* **411**, 131 (2003).
- Ханушик (R.W. Hanuschik), *Astron. Astrophys.* **308**, 170 (1996).
- Хуанг (S.-S. Huang), *Astrophys. J.* **171**, 549 (1972).
- Чамберс и др. (K.C. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewellng, M.E. Huber, C.Z. Waters, L. Denneau, P.W. Draper, и др.), arXiv e-prints, arXiv:1612.05560 (2016).
- Шакура и др. (N. Shakura, K. Postnov, L. Sidoli, and A. Paizis), *MNRAS* **442**, 2325 (2014).
- Шепи и др. (B.J. Shappee, J.L. Prieto, D. Grupe, C.S. Kochanek, K.Z. Stanek, G. De Rosa, S. Mathur, Y. Zu, et al.), *Astrophys. J.* **788**, 48 (2014).
- Янсен и др. (F. Jansen, D. Lumb, B. Altieri, J. Clavel, M. Ehle, C. Erd, C. Gabriel, and M. Guainazzi, et al.), *Astron. Astrophys.* **365**, L1 (2001).

## ПРИРОДА ЗАТМЕННОГО ПОЛЯРА 1RXS J184542.4+483134

© 2023 г. В. Ю. Кочкина<sup>1,2\*</sup>, А. И. Колбин<sup>1,2,3\*\*</sup>, Н. В. Борисов<sup>1</sup>, И. Ф. Бикмаев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

<sup>2</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

<sup>3</sup>Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, Россия

Поступила в редакцию 05.10.2023 г.

После доработки 16.11.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

Выполнено комплексное исследование слабоизученного затменного поляра 1RXS J184542.4+483134 с коротким орбитальным периодом  $P_{orb} \approx 79$  мин. Анализ долговременных кривых блеска указывает на изменение положения и размеров аккреционного пятна при изменении темпа аккреции. В профилях эмиссионных линий выделяются узкая и широкая компоненты, которые, вероятно, образуются на баллистическом участке аккреционной струи и на магнитной траектории соответственно. Наблюдается инверсия профилей спектральных линий с эмиссионного на абсорбционный, обусловленная покрытием аккреционного пятна аккреционной струей. На основе продолжительности затмения и лучевых скоростей узкой компоненты линий наложены ограничения на массу белого карлика  $0.49 \leq M_1/M_\odot \leq 0.89$  и наклонение орбитальной плоскости  $79.7^\circ \leq i \leq 84.3^\circ$ . Анализ циклотронных спектров указывает на присутствие двух аккреционных пятен с напряженностями магнитного поля  $B_1 = 28.4_{-0.2}^{+0.1}$  МГс и  $B_2 = 30 - 36$  МГс. При этом главное пятно имеет сложную структуру, которая, по-видимому, имеет плотное ядро и менее плотную периферию, излучающую спектр с циклотронными гармониками. Поляризационные наблюдения демонстрируют смену знака круговой поляризации в течение орбитального периода и антикорреляцию степени поляризации с блеском поляра. Моделирование поляризационных наблюдений с использованием простой модели аккрецирующего белого карлика показывает, что поляризационные свойства могут быть интерпретированы в рамках двухполосной аккреции с различающейся оптической толщиной аккреционных пятен ( $\tau_1/\tau_2 \sim 10$ ). Анализ наблюдений Swift/XRT указывает на преобладание тормозного излучения в рентгеновском излучении системы.

*Ключевые слова:* звезды: новые, катаклизмические переменные; индивидуальные: 1RXS J184542.4+483134; методы: фотометрия, поляриметрия, спектроскопия.

DOI: 10.31857/S0320010823110050, EDN: NPAOWI

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Катаклизмические переменные — это тесные двойные системы, состоящие из белого карлика (первичный компонент), а также холодного карлика спектрального класса G–L (вторичный компонент), заполняющего свою полость Роша (Уорнер, 1995). Вещество вторичного компонента вытекает из окрестностей точки Лагранжа  $L_1$  и, при отсутствии сильного магнитного поля белого карлика ( $B \lesssim 0.1$  МГс), образует аккреционный диск. Иная картина аккреции наблюдается при сильной заманниченности белого карлика ( $B \sim 10-200$  МГс), имеющая место у представителей подкласса катаклизмических переменных, называемых полярами

или звездами типа AM Her (Кроппер, 1990). В таких системах испускаемое вторичным компонентом вещество быстро достигает переходной области (англ. threading region), где динамическое давление газовой струи сравнивается с давлением магнитного поля белого карлика ( $\rho v^2 = B^2/8\pi$ ). Далее ионизованный газ струи движется вдоль силовых линий магнитного поля в направлении магнитных полюсов белого карлика. При взаимодействии падающего газа с поверхностью звезды образуется ударный фронт, после которого газ разогревается до температур  $T \sim 10-50$  кэВ (Айдзу, 1973). Затем вещество оседает на поверхность звезды, охлаждаясь за счет тормозного рентгеновского излучения и оптического циклотронного излучения. Часто из-за высокой эффективности охлаждения газа высота ударного фронта оказывается меньше его протяженности вдоль поверхности звезды, и

\* Электронный адрес: [nikainspace@gmail.com](mailto:nikainspace@gmail.com)

\*\* Электронный адрес: [kolbinalexander@mail.ru](mailto:kolbinalexander@mail.ru)

ударные структуры называют аккреционными пятнами. Сильное магнитное поле полярных звезд приводит к синхронизации вращения белого карлика с его орбитальным движением. Исследование полярных звезд важно для понимания генерации и структуры магнитных полей белых карликов (Феррарио и др., 2015; Бриггс и др., 2018). Другой интересный аспект в изучении систем типа AM Нег связан с влиянием магнитных полей на эволюцию тесных двойных систем (Беллони и др., 2020). Кроме того, полярные звезды представляют собой естественные лаборатории для изучения взаимодействия сверхзвуковой плазмы со звездными магнитосферами (Хамери и др., 1986; Ли, 1999) и понимания особенностей аккреции в условиях сильных магнитных полей (Бушхарт и др., 2015; Бонне-Бидо и др., 2015).

В оптическом диапазоне полярные звезды выделяются большим разнообразием наблюдательных свойств. Из-за высокого вклада циклотронной компоненты в излучение системы полярные звезды являются сильно поляризованными источниками (~10–30%) (Таппа, 1977), а в их спектрах часто проявляются гармоники циклотронной линии (см., например, Руссо и др. (1996)). Фотоионизация аккреционной струи приводит к появлению интенсивных эмиссионных линий водорода, нейтрального гелия и ионизованного гелия HeII  $\lambda 4686$  (Швопе и др., 1997). В долговременных кривых блеска выделяются высокие и низкие состояния, различающиеся по среднему блеску на несколько звездных величин. Повидимому, смена состояния происходит из-за изменения темпа переноса вещества со вторичного компонента (Хессман и др., 2000).

Настоящая работа посвящена исследованию слабоизученного полярного рентгеновского источника 1RXS J184542.4+483134 (далее J1845). Он был идентифицирован Денисенко, Соколовским (2011) как катаклизмическая переменная. Павленко и др. (2011) на основе анализа рентгеновских, ультрафиолетовых и оптических наблюдений классифицировали J1845 как затменный поляр с орбитальным периодом  $P_{\text{orb}} \approx 0.054908$  сут ( $\approx 79$  мин). Этот период близок к минимальному периоду катаклизмической переменной  $P_{\text{min}} \approx 80$  мин, при котором характерное время потери массы донором сравнивается с тепловым. Около периода  $P_{\text{min}}$  происходит изменение эволюции системы с уменьшающегося периода на возрастающий (МакАллистер и др., 2019; Книгге и др., 2011). Магнитная природа J1845 была подтверждена Борисовым и др. (2016), которые обнаружили круговую поляризацию, изменяющуюся от –10 до 30% в течение орбитального периода. Степень поляризации при этом антикоррелировала с блеском звезды.

В настоящей работе мы выполнили комплексное оптическое исследование J1845, включающее в себя анализ фазово-разрешенной спектроскопии,

фотометрии и фотополяриметрии. В следующем разделе мы описываем оптические наблюдения J1845 и обработку полученных данных. Далее, в разделе 3, мы проводим анализ фотометрии J1845. Раздел 4 посвящен орбитальному поведению эмиссионных линий. Затем, в разделе 5 проводится ограничение масс компонентов системы и наклона орбитальной плоскости. В разделе 6 выполняется анализ циклотронных спектров с определением напряженности магнитного поля в аккреционных пятнах. В разделе 7 проводится интерпретация поляризационных наблюдений с восстановлением положения аккреционных пятен на поверхности белого карлика. Анализ рентгеновских и ультрафиолетовых наблюдений обсерватории Swift выполнен в разделе 8. В заключении резюмируются результаты выполненной работы.

## 2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

### 2.1. Спектроскопия

Набор спектров полярного источника J1845 получен на 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН в ночи с 21 по 22 сентября 2011 г. и с 28 по 29 апреля 2012 г. В первую ночь телескоп был оснащен фокальным редуктором SCORPIO-2 (Афанасьев, Моисеев, 2011) в режиме длиннощелевой спектроскопии<sup>1</sup>. В приборе использовались 2 К × 2 К ПЗС-матрица E2V CCD42-90 и объемно-фазовая голографическая решетка VPHG1200@540 (1200 шт./мм), обеспечивающая покрытие диапазона  $\lambda\lambda = 3650\text{--}7250 \text{ \AA}$  с эффективным спектральным разрешением  $\Delta\lambda \approx 5.2 \text{ \AA}$  при ширине щели  $0.96''$ . Всего получено 22 спектра с экспозициями 300 с, покрывающих  $\approx 1.5$  орбитального периода полярной звезды. Во вторую ночь, 28/29 апреля 2012 г., длиннощелевые спектры получены с фокальным редуктором SCORPIO-1<sup>2</sup>, оснащенным 2К × 2К ПЗС-матрицей EEV CCD42-40 и решеткой VPHG1200G. Было получено 25 спектров с экспозициями 300 с, охватывающих  $\approx 1.5$  периода J1845. Спектры покрыли диапазон  $\lambda\lambda = 3900\text{--}5700 \text{ \AA}$  с разрешением  $\Delta\lambda \approx 5 \text{ \AA}$  при ширине щели  $1''$ . Все наблюдения проводились в хороших астроклиматических условиях, с размером звездного изображения  $1.0''$  и  $1.5''$  в 2011 и 2012 г. соответственно.

<sup>1</sup> Подробнее о фокальном редукторе SCORPIO-2 см. <https://www.sao.ru/hq/lsvfo/devices/scorpio-2/index.html>.

<sup>2</sup> Подробнее о фокальном редукторе SCORPIO см. <https://www.sao.ru/hq/lsvfo/devices/scorpio/scorpio.html>.

Обработка спектрального материала проводилась с помощью программного пакета IRAF<sup>3</sup>. Из спектральных кадров было вычтено изображение электронного нуля (bias) и проведено удаление следов космических частиц с помощью алгоритма LaCosmic (ван Доккум, 2001). На основе снимков лампы плоского поля выполнено исправление микровариаций чувствительности прибора. С помощью кадров калибровочной He-Ne-Ag лампы были исправлены геометрические искажения и проведена калибровка спектров по длинам волн. Выполнена оптимальная экстракция спектров (Хорн, 1986) с вычитанием фона неба. Спектрофотометрическая калибровка проводилась на основе наблюдений звезд-стандартов G191-B2B (Оке, 1990) в 2011 г. и BD 33° 2642 (Болин и др., 1995) в 2012 г. Для каждого спектра были рассчитаны барицентрические юлианские даты и барицентрические поправки к лучевой скорости.

## 2.2. Поляриметрия

Фотополяриметрические наблюдения J1845 проводились в ночи с 28 по 29 августа 2011 г. и с 23 по 24 апреля 2012 г. на телескопе БТА САО РАН с использованием фокального редуктора светосилы SCORPIO-2, оснащенного ПЗС-матрицей E2V CCD42-90. Набор снимков окрестностей J1845 получен в фильтре V системы Джонсона с экспозициями 30 с и 120 с в первой и второй ночи соответственно. Для анализа поляризации использовалась призма Волластона, с помощью которой на ПЗС-матрице одновременно регистрировались изображения окрестностей J1845 в обычных и необыкновенных лучах. Для регистрации круговой поляризации перед призмой Волластона была выставлена фазовая пластинка  $\lambda/4$ , которая поворачивалась на 90° между экспозициями для учета систематических ошибок.

Обработка наблюдательного материала проводилась в пакете IRAF. Из полученных изображений был вычтен электронный нуль, неоднородная чувствительность прибора исправлена на основе снимков плоского поля. Определение потоков J1845 в разных модах поляризации проводилось методом апертурной фотометрии. За подробностями в проведении поляриметрических измерений на SCORPIO-2 и их обработке мы отсылаем читателя к работе Афанасьева, Амирханяна (2012).

<sup>3</sup> Пакет программ обработки и анализа астрономических данных IRAF разработан Национальной Оптической Обсерваторией США и доступен по адресу <https://iraf-community.github.io>.

## 2.3. Фотометрия на PTT-150

Фотометрические наблюдения J1845 проводились в ночи 08/09 июля и 13/14 июля 2022 г. на Российско-Турецком 1.5-м телескопе PTT-150 (Национальная обсерватория TÜBİTAK, Анталья, Турция) с использованием прибора TFOSC в режиме фотометра. Прибор оснащен ПЗС-матрицей ANDOR DZ936 BR DD, 2048 × 2048 пикселей, термоэлектрически охлаждаемой до  $-80^\circ$  C. Линейный размер пикселя  $13.5 \times 13.5$  микрон, что соответствует  $0.33''$  на пиксель при биннинге  $1 \times 1$ . Наблюдения проводились без использования фотометрических фильтров, с биннингом  $2 \times 2$  и размером кадра  $1024 \times 200$  пикселей для обеспечения временного разрешения порядка 20 с. Всего получено 1002 кадра при качестве изображений  $1.3 - 1.8''$  (с экспозициями 15 с и временем считывания кадра 3 с), покрывающих  $\approx 3.5$  орбитальных периода J1845. Обработка ПЗС-изображений проводилась с использованием стандартных средств апертурной фотометрии IRAF.

## 3. АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИИ

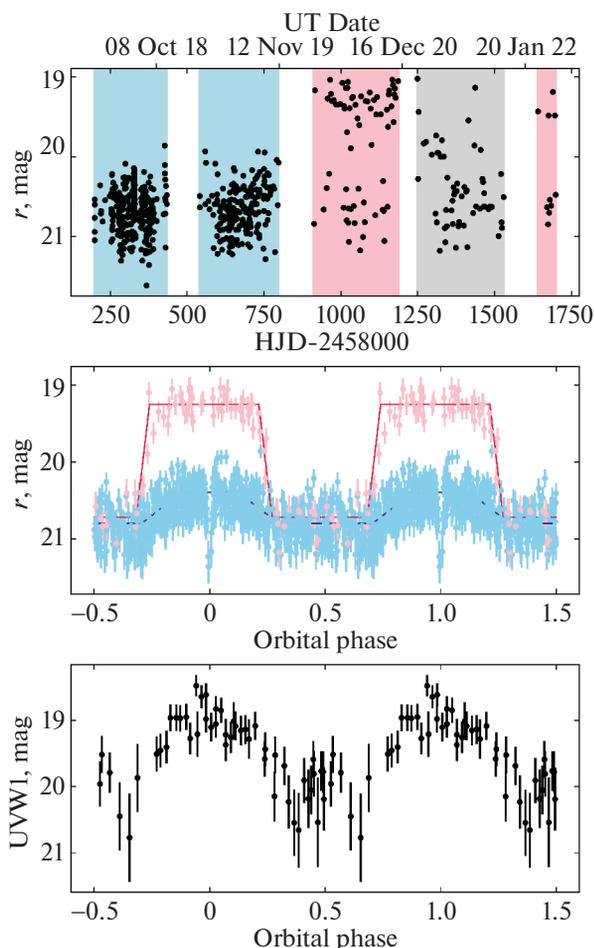
В долговременных фотометрических наблюдениях полярнов наблюдаются изменения среднего блеска, отражающие переменность темпа аккреции. Для анализа долговременной переменности J1845 нами были использованы данные обзора ZTF DR19 (Маски и др., 2019), охватывающие около четырех лет. Наибольший объем наблюдений для J1845 в этом обзоре был получен в полосе  $r$ . Кривая блеска полярна в этой полосе показана на рис. 1. В ней проявляются повышенные и пониженные состояния, различающиеся по максимальному блеску на  $\Delta r \approx 1^m5$ .

На основе наблюдений J1845 в пониженном состоянии методом Ломба–Скаргла (Вандер-Плас, 2018) определен период  $P_{\text{orb}} = 79.06652 \pm \pm 0.00025$  мин. Фазовые кривые блеска J1845 в пониженном и повышенном состояниях показаны на рис. 1. Для их построения использованы эфемериды

$$BJD_{\text{ecl}} = \quad (1) \\ = 2459774.44506(6) + 0.0549072(2) \times E,$$

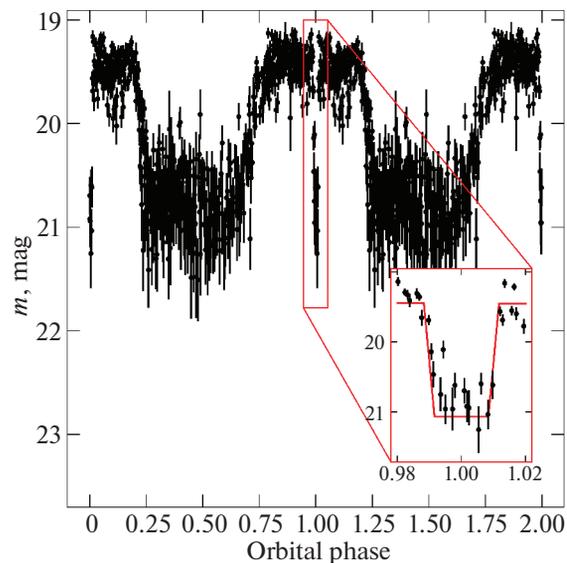
где начальная эпоха соответствует середине затмения, определенной по наблюдениям на телескопе PTT-150 (см. ниже).

Кривые блеска в двух состояниях имеют яркую фазу, простирающуюся примерно на половину орбитального периода ( $0.70 \lesssim \varphi \lesssim 1.25$ ), а также тусклую фазу ( $0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.70$ ), блеск в которой слабо изменяется при смене состояния.



**Рис. 1.** Верхняя панель: долговременная кривая блеска J1845, полученная по данным обзора ZTF в фильтре  $r$ . Данные в голубой области соответствуют пониженному состоянию, в розовой — повышенному состоянию, а участок в серой области трудно классифицировать по состоянию. Средняя панель: фазовые кривые блеска в фильтре  $r$  в пониженном (голубые точки) и повышенном (розовые точки) состояниях, описанные трапецоидами (непрерывные линии). Нижняя панель: кривая блеска J1845, полученная по данным Swift/UVOT в полосе UVW1.

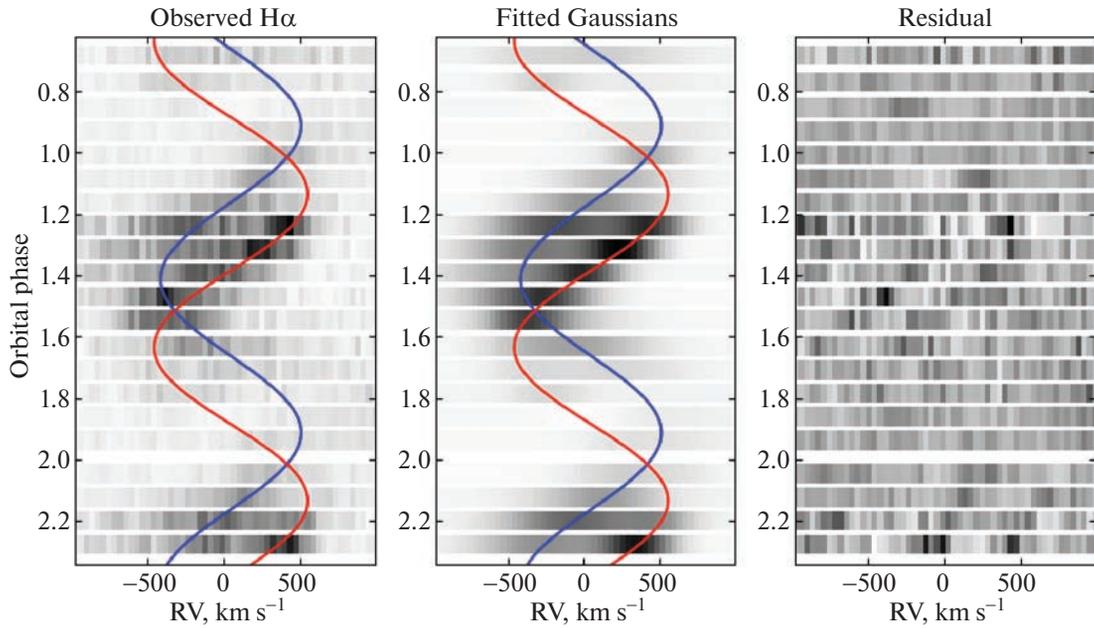
По-видимому, яркая фаза образуется во время прохождения аккреционного пятна по диску белого карлика, а фаза плато соответствует промежутку времени, когда пятно находится за диском звезды. Заметны смещение яркой фазы и увеличение ее продолжительности при переходе из пониженного состояния в повышенное. Для оценки смещения и растяжения яркой фазы мы аппроксимировали соответствующий ей участок кривых блеска трапецоидами, показанными на рис. 1. Из сравнения аппроксимирующих трапецоидов видно, что яркая фаза в повышенном состоянии наступает раньше на  $\Delta\varphi = 0.07 \pm 0.04$  по сравнению с пониженным состоянием, что соответствует увеличению долготы аккреционного пятна на  $25^\circ \pm 14^\circ$  (если долгота



**Рис. 2.** Фазовая кривая блеска J1845, полученная на телескопе РТТ-150 без использования фотометрических фильтров.

отсчитывается по направлению вращения белого карлика или, эквивалентно, по направлению орбитального движения донора). Кроме того, имеется увеличение продолжительности яркой фазы на  $\Delta\varphi = 0.12 \pm 0.08$ , что указывает на растяжение аккреционного пятна на  $43^\circ \pm 29^\circ$  по долготе. Эти явления, по-видимому, являются типичными для полярных и могут быть интерпретированы изменением положения переходной области, вызванным повышением динамического давления набегающего газа при переходе из пониженного состояния к повышенному (Швопе и др., 2015; Ворпель, Швопе, 2015; Колбин и др., 2023).

Интересной особенностью представленных кривых блеска является то, что блеск в затмении и в тусклой фазе отличается не более чем на  $0^m.2$ . Вероятно, такое поведение блеска связано с частичным затмением белого карлика. Действительно, если поверхность акретора не содержит второго яркого пятна, то основным источником излучения в фазе плато должен быть белый карлик. Близость блеска в тусклой фазе и в затмении должна выполняться в случае покрытия донором малой части диска белого карлика, содержащей аккреционное пятно. Другая интерпретация указывает на доминирование излучения донора над излучением белого карлика. В таком случае также обеспечивалось бы равенство блеска в затмении и в плато. Однако мы считаем этот вариант маловероятным ввиду значительного превышения яркости белого карлика над яркостью донора в короткопериодических ( $P \sim 80$  мин) катаклизмических переменных.



**Рис. 3.** Динамический спектр линии H $\alpha$  (слева), динамический спектр суммы аппроксимирующих гауссиан (в центре), остаточный динамический спектр (справа), полученный вычитанием аппроксимирующих гауссиан из наблюдаемых спектров. Красной и синей линиями показаны кривые лучевых скоростей узкой и широкой компонент соответственно.

Кривая блеска J1845, полученная на РТТ-150, показана на рис. 2. На ней лучше заметна отмеченная выше особенность J1845, заключающаяся в близости блеска в затмении и в тусклой фазе. Профиль затмения был аппроксимирован трапециодом. Продолжительность затмения оценивалась по ширине аппроксимирующего трапециода на половине глубины и составила  $\Delta t_{\text{ecl}} = 96.5 \pm 1.7$  с. Глубина затмения была оценена в  $\Delta m = 1^{\text{m}}62 \pm \pm 0^{\text{m}}18$ . Представленные ошибки параметров найдены методом Монте-Карло.

#### 4. ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ

Спектры J1845 содержат типичный для катаклизмических переменных набор эмиссионных линий. В усредненном спектре наблюдаются линии бальмеровской серии водорода H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$ , линии нейтрального гелия HeI  $\lambda 4921$ ,  $\lambda 5015$ ,  $\lambda 6678$ , а также линия ионизованного гелия HeII  $\lambda 4686$ . В профилях наиболее сильных линий выделяются многокомпонентная структура и переменность, модулированная с орбитальным периодом. Переменность профиля линии H $\alpha$  показана на динамическом спектре на рис. 3. Поведение других линий схожее, однако менее выражено ввиду большей зашумленности. В интервале фаз  $\varphi = 0.2\text{--}0.4$  наблюдается разделение профиля на две компоненты: широкую (FWHM  $\sim 870$  км/с) и узкую (FWHM  $\approx 440$  км/с).

Поведение компонент профилей линии H $\alpha$  анализировалось путем их описания суммой двух гауссиан

$$f(v) = B + \sum_{i \in \{n,b\}} A_i \exp \left[ -\frac{(v - V_i)^2}{2\sigma_i^2} \right], \quad (2)$$

где  $v$  — лучевая скорость точки профиля линии,  $A$  — высота гауссианы,  $\sigma$  — среднеквадратическое отклонение,  $V$  — скорость центра гауссианы,  $B$  — уровень непрерывного спектра вблизи линии (см. аналогичный анализ линий в Лю и др., 2023; Колбин и др., 2023). Индексы  $n$  и  $b$  соответствуют узкой и широкой компоненте соответственно. Предполагалось синусоидальное движение компонент спектрального профиля, задаваемое как

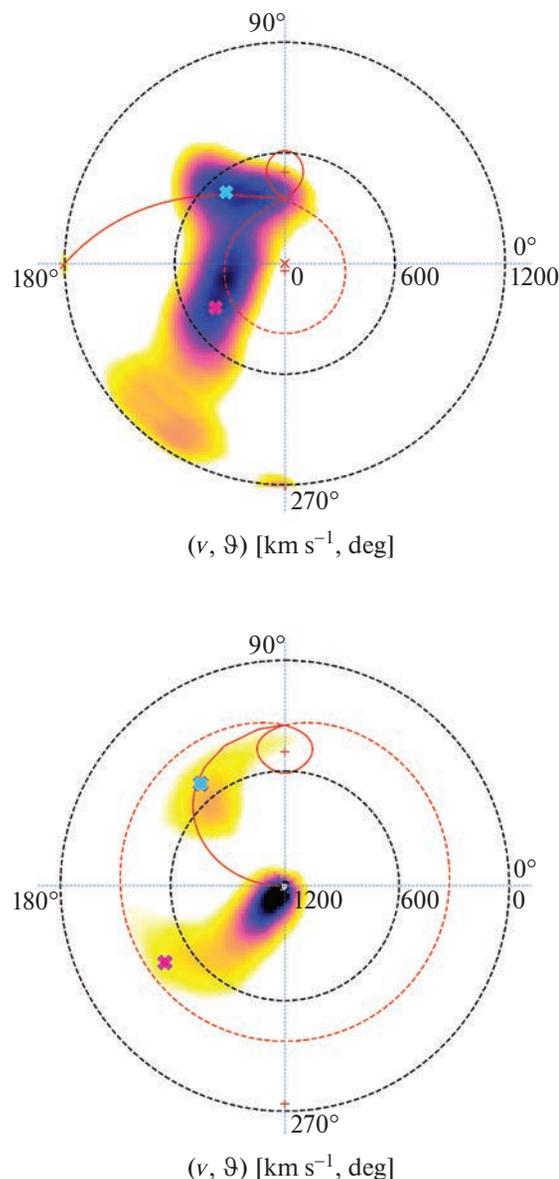
$$V_i = \gamma + K_i \sin [2\pi(\varphi - \varphi_i^0)], \quad (3)$$

где  $i \in \{n,b\}$ ,  $\gamma$  — лучевая скорость центра масс системы,  $K$  — полуамплитуда лучевой скорости,  $\varphi$  — фаза орбитального периода,  $\varphi^0$  — начальная фаза. Параметры  $\gamma$ ,  $K_{n,b}$ ,  $\varphi_{n,b}^0$  определялись путем описания набора профилей методом наименьших квадратов. Высоты гауссиан  $A_{n,b}$  и уровень континуума  $B$  находились отдельно для каждого профиля, а параметры  $\sigma_{n,b}$  считались независимыми от времени и находились путем описания спектральных профилей вместе с  $\gamma$ ,  $K_{n,b}$ ,  $\varphi_{n,b}^0$ . Ошибки определения параметров рассчитывались методом Монте-Карло. Восстановленные лучевые скорости обеих компонент показаны на рис. 3. Для узкой

и широкой компонент получены полуамплитуды лучевой скорости  $K_n = 503 \pm 9$  км/с и  $K_b = 447 \pm \pm 12$  км/с соответственно. Разность начальных фаз для двух компонент линии составляет  $\Delta\varphi = 0.228 \pm 0.006$ . Отметим, что профили эмиссионных линий полярлов могут иметь довольно сложную структуру, воспроизведение которой потребовало бы большего количества компонент с изменяющимися ширинами (см., например, Швопе и др., 1997). Однако, ввиду высокой зашумленности наших наблюдений и низкого спектрального разрешения, описанного приближения с двумя гауссианами оказывается достаточно для удовлетворительного описания динамического спектра ( $\chi^2_\nu \approx 1$ ).

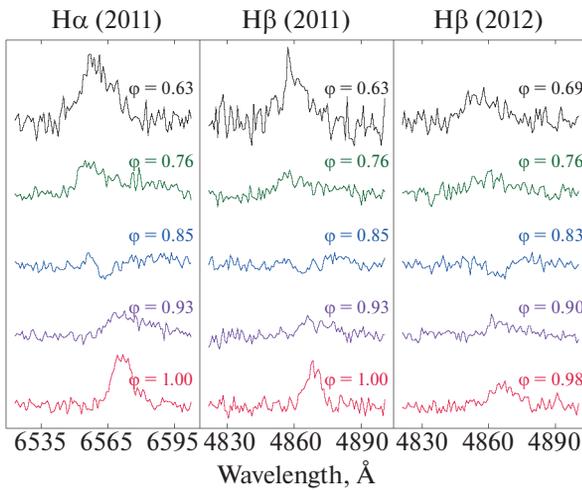
Проявление узкой эмиссионной компоненты является довольно распространенным явлением среди полярлов (см., например, Швопе и др., 1997; Колбин и др., 2022; Родригес и др., 2023). Часто ее возникновение связывают с эффектами переизлучения на поверхности донора, облучаемой рентгеновским излучением аккреционного пятна. Однако из кривой лучевых скоростей узкой компоненты J1845 очевидно, что она формируется в другой области. Действительно, в случае излучения с поверхности донора, в фазе  $\varphi = 0.5$  выполнялось бы равенство  $V_n = \gamma$ , и достигался бы максимальный поток в узкой компоненте, чего не наблюдается в случае J1845.

Представленный динамический спектр линии  $\text{H}\alpha$  использован для восстановления доплеровской томограммы, которая представляет собой карту распределения эмиссии в двумерном пространстве скоростей. Каждая точка этой карты может быть определена двумя полярными координатами: модулем скорости относительно центра масс системы  $v$  (с точностью до множителя  $\sin i$ ,  $i$  — наклонение орбиты) и углом между направлением вектора скорости излучающей частицы и осью, соединяющей центры масс звездных компонентов  $\vartheta$ . Для более детального знакомства с интерпретацией доплеровских томограмм мы отсылаем читателя к Марш (2005); Котзе и др. (2015, 2016). Восстановление доплеровских карт выполнялось с помощью программы doptomog-2.0, реализующей метод максимума энтропии (Котзе и др., 2015, 2016). В течение орбитального периода J1845 изменяется поток в линиях, что говорит о высокой оптической толщине излучающей области и/или ее затмениях вторичным компонентом. По этой причине нами использован так называемый потокомодулированный вариант доплеровской томографии, который предполагает синусоидальное изменение интенсивности эмиссионных областей в течение орбитального периода (Стигс, 2003).



**Рис. 4.** Доплеровские томограммы J1845 в стандартной (сверху) и вывернутой (“inside-out”, снизу) проекциях. Голубым и красным крестиками показаны области формирования узкой и широкой компонент эмиссионных линий соответственно. Незамкнутой красной линией показаны скорости частиц на баллистической траектории. Красная замкнутая линия соответствует полости Роша донора, пунктирная красная линия — полости Роша белого карлика.

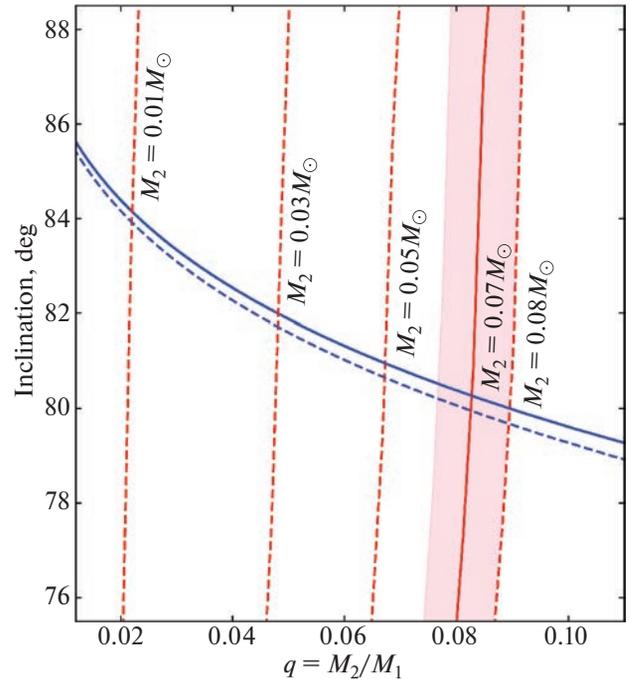
На рис. 4 показаны доплеровские томограммы J1845 в двух проекциях: стандартной и вывернутой (“inside-out”). В первой проекции модуль скорости  $v$  возрастает от центра томограммы к периферии, во второй — наоборот, увеличивается от периферии к центру. Последний вариант удобен для исследования высокоскоростных участков аккреционной струи, которые сильно размываются на картах в стандартной проекции (см. подробнее об



**Рис. 5.** Эволюция профилей линий  $H\alpha$ ,  $H\beta$  по данным наблюдений 2011 г. (две панели слева) и  $H\beta$  по данным наблюдений 2012 г. (правая панель) вблизи орбитальной фазы  $\varphi = 0.85$ . Очевидна смена эмиссионного профиля на абсорбционный и обратно.

этом эффекте Котзе и др., 2015). На томограммах наблюдаются две области: первая соответствует узкой компоненте эмиссионных линий, а вторая — широкой. Положение источника узкой компоненты хорошо ложится на след баллистической траектории, рассчитанный при допустимых для J1845 параметрах ( $M_1 = 0.85 M_\odot$ ,  $M_2 = 0.07 M_\odot$ ,  $i = 80^\circ$ , см. следующий раздел). Положение широкой компоненты согласуется с ожидаемыми скоростями аккреционной струи на магнитной траектории (Швопе и др., 1997). Угол  $\vartheta$  на  $\sim 90^\circ$  выше для широкой компоненты, чем для узкой, что, по-видимому, обусловлено резкой сменой направления движения газа после переходной области. Заметно растяжение области формирования широкой компоненты в сторону увеличения модуля скорости  $v$  с увеличением  $\vartheta$ . Если движение газа происходит строго по линиям магнитного диполя, то это могло бы указывать на наклон оси диполя по отношению к оси вращения белого карлика.

Интересной особенностью в поведении спектральных линий является смена их профиля с эмиссионного на абсорбционный и обратно около орбитальной фазы  $\varphi = 0.85$ . Это явление продемонстрировано на рис. 5 для линий  $H\alpha$ ,  $H\beta$  и  $HeI \lambda 5876$ . Похожее явление встречается у некоторых других представителей типа AM Her, например у FL Cet (Шмидт и др., 2005), V808 Aur (Борисов и др., 2016), ZTFJ0850+0443 (Родригес и др., 2023). Данный эффект интерпретируется покрытием аккреционного пятна оптически-толстой частью аккреционной струи. По-видимому, явление присуще системам с высоким наклоном орбитальной плоскости, к которым также относится

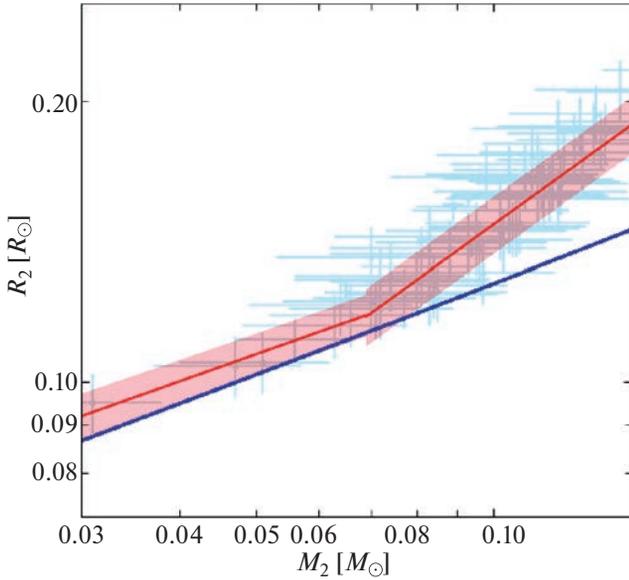


**Рис. 6.** Наборы решений в плоскости  $q-i$ . Непрерывной синей линией показано решение, обеспечивающее наблюдаемую продолжительность затмения, если бы оно было вызвано покрытием незапятнанного белого карлика донором. Пунктирная синяя линия соответствует предельному отклонению от первого решения, вызванного затмением яркого аккреционного пятна. Непрерывная красная линия является решением, воспроизводящим кривую лучевых скоростей узкой компоненты линии  $H\alpha$  для массы донора  $M_2 = 0.07 M_\odot$ . Пунктирными линиями показаны аналогичные решения для доноров с массами 0.08, 0.05, 0.03, 0.01  $M_\odot$ .

J1845. Отметим также, что в отличие от приведенных примеров систем с инверсией спектральных линий у J1845 не регистрируется предзатменный дип в кривых блеска. Вероятно, покрывающая аккреционное пятно часть струи в J1845 является оптически-тонкой в континууме, что может быть вызвано меньшим темпом аккреции или геометрическими особенностями в ориентации аккреционного течения к наблюдателю.

## 5. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ

Присутствие затмения белого карлика в катаклизмических переменных дает возможность наложить ограничения на массы компонентов системы и наклонение орбиты. Поскольку донор заполняет свою полость Роша, продолжительность затмения акретора определяется отношением масс  $q = M_2/M_1$  и наклоном орбитальной плоскости  $i$  (Хорн, 1985). Решение в плоскости  $q-i$ , обеспечивающее наблюдаемую продолжительность затмения в  $\Delta t_{\text{ecl}} = 96.5 \pm 1.7$  с, показано на рис. 6. Оно построено в предположении покрытия донором



**Рис. 7.** Зависимость радиуса донора в катаклизмических переменных от его массы. Точки с барами ошибок соответствуют измерениям радиусов и масс доноров, заимствованным из работы Книгге (2006). Линии — степенные аппроксимации для доноров с массами  $M_2 < 0.069 M_\odot$  (так называемых баунсеров) и  $0.069 M_\odot < M_2 < 0.20 M_\odot$ , полученные Книгге (2006); Книгге и др. (2011). Синие линии — эффективные радиусы полости Роша донора, рассчитанные для масс белого карлика  $M_1 \in 0.50–1.44 M_\odot$ .

центра белого карлика. Ошибка определения продолжительности затмения дает неопределенность наклона орбиты лишь  $\sim 0.01^\circ$  в диапазоне  $q \in 0.02–0.10$ . Большую неопределенность в решение вносит отсутствие координат затмеваемого источника. Как мы предположили в разделе 3, наблюдаемое затмение в J1845 образуется в результате покрытия донором небольшой части диска белого карлика, содержащей яркое аккреционное пятно. На том же рисунке мы наложили решение, которое соответствует затмению точки на поверхности белого карлика, обращенной в сторону донора. В расчетах использовался радиус белого, близкий к максимальному и соответствующий массе  $M = 0.5 M_\odot$ , т.е. массе, близкой к минимальной для катаклизмических переменных (Зоротович и др., 2011). Таким образом, две построенные кривые в плоскости  $q–i$  образуют область, в которой находится истинное решение для J1845.

Для дальнейшего ограничения параметров мы воспользовались кривой лучевых скоростей узкой компоненты  $H\alpha$ . В предыдущем разделе мы показали, что она, вероятнее всего, образуется в аккреционной струе около точки Лагранжа  $L_1$ . В таком случае можно предположить, что область формирования узкой компоненты располагается на достаточно большом удалении от переходной обла-

сти, где движение газа не искажается магнитным полем белого карлика и происходит по траектории, близкой к баллистической. Наблюдаемая полуамплитуда лучевых скоростей узкой компоненты  $K_n$  и ее начальная фаза  $\varphi_n^0$  являются функциями четырех параметров: наклона орбитальной плоскости  $i$ , отношения масс  $q$ , массы вторичного компонента  $M_2$ , а также удаления области формирования эмиссии от точки Лагранжа  $L_1$ . Очевидно, что для построения решения в плоскости  $q–i$ , соответствующего наблюдаемым значениям  $K_n$  и  $\varphi_n^0$ , потребуется дополнительное соотношение для удаления неопределенности в массе  $M_2$ . Часто такое соотношение строится исходя из заполнения донором своей полости Роша, эффективный радиус которой определяется как

$$R_L = A \frac{0.5126q^{0.7388}}{0.6710q^{0.7349} + \ln(1 + q^{0.3983})}, \quad (4)$$

где  $A$  — большая полуось системы, связанная с массами компонентов и орбитальным периодом через третий закон Кеплера  $A = (M_2(1 + 1/q)P_{\text{orb}}^2)^{1/3}$ . Формула (4) справедлива для полностью конвективных звезд (Сироткин, Ким, 2009; Книгге и др., 2011), описываемых политропными моделями с индексом  $n = 3/2$ . Построенная для масс белых карликов  $M_1 = 0.5–1.44 M_\odot$  зависимость радиуса полости Роша от массы донора показана на рис. 7. На том же рисунке показана эмпирическая зависимость радиуса донора от его массы, данная в работе Книгге и др. (2011). Видно, что пересечение кривых  $R_L(M_2)$  и  $R_2(M_2)$  отсутствует, однако имеется согласие радиусов в пределах ошибок для  $M_2 < 0.08 M_\odot$ . Поскольку система имеет очень короткий для катаклизмических переменных орбитальный период, мы считаем наиболее вероятной массу донора  $M_2 = 0.07 M_\odot$ , которая соответствует развороту эволюции системы от уменьшающегося к увеличивающемуся периоду.

На плоскость  $q–i$ , показанную на рис. 6, мы наложили решения, согласующиеся с предположением формирования узкой компоненты  $H\alpha$  на баллистической траектории для масс донора 0.08, 0.05, 0.03, 0.01  $M_\odot$ . Баллистическая траектория рассчитывалась путем решения ограниченной задачи трех тел (Фланнери, 1975). Кривая, соответствующая массе  $M_2 = 0.08 M_\odot$ , дает ограничение на отношение масс  $q \leq 0.09$ , массу белого карлика  $M_1 \leq 0.89 M_\odot$  и наклонение орбиты  $i \geq 79.7^\circ$ . Другое ограничение на параметры дает кривая, рассчитанная для массы  $M_2 = 0.01 M_\odot$ , близкой к минимальной массе коричневых карликов. Из нее следуют ограничения на массу белого карлика  $M_1 \geq 0.49 M_\odot$  и наклонение орбиты  $i \leq 84.3^\circ$ .

На рис. 6 также показано решение для, как мы полагаем, наиболее вероятной массы донора  $M_2 = 0.07 M_\odot$  и используемое в дальнейшем для моделирования поляризационных наблюдений. Ему соответствуют отношение масс  $q = 0.083$ , масса белого карлика  $M_1 = 0.85 \pm 0.07 M_\odot$  и наклонение орбитальной плоскости  $i = 80^\circ \pm 0.5^\circ$ . При вычислении ошибок этих параметров учитывались ошибки определения  $K_n$  и  $\varphi_n^0$ .

## 6. ЦИКЛОТРОННЫЕ СПЕКТРЫ

В спектрах J1845 в течение всего орбитального периода наблюдаются слабые циклотронные гармоники. Мы выполнили их анализ на основе спектров 21/22 сентября 2011 г., которые были получены в наиболее широком спектральном диапазоне. Эти спектры демонстрируют три гармоники около длин волн 5100 Å, 5900 Å и 6700 Å, которые наиболее выражены в яркой фазе. Заметно различие на  $\approx 150\text{--}300$  Å в длинах волн гармоник яркой и тусклой фаз, однако переменность положения гармоник в пределах фазы блеска не регистрируется. Спектры с наиболее выраженными гармониками из яркой и тусклой фаз, соответствующие орбитальным фазам  $\varphi = 0.81$  и  $\varphi = 0.26$ , представлены на рис. 8. Мы провели их моделирование с использованием простой модели аккреционного пятна, однородного по температуре и плотности. В рамках этой модели интенсивности выходящего излучения в обыкновенной ( $o$ ) и необыкновенной ( $e$ ) модах определяются как

$$I_{o,e} = I_{RJ}[1 - \exp(-\alpha_{o,e}\Lambda)], \quad (5)$$

где  $I_{RJ} = k_B T \omega^2 / 8\pi^3 c^2$  — интенсивность Рэлея–Джинса на поляризационную моду,  $\alpha_{o,e}$  — коэффициенты циклотронного поглощения в единицах  $\omega_p^2 / \omega_c c$  для обыкновенных и необыкновенных волн ( $\omega_p$  — плазменная частота,  $\omega_c$  — циклотронная частота),  $\Lambda = \omega_p^2 \ell / \omega_c c$  — плазменный параметр, зависящий от толщины излучающей области вдоль луча зрения  $\ell$ . Коэффициенты поглощения  $\alpha_{o,e}$  зависят от частоты излучения, температуры излучающей среды и угла между линиями магнитного поля и лучом зрения. Их вычисление проводилось согласно методу Чэньюэньгэ, Далк (1981). Полная интенсивность циклотронного излучения определяется как сумма интенсивностей обыкновенных и необыкновенных волн, т.е.  $I_{\text{сис}} = I_o + I_e$ . Форма циклотронного спектра зависит от напряженности магнитного поля  $B$ , электронной температуры  $T_e$ , плазменного параметра  $\Lambda$  и угла  $\theta$  между линиями магнитного поля и лучом зрения.

Определение параметров аккреционных пятен проводилось методом наименьших квадратов. Удовлетворительного описания спектра яркой фазы

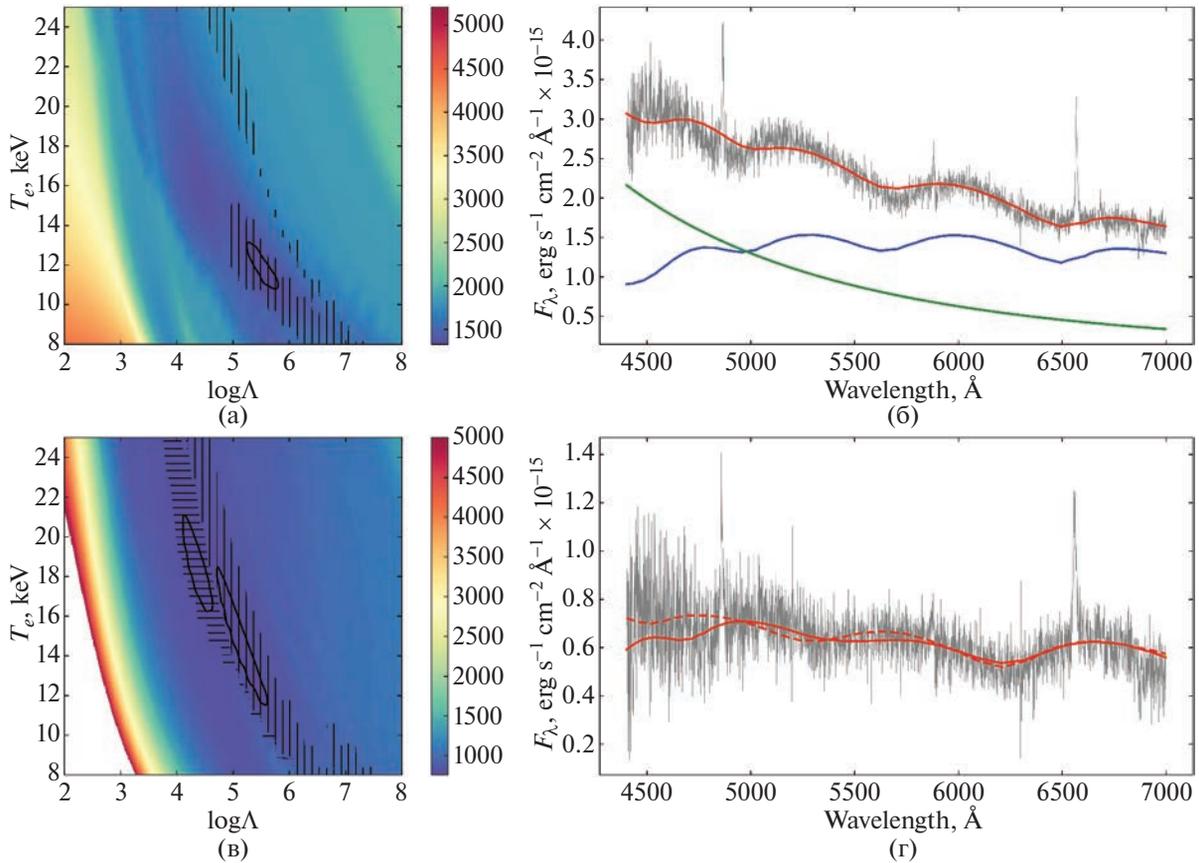
не удалось достичь на широком диапазоне параметров используемой модели. Мы предположили, что главное аккреционное пятно имеет двухкомпонентную структуру, включающую в себя часть со спектром, близким к спектру Рэлея–Джинса, а также компоненту, спектр которой содержит циклотронные гармоники. Первая компонента может быть плотным или горячим ядром, спектр которого вырождается в спектр Рэлея–Джинса при высокой оптической толщине  $\tau_{o,e} = \alpha_{o,e}\Lambda$ . Второй компонентой может быть периферия пятна с меньшими значениями локального темпа аккреции. На присутствие плотной структуры указывает слабая поляризация J1845 в яркой фазе (см. следующий раздел), которая также может быть связана с высокой оптической толщиной излучающей области. Суммирование спектров проводилось по формуле

$$F_\lambda = c \left( f \frac{1}{\lambda^4} + (1 - f) I_{\text{сис}} \right), \quad (6)$$

где  $c$  — масштабирующий множитель, необходимый для перевода интенсивностей в наблюдаемые потоки, а  $f$  регулирует вклад Рэлея–Джинсовской компоненты ( $\sim 1/\lambda^4$ ) и циклотронной компоненты в интегральный спектр ( $0 \leq f \leq 1$ ). Поиск параметра  $f$  при фиксированных  $B$ ,  $T_e$ ,  $\Lambda$ ,  $\theta$  проводился методом золотого сечения. Отметим, что вклад компонент ( $\sim cf$  и  $\sim c(1 - f)$ ) в интегральное излучение не всегда удается найти через решение системы нормальных уравнений из-за возможности отрицательных решений.

В отличие от яркой фазы, спектр тусклой фазы описывался лишь циклотронным спектром. Вклад белого карлика в моделируемых спектрах должен быть малым. Так, о состоянии поляра можно судить по его фотометрии, выполненной на БТА/SCORPIO-2 сразу перед спектральными наблюдениями. Полученные два измерения блеска хорошо ложатся на кривую блеска в повышенном состоянии (см. рис. 9). Поскольку блеск на рассматриваемых фазах в повышенном и пониженном состояниях отличается на 2 m, вклад излучения белого карлика должен быть менее  $\sim 1/5$  от интегрального излучения системы.

На рис. 8а и 8в представлены карты распределения оптимального  $\chi^2$  в плоскости  $\log \Lambda - T_e$  для спектров яркой и тусклой фазы соответственно. Для каждой пары ( $\log \Lambda$ ,  $T_e$ ) представленных карт показано минимальное значение  $\chi^2$  для магнитного поля  $B$  и угла  $\theta$ . Изолиниями показаны доверительные области, соответствующие уровню доверия 99% (см., например, Пресс и др., 2007). На первом графике штриховыми линиями указана область, где оптимальная напряженность магнитного поля изменяется в пределах 27–30 МГс. Видно, что эта область полностью захватывает доверительный



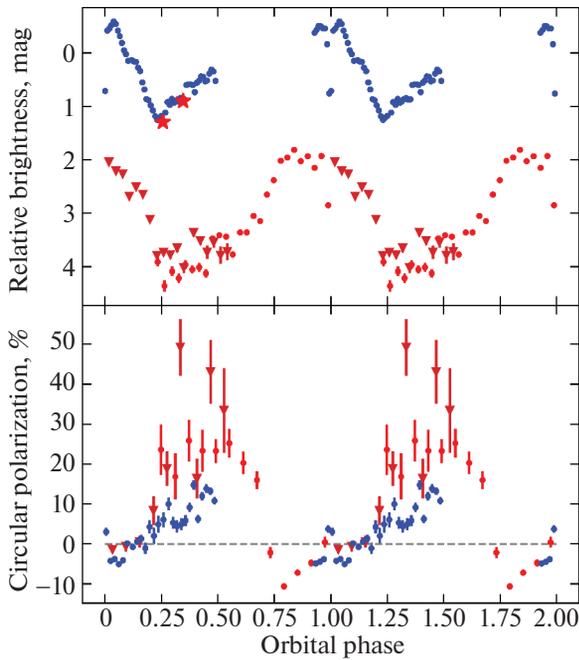
**Рис. 8.** Карты распределения минимального  $\chi^2$  в плоскости  $\log \Lambda - T_e$  для яркой фазы ( $\varphi = 0.81$ , панель (а)) и тусклой фазы  $\varphi = 0.26$ , панель (в). На панелях (б) и (г) показаны спектры J1845 (серая линия) и их аппроксимация (красная линия) для яркой и тусклой фазы соответственно. Для яркой фазы аппроксимирующий спектр является суммой циклотронного спектра для магнитного поля  $B = 28.4$  МГц (синяя линия) и распределением Рэля-Джинса (зеленая линия). Спектр тусклой фазы описан циклотронными спектрами для магнитного поля  $B = 30.3$  МГц (сплошная красная линия) и для  $B = 35.9$  МГц (пунктирная красная линия).

интервал, из чего мы делаем вывод о напряженности магнитного поля в главном аккреционном пятне  $B = 28.4_{-0.2}^{+0.1}$  МГц. Описание наблюдаемого спектра при данной оценке напряженности магнитного поля показано на рис. 8б. На карте  $\chi^2$  для тусклой фазы имеются две доверительные области, покрываемые оптимальными значениями магнитного поля 35–37 МГц (горизонтальные штрихи) и 29–34 МГц (вертикальные штрихи). Таким образом, для второго аккреционного пятна имеется неоднозначность в определении напряженности магнитного поля с возможными его значениями  $B = 30.3_{-0.4}^{+0.6}$  МГц и  $B = 35.9_{-0.1}^{+0.8}$  МГц. Описание наблюдаемого спектра при двух оценках магнитного поля показано на рис. 8г. Интересно, что для двух анализируемых спектров оптимальные значения угла  $\theta$  близки (в пределах  $3^\circ$ ) к  $90^\circ$ . Вероятно, аккреция газа происходит вблизи полюсов вращения, что дает такие значения угла  $\theta$  при наклонении оси вращения  $i \approx 90^\circ$ . Это предположение также согласуется со слабой переменностью в положении

циклотронных гармоник, соответствующим малому изменению угла  $\theta$ . Кроме того, данное предположение, сделанное из анализа циклотронных спектров, поддерживает гипотезу, сделанную в разделе 3 и заключающуюся в затмении вторичным компонентом небольшой части белого карлика, содержащей аккреционное пятно.

## 7. ПОЛЯРИМЕТРИЯ

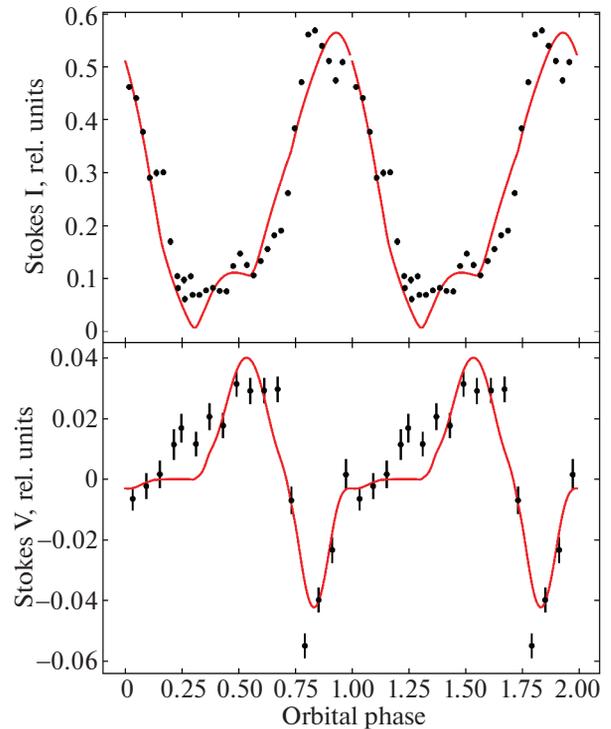
Кривые блеска и кривые круговой поляризации, полученные в полосе  $V$  на БТА/SCORPIO-2, представлены на рис. 9. В наблюдениях 23/24 апреля 2012 г., также как и в наблюдениях ZTF и РТТ-150 (см. раздел 3), прослеживается тусклая фаза со слабой переменностью блеска ( $0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.70$ ), а также яркая фаза ( $0.70 \lesssim \varphi \lesssim 1.25$ ), в которой блеск системы повышен на  $\Delta V \approx 2^m.5$ . Наблюдения 28/29 августа 2011 г. пришлись на более высокое состояние поляра, отличающееся по блеску от состояния



**Рис. 9.** Кривые блеска (верхняя панель) и кривые круговой поляризации (нижняя панель) полярар J1845 в полосе V. Синими маркерами показаны наблюдения, полученные 28/29 августа 2011 г., а красными маркерами — наблюдения 23/24 апреля 2012 г. Точками и треугольниками отмечены наблюдения, относящиеся к разным циклам орбитального периода. Красные звездочки — фотометрические данные по прямым изображениям в фильтре V, полученным перед спектральными наблюдениями 21/22 сентября 2011 г.

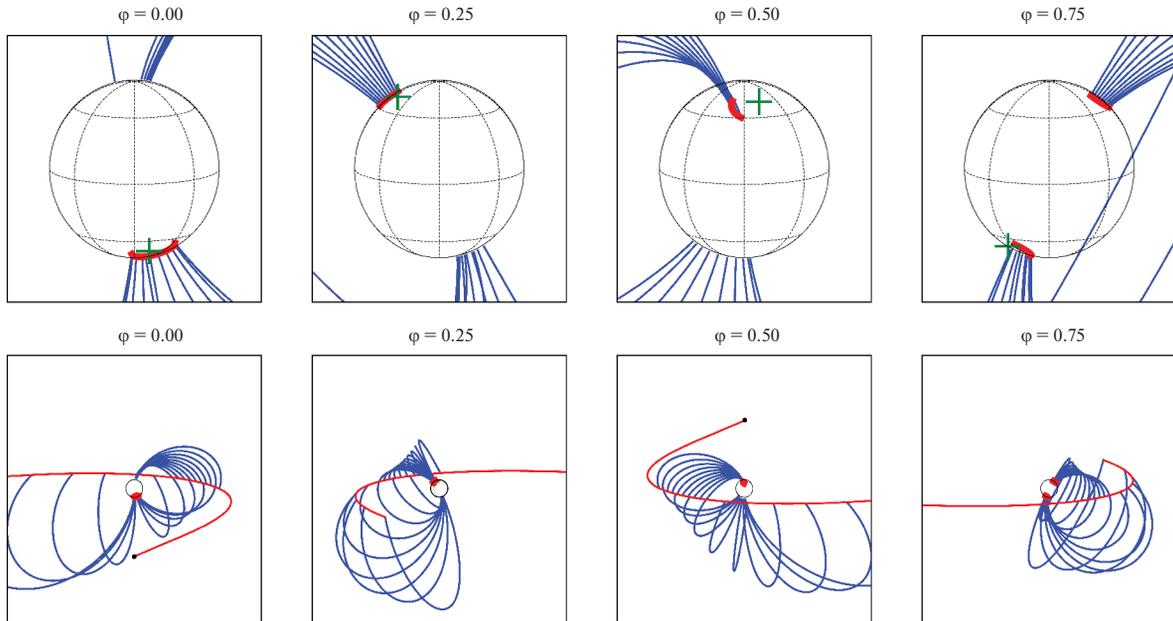
23/24 апреля 2012 г. в среднем на  $\Delta V \approx 1^m 5$ . В повышенном состоянии кривая блеска имеет более сложную форму, в которой отсутствует плато в интервале  $0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.70$ . Заметно падение амплитуды поляризации с  $V/I \in [-10, +30\%]$  до  $V/I \in [-5, +10\%]$  при переходе из пониженного в повышенное состояние. Это явление ожидаемо для полярар и, по-видимому, вызвано увеличением оптической толщины аккреционных пятен с повышением массообмена и/или большим вкладом непрерывного излучения аккреционной струи в излучение системы в повышенном состоянии (Шмидт и др., 2005; Ромеро-Кольменеро и др., 2003).

Интересно поведение круговой поляризации в течение орбитального периода. Во-первых, имеется смена знака поляризации с отрицательного в яркой фазе на положительный в тусклой фазе. Во-вторых, видна антикорреляция степени поляризации с блеском полярар. Эти явления сложно интерпретировать в рамках однополюсной модели аккреции, из-за чего мы предполагаем, что в полярре реализуется аккреция на два магнитных полюса. При этом главный аккрецирующий полюс дает



**Рис. 10.** Наблюдаемая кривая параметра Стокса I (черные точки, верхняя панель) и кривая параметра Стокса V (черные точки, нижняя панель) полярар J1845, а также их описание теоретическими кривыми (красные линии).

яркую фазу  $0.70 \lesssim \varphi \lesssim 1.25$  и обращен к донору, в то время как на фазе плато наблюдается более слабая аккреция вблизи противоположного магнитного полюса. Меньшая степень поляризации излучения главного аккреционного пятна может быть связана с его большей оптической толщиной. Заметим, что анализ циклотронных спектров дает близкие значения напряженности магнитных полей в двух аккреционных пятнах, и вряд ли различия в степени поляризации вызваны разностью магнитных полей. Кроме того, система имеет высокое наклонение  $i \approx 90^\circ$ , из-за чего различие условий видимости аккреционных пятен также выглядит слабым аргументом для объяснения различий степени поляризации. Ввиду этого мы рассматриваем различие оптических глубин как главную гипотезу разности степени поляризации двух аккреционных пятен. Обращает на себя внимание смена знака поляризации при прохождении затмения (от  $\approx -3.6\%$  около затмения до  $\approx 4.0\%$  в затмении), зарегистрированная в наблюдениях 28/29 августа 2011 г. Это явление согласуется с нашим предположением о частичном затмении белого карлика, сделанным в разделе 3. Действительно, если донор покрывает лишь “нижнюю” часть белого карлика с главным аккреционным пятном, то в интегральном излучении системы должен увеличиться вклад от



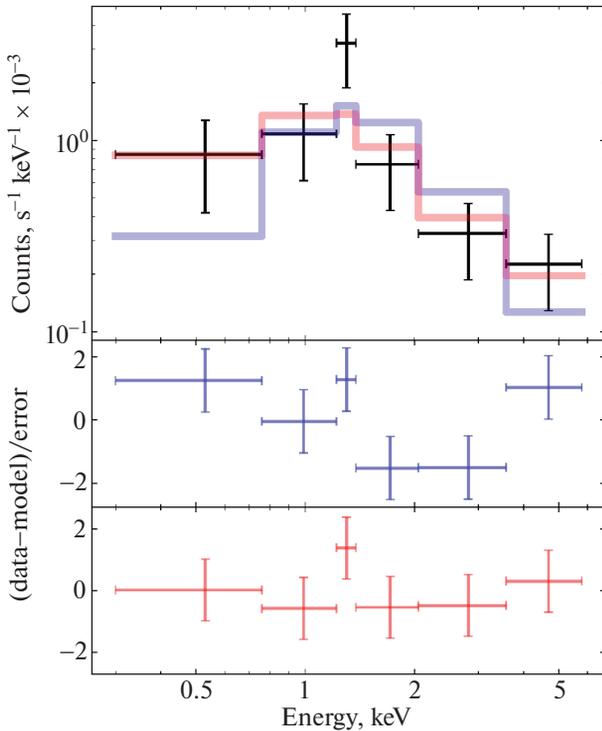
**Рис. 11.** Модель поляра J1845, оптимально согласующаяся с поляризационными наблюдениями. Сверху показаны модели белого карлика J1845 в разные фазы орбитального периода  $\varphi$ . Красными линиями указаны аккреционные пятна, синими линиями — линии магнитного диполя, выходящие из аккреционных пятен. Зелеными крестиками показано положение магнитных полюсов. Те же модели показаны на нижней панели с большим полем зрения. Красной линией показана баллистическая траектория частиц, выходящих из точки Лагранжа  $L_1$ .

окрестностей второго магнитного полюса, имеющего противоположную поляризацию.

Кривые параметров Стокса I и V, полученные 23/24 апреля 2012 г., были промоделированы простой моделью аккрецирующего белого карлика с дипольным магнитным полем, предложенной Колбиным, Борисовым (2020). В данной модели аккреционная струя описывается двумя составляющими: баллистической и магнитной. По баллистической траектории частицы двигаются от точки Лагранжа  $L_1$  до переходной области, где они захватываются магнитным полем белого карлика. Положение и размер переходной области задаются азимутальным углом  $\alpha$ , который отсчитывается от направления на вторичный компонент, и азимутальной протяженностью  $\Delta\alpha$ . После переходной области вещество аккреционной струи движется вдоль магнитных линий и оседает вблизи магнитных полюсов белого карлика, образуя аркообразные аккреционные пятна. Так же, как и при моделировании циклотронных спектров, пятна считались однородными по температуре и плотности, а спектр их излучения характеризуется электронной температурой  $T_e$ , безразмерным плазменным параметром  $\Lambda$ , напряженностью магнитного поля  $B$  и углом между линиями магнитного поля и лучом зрения  $\theta$ . Путем вычисления свертки поляризованного спектра излучения с функцией пропускания фотометрического фильтра нами была рассчитана сетка параметров Стокса I и V в полосе V. Эта сетка интерполи-

ровалась при синтезе кривых параметров Стокса системы. За подробностями об используемом методе моделирования кривых блеска и поляризации полярных мы отсылаем читателя к работе Колбина, Борисова (2020).

При моделировании наблюдаемых параметров Стокса выполнялся поиск ориентации магнитного диполя, а также положения аккреционных пятен на поверхности белого карлика. Ориентация магнитного диполя задавалась двумя углами: наклоном оси диполя к оси вращения  $\beta$  и долготой магнитного полюса  $\psi$ , отсчитываемой от направления на центр масс донора. Положение пятен на поверхности белого карлика определялось через положение переходной области, характеризуемой углами  $\alpha$  и  $\Delta\alpha$ . В соответствии с результатами моделирования циклотронных спектров, температура аккреционных пятен была зафиксирована на значении 10 кэВ, а магнитное поле в пятнах было принято равным 30 МГс. Наклонение орбиты было принято равным  $i = 80^\circ$ , а массы белого карлика и донора, необходимые для расчета баллистической траектории, были зафиксированы на значениях  $M_1 = 0.85 M_\odot$  и  $M_2 = 0.07 M_\odot$  соответственно (см. раздел 5). Поиск ориентации магнитного диполя и положения переходной области проводился минимизацией  $\chi^2$  с использованием генетического алгоритма. Полученная модель аккреции в J1845 визуализирована на рис. 11. Магнитный диполь наклонен к оси вращения на угол  $\beta = 149^\circ$  и магнитный полюс имеет



**Рис. 12.** Верхняя панель: рентгеновский спектр J1845 (черные бары ошибок по двум осям), описанный моделью абсолютно черного тела (синяя линия) и моделью тормозного излучения (красная линия). На нижних панелях показаны взвешенные невязки для черного тела (синие бары ошибок) и для спектра тормозного излучения (красные бары ошибок).

долготу  $\psi = 20^\circ$ . Главное аккреционное пятно расположено в нижней, т.е. расположенной от наблюдателя полусфере белого карлика, ограниченной экватором. Аккреция на него осуществляется с переходной области, начинающейся на азимутальном угле  $\alpha = 96^\circ$  и имеющей протяженность  $\Delta\alpha = 160^\circ$ . Захват газа линиями магнитного поля второго пятна начинается от  $\alpha = 89^\circ$  и растягивается на  $\Delta\alpha = 58^\circ$ . Плазменный параметр первого пятна равен  $\log \Lambda = 7.0$ , а для второго пятна  $\log \Lambda = 5.9$ . Сравнение наблюдаемых кривых блеска и поляризации с модельными представлено на рис. 10. Видно качественное описание наблюдений, поддерживающее нашу гипотезу о двухполюсной аккреции с различающимися оптическими глубинами аккреционных пятен. Учитывая близость физических условий в двух аккреционных пятнах, оценка отношения оптических глубин составляет  $\tau_1/\tau_2 \approx \Lambda_1/\Lambda_2 \approx 10$ .

## 8. НАБЛЮДЕНИЯ SWIFT

Рентгеновский спектр J1845 получен телескопом XRT орбитальной обсерваторией Swift. Излучение регистрировалось в диапазоне энергий  $E = 0.2\text{--}10$  кэВ с временем накопления 11.5 кс

(ObsID 00031970). Экстракция спектра осуществлялась с помощью онлайн-сервиса<sup>4</sup> извлечения данных Swift/XRT (Эванс и др., 2009). Для анализа спектральных наблюдений использовалась программа Xspec пакета HEASoft<sup>5</sup>. Полученный спектр сгруппирован так, чтобы приходилось не менее шести отсчетов на спектральный канал.

Существуют две основные компоненты в рентгеновских спектрах полярнов: тормозное излучение аккреционного пятна и нагретая излучением аккреционного пятна часть поверхности белого карлика, имеющая планковский спектр с максимумом в мягком рентгеновском диапазоне (Кроппер, 1990). Мы выполнили описание спектра J1845 спектром тормозного излучения с поглощением (модель tbabs(bremss) в Xspec) и спектром абсолютно черного тела с поглощением (модель tbabs(bbody)). В модели поглощения tbabs использовался химический состав Вилмс и др. (2000). Избыток цвета по картам Шлафли, Финкбайнер (2011) в направлении J1845 составляет  $E(B - V) = 0^m0538 \pm 0^m0009$ <sup>6</sup>. Поскольку карты Шлафли, Финкбайнер (2011) дают галактическое поглощение, полученная оценка избытка цвета представляет собой верхнюю границу для этого параметра. Параллакс J1845 из каталога Gaia DR3  $p'' = (-0.336 \pm 0.980) \times 10^{-3}$  дает ограничение на расстояние  $D \gtrsim 1500$  пк (Коллаборация Гайа, 2020). Трехмерные карты поглощения Лальемен и др. (2014); Капитанио и др. (2017) ограничены в направлении J1845 расстоянием 830 пк и дают нижнюю границу избытка цвета  $E(B - V) = 0^m037 \pm 0^m015$ <sup>7</sup>. Экстраполяция этих карт на  $D = 1500$  Пк дает  $E(B - V) \approx 0^m051$ . На основе трехмерных карт Грин и др. (2019)<sup>8</sup> получается избыток цвета  $E(g - r) = 0^m05 \pm 0^m02$  или  $E(B - V) = 0^m048 \pm 0^m019$  (Фукугита и др., 1996). Учитывая найденные оценки избытка цвета, мы приняли  $E(B - V) = 0^m052 \pm 0^m002$  и поглощение  $A_V = 3.1E(B - V) = 0^m16 \pm 0^m06$ . Используя эмпирическое соотношение из Фойт и др. (2016) с

<sup>4</sup> Сервис по извлечению наблюдательных данных Swift/XRT доступен по адресу [https://www.swift.ac.uk/user\\_objects/](https://www.swift.ac.uk/user_objects/).

<sup>5</sup> Пакет программ HEASoft доступен по адресу <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/lheasoft/>.

<sup>6</sup> Сервис по определению межзвездного поглощения по картам Шлафли, Финкбайнер (2011) доступен по адресу <https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>.

<sup>7</sup> Сервис для работы с трехмерными картами межзвездного поглощения Лальемен и др. (2014) доступен по адресу <https://stilism.obspm.fr/>.

<sup>8</sup> Сервис для работы с трехмерными картами межзвездного поглощения Грин и др. (2019) доступен по адресу <http://argonaut.skymaps.info/>.

нашей оценкой  $A_V$ , мы получили лучевую концентрацию водорода  $N_H = (0.46 \pm 0.17) \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ .

Из-за малого количества зарегистрированных квантов аппроксимация спектра J1845 проводилась с использованием С-статистики (Кэш, 1979). Наилучшее описание спектра моделью черного тела достигается при температуре  $T = 0.72 \pm 0.09 \text{ кэВ}$  ( $C = 9.88$ ,  $\nu = 4$ ) и представлено на рис. 12. Лучшего воспроизведения спектра удается достичь моделью тормозного излучения ( $C = 4.03$ ,  $\nu = 4$ ), также показанной на рис. 12. Однако использование этой модели не позволяет определить температуру из-за низкого накопления рентгеновских квантов. Согласно критерию Акаике (1974) более вероятным основным источником рентгеновского излучения является тормозное излучение аккреционного пятна. Интегрированием потока в модели тормозного излучения получена оценка рентгеновского потока  $F_X \approx 1.3 \times 10^{-13} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  в диапазоне  $0.2 - 5.5 \text{ кэВ}$ . С учетом имеющегося ограничения на расстояние до J1845 имеем рентгеновскую светимость поляра  $L_X \gtrsim 3.5 \times 10^{31} \text{ эрг/с}$ .

Поляр J1845 также наблюдался с 1 по 2 мая 2011 г. ультрафиолетовым/оптическим телескопом Swift/UVOT в фильтре UVW1 ( $1500 - 3500 \text{ \AA}$ ). В течение  $\approx 0.8$  сут получено 52 кадра с экспозициями 196.6 с. Апертурная фотометрия J1845 была выполнена с помощью программы uvotmaghist пакета HEASoft. На рис. 1 представлена ультрафиолетовая фазовая кривая блеска, построенная с использованием эфемерид 1. Ошибка определения фаз орбитального периода составила  $\Delta\varphi = 0.03$ . Сравнение кривой блеска Swift/UVOT с кривой блеска ZTF показывает корреляцию между потоками в оптическом и УФ-диапазонах, указывающая на формирование УФ-излучения в аккреционных пятнах либо в их окрестностях. Кривая блеска в УФ-диапазоне имеет яркую фазу в диапазоне  $0.80 \lesssim \varphi \lesssim 1.20$  и тусклую вблизи фаз  $0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.75$ , амплитуда изменения блеска  $\Delta UVW1 \approx 1^{\text{m}1}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе выполнено комплексное исследование затменного поляра J1845. Оно включало в себя анализ долговременной фотометрии ZTF, быстрой фотометрии PTT-150, фазово-разрешенной спектроскопии БТА/SCORPIO-1/2, фазово-разрешенной поляриметрии БТА/SCORPIO-2, ультрафиолетовой фотометрии Swift/UVOT и рентгеновских наблюдений Swift/XRT. Далее мы перечислим основные результаты проведенной работы.

В долговременных наблюдениях обзором ZTF проявляются повышенные и пониженные состояния J1845, различающиеся по максимальному блеску на  $\Delta r \approx 1^{\text{m}5}$ . В фазовых кривых блеска проявляется тусклая фаза со слабым изменением блеска, охватывающая примерно половину орбитального периода ( $0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.70$ ), а также яркая фаза ( $0.70 \lesssim \varphi \lesssim 1.25$ ), образуемая прохождением главного аккреционного пятна по диску белого карлика. При переходе из пониженного состояния в повышенное наблюдаются смещение яркой фазы и ее растяжение, соответствующие изменению долготы аккреционного пятна на  $\approx 25^\circ$  и его растяжению по долготе на  $\approx 43^\circ$ . Наблюдается затмение продолжительностью  $\Delta t_{\text{ecl}} = 96.5 \pm 1.7 \text{ с}$ , которое, по-видимому, представляет собой покрытие донором небольшой части диска белого карлика с аккреционным пятном.

В динамических спектрах линии  $\text{H}\alpha$  проявляются узкая и широкая компоненты с полуамплитудами лучевых скоростей  $K_n = 503 \pm 9 \text{ км/с}$  и  $K_b = 447 \pm 12 \text{ км/с}$  соответственно. Анализ доплеровских карт указывает на формирование узкой компоненты недалеко от точки Лагранжа  $L_1$ , в то время как широкая компонента, вероятнее всего, образуется на магнитной траектории аккреционной струи. Вблизи орбитальной фазы  $\varphi \approx 0.85$  происходит смена эмиссионного профиля на абсорбционный и обратно. Это явление распространено среди полярных звезд с высоким наклоном орбиты и, по-видимому, вызвано покрытием аккреционного пятна оптически-толстой аккреционной струей.

Из измеренной продолжительности затмения, а также предположения о формировании узкой компоненты спектральных линий на баллистической траектории наложены ограничения на наклонение орбитальной плоскости  $79.7^\circ \leq i \leq 84.3^\circ$  и массу белого карлика  $0.49 \leq M_1/M_\odot \leq 0.89$ . Ограничение параметров проведено в предположении массы вторичного компонента из диапазона  $0.01 \leq M_2/M_\odot \leq 0.08$ . Верхний предел  $M_2$  определен из эмпирической зависимости “масса–радиус” для доноров в катаклизмических переменных и требования заполнения донором своей полости Роша, а нижний предел  $M_2$  близок к минимальной массе коричневого карлика.

На протяжении всего орбитального периода в спектрах J1845 наблюдались циклотронные гармоника. Положение гармоник тусклой и яркой фаз отличается на  $150 - 300 \text{ \AA}$ , что, по-видимому, вызвано наблюдением разных аккреционных пятен: главного аккреционного пятна в яркой фазе и вторичного пятна в тусклой фазе. Для описания спектра яркой фазы потребовалось введение двухкомпонентной модели, включающей в себя спектр Рэлея–Джинса и циклотронный спектр. Найдены

напряженность магнитного поля в главном аккреционном пятне  $B_1 = 28.4_{-0.2}^{+0.1}$  МГс и оценка температуры источника циклотронных гармоник  $T \approx 12$  кэВ. Моделирование циклотронного спектра тусклой фазы дало два возможных решения с напряженностями магнитного поля во вторичном пятне  $B_2 = 30.3_{-0.4}^{+0.6}$  МГс и  $B_2 = 35.9_{-0.1}^{+0.8}$  МГс и температуру из диапазона 12–20 кэВ.

Поляризационные наблюдения J1845 демонстрируют смену знака круговой поляризации в течение орбитального периода, которая подтверждает двухполюсный режим аккреции. Степень поляризации антикоррелирует с блеском полярса, что, по-видимому, вызвано большей оптической толщиной главного аккреционного пятна. Сравнение наблюдений, выполненных в разных состояниях полярса, показывает уменьшение амплитуды поляризации с  $V/I \in [-10, +30\%]$  до  $V/I \in [-5, +10\%]$  при переходе с пониженного состояния в повышенное. Выполнено моделирование кривой блеска и кривой круговой поляризации с помощью простой модели полярса с двухполюсной аккрецией. Моделирование дает удовлетворительное описание поляризационных наблюдений, подкрепляющее наше предположение о двухполюсной аккреции с высоким различием (примерно в 10 раз) оптических глубин аккреционных пятен.

Рентгеновский спектр J1845 имел небольшое накопление, однако его моделирование указывает на формирование большей части рентгеновского излучения в аккреционном пятне, а не в нагретой фотосфере белого карлика. Ограничение на рентгеновскую светимость  $L_X \gtrsim 3.5 \times 10^{31}$  эрг/с согласуется с рентгеновской светимостью систем типа AM Her. Ультрафиолетовая кривая блеска J1845 коррелирует с оптическим поведением блеска, что свидетельствует о формировании УФ-излучения в аккреционных пятнах или около них.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-72-10064). Наблюдения на телескопах SAO РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта «Наука и университеты». Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ РАН, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Айдзу (K. Aizu), *Prog. Theor. Exp. Phys.* **49**, 1184 (1973).
2. Акаике (H. Akaike), *IEEE Trans. Autom. Control* **19**, 716 (1974).

3. Афанасьев, Амирханян (V.L. Afanasiev and V.R. Amirkhanyan), *Astrophys. Bull.* **67**, 438 (2012).
4. Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *BaltA* **20**, 363 (2011).
5. Беллони и др. (D. Belloni, M.R. Schreiber, A.F. Pala, B.T. Gansicke, M. Zorotovic, and C.V. Rodrigues), *MNRAS* **491**, 5717 (2020).
6. Болин и др. (R. Bohlin, L. Colina, and D. Finley), *Astron. J.* **110**, 1316 (1995).
7. Бонне-Бидо и др. (J.M. Bonnet-Bidaud, M. Mouchet, C. Busschaert, E. Falize, and C. Michaut), *Astron. Astrophys.* **579**, A24 (2015).
8. Борисов и др. (N.V. Borisov, M.M. Gabdeev, and V.L. Afanasiev), *Astrophys. Bull.* **71**, 95 (2016a).
9. Борисов и др. (N.V. Borisov, M.M. Gabdeev, V.V. Shimansky, N.A. Katysheva, A.I. Kolbin, S.Yu. Shugarov, and V.P. Goranskij), *Astrophys. Bull.* **71**, 101 (2016b).
10. Бриггс и др. (G.P. Briggs, L. Ferrario, C.A. Tout, and D.T. Wickramasinghe), *MNRAS* **481**, 3604 (2018).
11. Бушхарт и др. (C. Busschaert, É. Falize, C. Michaut, J.-M. Bonnet-Bidaud, and M. Mouchet), *Astron. Astrophys.* **579**, A25 (2015).
12. ВандерПлас (J.T. VanderPlas), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **236**, 16 (2018).
13. ван Доккум (P.G. van Dokkum), *PASP* **113**, 1420 (2001).
14. Вилмс и др. (J. Wilms, A. Allen, and R. McCray), *Astrophys. J.* **542**, 914 (2000).
15. Ворпель, Швоне (H. Worpel and A.D. Schwope), *Astron. Astrophys.* **583**, A130 (2015).
16. Грин и др. (G.M. Green, E. Schlafly, C. Zucker, J.S. Speagle, and D. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **887**, 93 (2019).
17. Денисенко, Соколовский (D.V. Denisenko and K.V. Sokolovsky), *Astron. Lett.* **37**, 91 (2011).
18. Зоротович и др. (Zorotovic, M.R. Schreiber, and B.T. Gänsicke), *Astron. Astrophys.* **536**, 42 (2011).
19. Капитанио и др. (L. Capitanio, R. Lallement, J.L. Vergely, M. Elyajouri, A. Monreal-Ibero), *Astron. Astrophys.* **606**, A65 (2017).
20. Книгге (C. Knigge), *MNRAS* **373**, 484 (2006).
21. Книгге и др. (C. Knigge, I. Baraffe, and J. Patterson), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **194**, 28 (2011).
22. Колбин А.И., Борисов Н.В., Письма в Астрон. журн. **46**, 868 (2020) [A.I. Kolbin and N.V. Borisov, *Astron. Lett.* **46**, 812 (2020)].
23. Колбин и др. (A.I. Kolbin, N.V. Borisov, N.A. Serebriakova, V.V. Shimansky, N.A. Katysheva, M.M. Gabdeev, and S.Yu. Shugarov), *MNRAS* **511**, 20 (2022).
24. Колбин А.И., Борисов Н.В., Буренков А.Н., Спиридонова О.И., Бикмаев И.Ф., Сусликов М.В., Письма в Астрон. журн. **49**, 208 (2023) [A.I. Kolbin, N.V. Borisov, A.N. Burenkov, O.I. Spiridonova, I.F. Bikmaev, and M.V. Suslikov, *Astron. Lett.* **49**, 129 (2023)].
25. Коллаборация Гайа (Gaia Collaboration), *VizieR Online Data Catalog: Gaia EDR3* (2020).

26. Котзе и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **579**, 77 (2015).
27. Котзе и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **595**, 47 (2016).
28. Кроппер (M. Cropper), *Space Sci. Rev.* **54**, 195 (1990).
29. Кэш (W. Cash), *Astrophys. J.* **228**, 939 (1979).
30. Лальемен и др. (R. Lallement, J.-L. Vergely, B. Valette, et al.), *Astron. Astrophys.* **561**, A91 (2014).
31. Ли (J. Li), *ASPC* **157**, 235 (1999).
32. Лю и др. (Y. Liu, H.-C. Hwang, N.L. Zakamska, and J.R. Thorstensen), *MNRAS* **522**, 2719 (2023).
33. МакАллистер и др. (M. McAllister, S.P. Littlefair, S.G. Parsons, V.S. Dhillon, T.R. Marsh, B.T. Gänsicke, E. Breedt, C. Copperwheat, et al.), *MNRAS* **486**, 5535 (2019).
34. Марш (T. Marsh), *Astrophys. and Space Sci.* **296**, 403 (2005).
35. Маски и др. (F. Masci, R. Laher, B. Rusholme, et al.), *PASP* **131**, 995 (2019).
36. Оке (J.B. Oke), *Astron. J.* **99**, 1621 (1990).
37. Павленко и др. (E. Pavlenko, K. Sokolovsky, A. Baklanov, K. Antonyuk, O. Antonyuk, and D. Denisenko), *Astron. Telegram* **3436**, 1 (2011).
38. Пресс и др. (W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, et al.), *Numerical recipes. The art of scientific computing*. Third ed. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2007).
39. Риттер, Колб (H. Ritter and U. Kolb), *Astron. Astrophys.* **404**, 301 (2003).
40. Родригес и др. (A. Rodriguez, S. Kulkarni, T. Prince, P. Szkody, K.B. Burdge, I. Caiazzo, J. van Roestel, Z.P. Vanderbosch, et al.), *Astrophys. J.* **945**, 141 (2023).
41. Ромеро-Кольменеро и др. (E. Romero-Colmenero, S.B. Potter, D.A.H. Buckley, P.E. Barrett, and S. Vriellmann), *MNRAS* **339**, 685 (2003).
42. Руссо и др. (Th. Rousseau, A. Fischer, K. Beuermann, and U. Woelk), *Astron. Astrophys.* **310**, 526 (1996).
43. Сироткин, Ким (F. Sirotkin and W.-T. Kim), *Astrophys. J.* **698**, 715 (2009).
44. Стилс (D. Steeghs), *MNRAS* **344**, 448 (2003).
45. Тапиа (S. Tapia), *Astrophys. J. (Lett.)* **212**, L125 (1977).
46. Уорнер (B. Warner), *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995).
47. Феррарио и др. (L. Ferrario, D. de Martino, and B. Gänsicke), *Space Sci. Rev.* **191**, 111 (2015).
48. Фланнери (B.P. Flannery), *MNRAS* **170**, 325 (1975).
49. Фойт и др. (D. Foight, T. Güver, and F. Özel), *Astrophys. J.* **826**, 66 (2016).
50. Фукугита и др. (M. Fukugita, T. Ichikawa, J.E. Gunn, M. Doi, K. Shimasaku, and D.P. Schneider), *Astron. J.* **111**, 1748 (1996).
51. Хамери и др. (J.-M. Hameury, A.R. King, and J.-P. Lasota), *MNRAS* **218**, 695 (1986).
52. Хессман и др. (F.V. Hessman, B.T. Gänsicke, and J.A. Mattei), *Astron. Astrophys.* **361**, 952 (2000).
53. Хорн (K. Horne), *MNRAS* **213**, 129 (1985).
54. Хорн (K. Horne), *PASP* **98**, 609 (1986).
55. Чэньмьюгэм, Далк (G. Chanmugam and G.A. Dulk), *Astrophys. J.* **244**, 569 (1981).
56. Швопе и др. (A.D. Schwope, K.H. Mantel, and K. Horne), *Astron. Astrophys.* **319**, 894 (1997).
57. Швопе и др. (A.D. Schwope, F. Mackebrandt, B.D. Thinius, C. Littlefield, P. Garnavich, A. Oksanen, and T. Granzer), *Astronomische Nachrichten* **336**, 115 (2015).
58. Шлафли, Финкбайнер (E. Schlafly and D. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **737**, 103 (2011).
59. Шмидт и др. (G. Schmidt, P. Szkody, L. Homer, P.S. Smith, B. Chen, A. Henden, J.-E. Solheim, M.A. Wolfe, and R. Greimel), *Astrophys. J.* **620**, 422 (2005).
60. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, J.P. Osborne, P.T. O'Brien, R. Willingale, R.L.C. Starling, D.N. Burrows, et al.), *MNRAS* **397**, 1177 (2009).

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ ПЕРИОД–РАДИУС И ПЕРИОД–СВЕТИМОСТЬ МИРИД С СОЛНЕЧНОЙ МЕТАЛЛИЧНОСТЬЮ

© 2023 г. Ю. А. Фадеев<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16.10.2023 г.

После доработки 06.11.2023 г.; принята к публикации 06.11.2023 г.

Рассчитаны эволюционные последовательности звезд асимптотической ветви гигантов с начальными массами на главной последовательности  $M_{ZAMS} = 1.5 M_{\odot}$ ,  $2 M_{\odot}$  и  $3 M_{\odot}$  при начальном содержании элементов тяжелее гелия  $Z = 0.014$ . Отдельные модели эволюционных последовательностей, оболочки которых находятся в тепловом равновесии, были использованы как начальные условия при вычислении нелинейных звездных пульсаций. Показано, что на диаграммах период–радиус и период–светимость гидродинамические модели каждой эволюционной последовательности концентрируются вдоль непрерывной линии. Теоретические соотношения период–радиус и период–светимость, соответствующие различным значениям начальной массы, заметно отличаются друг от друга, поскольку светимость звезд с вырожденным углеродным ядром определяется массой ядра, которая возрастает с увеличением  $M_{ZAMS}$ . В моделях эволюционных последовательностей  $M_{ZAMS} = 2 M_{\odot}$  и  $M_{ZAMS} = 3 M_{\odot}$  пульсации в первом обертоном возникают при периодах пульсаций  $86 \text{ сут} \leq \Pi \leq 123 \text{ сут}$  и  $174 \text{ сут} \leq \Pi \leq 204 \text{ сут}$ , тогда как при  $M_{ZAMS} = 1.5 M_{\odot}$  все модели пульсируют в фундаментальной моде. Область существования регулярных колебаний ограничивается значениями периода  $\Pi \lesssim 500 \text{ сут}$ . Дальнейшее эволюционное возрастание периода сопровождается увеличением амплитуды пульсаций и хаотизацией колебаний.

*Ключевые слова:* звездная эволюция; пульсации звезд; звезды — переменные и пекулярные.

DOI: 10.31857/S0320010823110013, EDN: NPVGWK

### ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение корреляции между периодом изменения блеска и болометрической светимостью одиннадцати пульсирующих переменных типа *o* Set (мирид) Большого Магелланова Облака (Гласс, Ллойд Иванс, 1981) послужило причиной того, что в очень скором времени мириды, наряду с классическими цефеидами, стали рассматриваться как надежный индикатор межзвездных расстояний (Гласс, Фист, 1982а,б; Фист, 1985). Излучение мирид на длинах волн  $\sim 2 \text{ мкм}$  по сравнению с оптическим диапазоном спектра меньше подвержено влиянию межзвездного поглощения и благодаря значительной светимости этих звезд в ближнем ИК-диапазоне определяемая по миридам шкала межзвездных расстояний простирается значительно дальше, чем шкала, основанная на цефеидах. Фотометрические измерения в ближнем инфракрасном диапазоне позволяют получать уверенные оценки болометрического блеска мирид, что существенно расширяет возможности исследования

этих звезд при сравнении наблюдательных данных с результатами расчетов звездной эволюции.

Первые определения зависимости период–светимость мирид основывались на наблюдениях долгопериодических пульсирующих переменных Магеллановых Облаков (Фист, 1984; Фист и др., 1989; Грёневеген, Вайтлок, 1996). Позднее подобные соотношения между светимостью и периодом изменения блеска были установлены для мирид, наблюдаемых в галактиках местной группы: М 31 (Моулд и др., 2004), М 33 (Моулд и др., 1990; Юань и др., 2018), NGC 4528 (Хуанг и др., 2018) и NGC 6822 (Вайтлок и др., 2013). Зависимость период–светимость галактических мирид основывается на измерениях тригонометрических параллаксов долгопериодических пульсирующих переменных. Помимо методов радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой (Ураго и др., 2020; Шибует и др., 2020; Сан и др., 2022) для этого используются результаты измерений параллаксов, полученные с помощью спутников Hipparcos (Вайтлок и др., 2000; Вайтлок, Фист, 2000) и Gaia

\*Электронный адрес: [fadeyev@inasan.ru](mailto:fadeyev@inasan.ru)

(Андриантсаралаза и др., 2022; Жанг, Сандерс, 2023).

Из общих соображений понятно, что существование зависимости период–светимость мирид является непосредственным отражением эволюции звезд AGB с различными значениями массы, возраста и химического состава. Таким образом, понимание природы этой зависимости может быть достигнуто лишь на основе согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций. К сожалению, подобные исследования до сих пор никем не проводились. Настоящая работа направлена на то, чтобы частично заполнить этот пробел применением к звездам AGB с солнечным содержанием элементов тяжелее гелия. Мы приводим результаты расчетов, в которых отдельные модели эволюционных последовательностей звезд AGB используются как начальные условия при решении задачи Коши для уравнений радиационной газовой динамики, описывающих звездные пульсации. Конечной целью решения задачи Коши является определение среднего значения периода пульсаций  $\Pi$  для каждой гидродинамической модели, достигшей предельной амплитуды колебаний, когда  $\Pi$  не зависит от времени.

### ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЗВЕЗД AGB

В работе рассматривалась эволюция звезд с массой на главной последовательности  $M_{ZAMS} = 1.5, 2 M_{\odot}$  и  $3 M_{\odot}$ . Предполагалось, что начальное содержание гелия составляет  $Y = 0.28$ , а содержание более тяжелых элементов  $Z = 0.014$  соответствует солнечной металличности (Асплунд и др., 2009). Расчеты звездной эволюции от главной последовательности до финальной стадии AGB проводились с использованием программы MESA версии g15140 (Пакстон и др., 2019). Для вычисления конвективного перемешивания звездного вещества использовалась теория Бём-Витензе (1958), причем предполагалось, что отношение длины пути перемешивания к шкале высот по давлению составляет  $\alpha_{MLT} = 1.8$ . Дополнительное перемешивание на границах конвективной неустойчивости рассчитывалось согласно Хервигу (2000) и Пиньятари и др. (2016). Вычисление скоростей генерации энергии в термоядерных реакциях и решение уравнений нуклеосинтеза проводились с использованием данных JINA Reaclib (Сайбурт и др., 2010). На эволюционных стадиях, предшествующих AGB, потеря массы вследствие звездного ветра учитывалась согласно Раймерсу (1975) при значении параметра  $\eta_R = 0.5$ , тогда как скорость потери массы на стадии AGB рассчитывалась по формуле Блокера (1995) при  $\eta_B = 0.05$ . Для оценки влияния скорости потери

массы на вид зависимости период–светимость были дополнительно рассчитаны две эволюционные последовательности с начальной массой  $M_{ZAMS} = 1.5 M_{\odot}$  и  $3 M_{\odot}$  при значении параметра  $\eta_B = 0.03$ .

Теория звездных пульсаций применима, когда звездная модель, используемая при задании начальных условий, находится в состоянии гидростатического и теплового равновесия. Первое из этих условий выполняется всегда, так как решение уравнений звездной эволюции описывает структуру звезды в состоянии гидростатического равновесия. Вместе с тем условие теплового равновесия в рассчитанных звездных моделях может нарушаться при выделении или поглощении гравитационной энергии, происходящем при сжатии или расширении звезды.

В общем виде уравнение сохранения энергии для сферически-симметричной звезды имеет вид

$$\frac{dL_r}{dM_r} = \varepsilon - \varepsilon_{\nu} - T \frac{\partial S}{\partial t}, \quad (1)$$

где  $M_r$  — лагранжева координата, имеющая смысл массы вещества, заключенного внутри сферы радиуса  $r$ ,  $L_r$  — полная (лучистая и конвективная) светимость в слое с радиусом  $r$ ,  $\varepsilon$  — скорость генерации энергии в термоядерных реакциях,  $\varepsilon_{\nu}$  — скорость нейтринного охлаждения газа,  $T$  и  $S$  — температура и удельная энтропия звездного вещества,  $t$  — время. При расчетах звездных пульсаций рассматриваются внешние слои красного гиганта с температурой газа  $T \lesssim 10^7$  К, и первые два слагаемых в правой части уравнения (1) пренебрежимо малы. Следовательно, условие теплового равновесия сферически-симметричной звездной оболочки определяется выражением

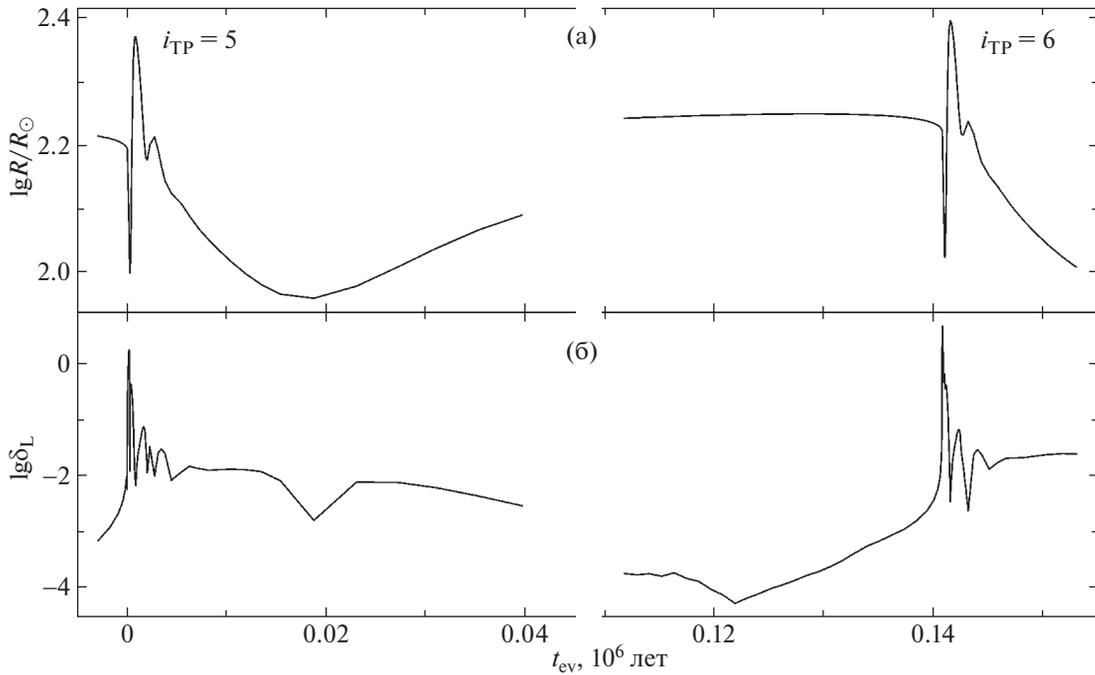
$$\frac{dL_r}{dM_r} = 0. \quad (2)$$

В настоящей работе для оценки степени отклонения от теплового равновесия в звездной оболочке использовалась величина

$$\delta_L = \max_{1 \leq j \leq N} |1 - L_j/L_0|, \quad (3)$$

где  $L_j$  — полная светимость в  $j$ -й лагранжевой зоне, а значения  $j = 0$  и  $j = N$  соответствуют внутренней и внешней границам модели звездной оболочки. Согласно Фадееву (2022), достаточно хорошим приближением теплового равновесия является выполнение условия  $\delta_L \lesssim 10^{-2}$ .

На рис. 1 приведены графики изменения радиуса звезды  $R$  и величины  $\delta_L$  для эволюционной последовательности  $M_{ZAMS} = 2 M_{\odot}$  в пределах отрезка времени эволюции, включающего пятую ( $i_{TP} = 5$ ) и шестую ( $i_{TP} = 6$ ) тепловые вспышки гелиевого слоевого источника. Для удобства графического представления время эволюции отсчитывается от максимума светимости гелиевого



**Рис. 1.** Изменение радиуса эволюционной модели (а) и степени отклонения от теплового равновесия (б) в конвективной оболочке звезды с начальной массой  $M_{ZAMS} = 2 M_{\odot}$  в промежутке времени, включающем пятую и шестую тепловые вспышки гелиевого слоевого источника.

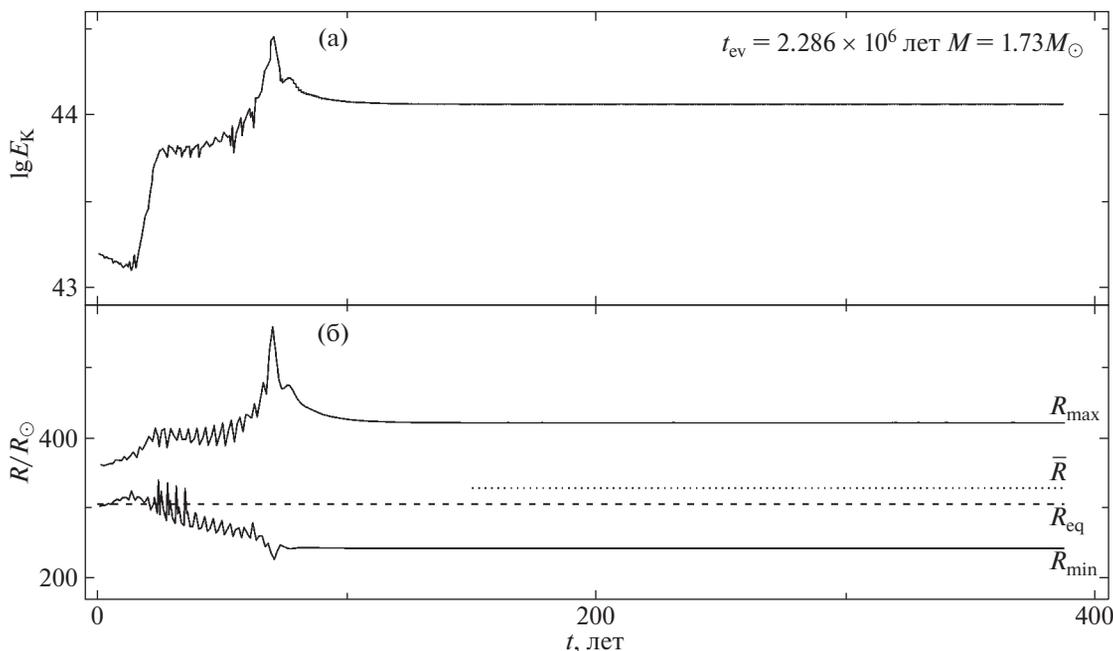
слоевого источника  $L_{3\alpha}$  при  $i_{TP} = 5$ , когда масса звезды составляла  $M = 1.97 M_{\odot}$ . Степень отклонения от теплового равновесия рассчитывалась для звездной оболочки с внутренней границей в слое с фиксированным значением лагранжевой координаты  $M_r = 0.526 M_{\odot}$ . На отрезке времени эволюции, представленном на рис. 1, радиус и температура на внутренней границе изменяются в пределах  $0.073 R_{\odot} \leq r_0 \leq 4.66 R_{\odot}$  и  $6.1 \times 10^5 \text{ K} \leq T_0 \leq 2.3 \times 10^7 \text{ K}$ . Как следует из рис. 1, тепловое равновесие в звездной оболочке отсутствует (т.е.  $\delta_L > 0.01$ ) в течение  $\approx 1.4 \times 10^4$  лет, что составляет  $\approx 10\%$  времени между двумя последовательными вспышками. Таким образом, модели мирид, находящиеся в тепловом равновесии, позволяют достаточно полно воспроизвести зависимость период-светимость.

### ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ МИРИД

Вычисление гидродинамических моделей пульсирующих звезд AGB проводилось посредством решения задачи Коши для уравнений радиационной газовой динамики, описывающих сферически-симметричные движения самогравитирующего газа звездной оболочки. Светимость, связанная с конвективным переносом, и поток средней кинетической энергии конвективных элементов определялись из решения транспортных уравнений для

нестационарной турбулентной конвекции (Куфюс, 1986). Общая система уравнений и используемые значения параметров теории конвекции обсуждаются в работе Фадеева (2013).

Вычисление начальных условий рассматриваемой задачи Коши проводилось для отдельных моделей эволюционных последовательностей, во внешних слоях которых выполняется условие  $\delta_L < 10^{-2}$ . Внутренняя граница гидродинамической модели определялась в слоях с температурой  $10^6 \text{ K} \lesssim T \lesssim 10^7 \text{ K}$  и радиусом  $r_0 \lesssim 10^{-3} R$ , где  $R$  — радиус внешней границы равновесной модели. Лагранжева сетка, в узлах которой задаются значения физических переменных, рассчитывается из условия увеличения размера лагранжева массового интервала  $\Delta M_r$  от внешней границы по направлению к центру звезды по закону геометрической прогрессии. Значительные трудности, возникающие при гидродинамических расчетах моделей мирид, связаны с тем, что в слоях с температурой  $T \gtrsim 10^6 \text{ K}$  градиенты давления и температуры резко возрастают по направлению к центру звезды. Чтобы избежать больших ошибок аппроксимации на дне внешней конвективной зоны, лагранжевы координаты 100 внутренних зон рассчитывались из условия уменьшения величины интервала в сторону центра звезды по закону геометрической прогрессии. Граница, разделяющая область оболочки с увеличивающимися и умень-



**Рис. 2.** Изменение максимальных за цикл колебаний значений кинетической энергии  $E_{K,\max}$  (а) и максимальных  $R_{\max}$  и минимальных  $R_{\min}$  значений радиуса внешней границы (б) гидродинамической модели эволюционной последовательности  $M_{ZAMS} = 2 M_{\odot}$ . Возраст звезды  $t_{ev} = 2.286 \times 10^6$  лет отсчитывается от первой гелиевой вспышки. Масса звезды  $M = 1.73 M_{\odot}$ . Штриховой и пунктирной линиями показаны радиус гидростатически равновесной эволюционной модели  $R_{eq}$  и среднее значение радиуса внешней границы гидродинамической модели  $\bar{R}$ .

шающимися размерами интервалов, находится в слоях с температурой  $T \sim 10^5$  К.

Расчеты эволюционной стадии AGB проводились при числе массовых зон эволюционной модели  $3 \times 10^3 \lesssim N_{MESA} \lesssim 5 \times 10^3$ , тогда как при вычислении гидродинамических моделей число узлов составляло  $600 \leq N \leq 900$ . Большее число узлов  $N$  использовалось при расчете гидродинамических моделей звезд на поздней стадии AGB из-за большой амплитуды колебаний. Начальные значения физических переменных в узлах сетки гидродинамической модели рассчитывались посредством нелинейного интерполирования по лагранжевой координате массивов переменных эволюционной модели.

Решением рассматриваемой задачи Коши являются самовозбуждающиеся звездные пульсации, в которых роль малых начальных возмущений играют ошибки интерполирования, возникающие при расчете начальных условий. Типичные графики, иллюстрирующие рост амплитуды с последующим переходом к колебаниям предельной амплитуды, показаны на рис. 2 и 3 для двух моделей эволюционной последовательности  $M_{ZAMS} = 2 M_{\odot}$ . Для удобства графического представления на этих рисунках показаны графики изменения максимального значения кинетической энергии пульсационных движений  $E_{K,\max}$ , а также изменения максималь-

ного и минимального значений радиуса внешней границы гидродинамической модели  $R_{\max}$  и  $R_{\min}$ .

Обе модели, показанные на рис. 2 и 3, характеризуются быстрым ростом амплитуды колебаний, а прекращение роста амплитуды связано не только с насыщением  $\kappa$ -механизма, ответственного за возникновение колебаний, но также с резким усилением диссипации кинетической энергии ударными волнами, которые возникают во внешних слоях гидродинамической модели. Различные значения темпов роста кинетической энергии ( $\eta = \Pi d \ln E_{K,\max} / dt = 0.032$  для модели на рис. 2 и  $\eta = 0.42$  для модели на рис. 3) связаны с увеличением размеров зоны ионизации водорода и усилением пульсационной неустойчивости в ходе эволюции звезды.

Бросающимся в глаза различием между моделями, представленными на рис. 2 и 3, являются изменения кинетической энергии и радиуса внешней границы после прекращения роста неустойчивости. В первом случае (рис. 2) решение сходится к регулярным колебаниям с постоянной амплитудой, тогда как во втором случае (рис. 3), несмотря на более протяженный отрезок времени, установления регулярных колебаний не происходит из-за большой амплитуды радиального смещения внешних слоев модели.

Оценки среднего значения радиуса звезды после прекращения роста неустойчивости  $\bar{R}$ , полу-

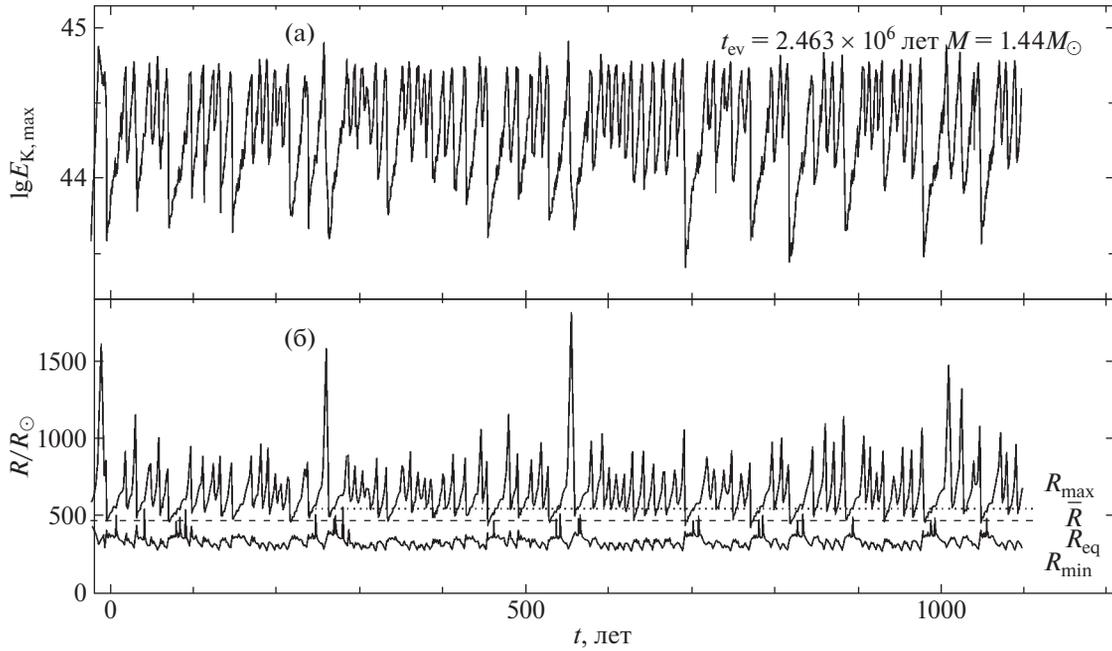


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для гидродинамической модели мириды с возрастом  $t_{ev} = 2.463 \times 10^6$  лет и массой  $M = 1.44 M_{\odot}$ .

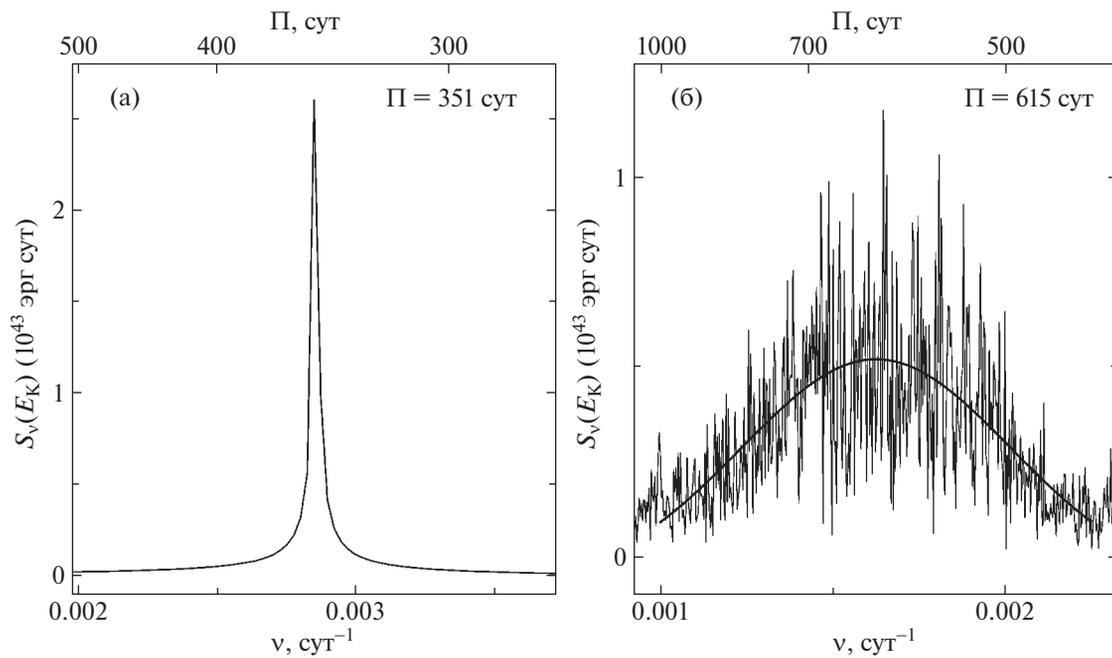


Рис. 4. Спектральная плотность кинетической энергии  $S(E_K)$  пульсационных движений газа в гидродинамических моделях, показанных на рис. 2 и рис. 3. Жирной кривой показана аппроксимация спектральной плотности гауссовой функции, выполненная с помощью метода наименьших квадратов.

ченные методом дискретного преобразования Фурье и показанные на рис. 2 и 3 пунктирными линиями, заметно превосходят равновесный радиус звезды  $R_{eq}$ , отмеченный штриховыми линиями. Различие между  $\bar{R}$  и  $R_{eq}$  связано с колебаниями большой амплитуды и возникающими во внешних

слоях звезды периодическими ударными волнами, которые приводят к раздуванию внешних слоев звездной оболочки (Вильсон, 2000). В модели, показанной на рис. 2, отношение среднего значения радиуса к равновесному составляет  $\bar{R}/R_{eq} = 1.07$  при средней амплитуде радиального смещения на

**Таблица 1.** Параметры соотношений период–радиус (4) и период–светимость (5)

$M_{ZAMS}/M_{\odot}$	$k$	$a_0$	$a_1$	$\Pi_a$	$\Pi_b$	$b_0$	$b_1$	$\Pi_a$	$\Pi_b$
1.5	0	1.051	0.558	116	245	1.962	0.689	116	245
2.0	0	1.110	0.554	137	309	2.009	0.723	137	244
	1	1.003	0.681	86	123	1.709	0.964	86	123
3.0	0	1.183	0.547	204	397	2.196	0.709	204	330
	1	1.237	0.600	174	204	2.451	0.698	174	204

внешней границе  $\Delta R/\bar{R} = 0.52$ . Для модели на рис. 3 значения этих величин составляют  $\bar{R}/R_{\text{eq}} = 1.21$  и  $\Delta R/\bar{R} = 0.65$ .

Вычисление среднего значения периода пульсаций проводилось с помощью дискретного преобразования Фурье кинетической энергии пульсационных движений на стадии предельной амплитуды. Метод определения периода иллюстрируется на рис. 4, где показаны графики спектральной плотности кинетической энергии  $S_{\nu}(E_K)$  в окрестности основной частоты колебаний для двух гидродинамических моделей с различным видом изменения  $E_{K,\text{max}}$ . График на рис. 4а соответствует модели, показанной на рис. 2, и в этом случае определение периода пульсаций по максимуму  $S_{\nu}(E_K)$  не представляет труда. График спектральной плотности на рис. 4б соответствует модели, в которой отсутствуют строго периодические колебания (см. рис. 3). Для моделей с таким видом колебаний спектральная плотность  $S_{\nu}(E_K)$  аппроксимировалась гауссовой функцией с помощью метода наименьших квадратов. На рис. 4б результат аппроксимации показан жирной сплошной линией, а значение периода определялось по максимальному значению аппроксимирующей гауссовой функции.

Для уверенной оценки значений  $\Pi$  расчеты звездных пульсаций на стадии предельной амплитуды выполнялись на отрезках времени, охватывающих не менее  $10^3$  периодов. Однако прекращение роста амплитуды не является достаточным признаком того, что модель достигла стадии установившихся колебаний, так как нередко после завершения быстрого роста амплитуды происходит медленная релаксация, сопровождающаяся изменениями средних значений радиуса  $\bar{R}$  и светимости  $\bar{L}$ . На основании предварительных гидродинамических вычислений было установлено, что критерием установившихся колебаний предельной амплитуды можно считать выполнение условия равенства среднего значения светимости  $\bar{L}$  и значения светимости на внутренней границе  $L_0$ , которая является характеристикой начальной равновесной модели и остается неизменной при

гидродинамических вычислениях. В настоящей работе расчеты гидродинамических моделей завершались при выполнении условия  $|1 - \bar{L}/L_0| < 10^{-3}$ .

### СООТНОШЕНИЯ ПЕРИОД–РАДИУС И ПЕРИОД–СВЕТИМОСТЬ

В общей сложности в работе было рассчитано около 150 гидродинамических моделей мирид, из которых 30 оказались устойчивыми относительно радиальных пульсаций и показали затухание амплитуды. Зависимости период–радиус  $\Pi - \bar{R}$  и период–светимость  $\Pi - \bar{L}$ , построенные по результатам проведенных расчетов, показаны отдельно для моделей пульсирующих в фундаментальной моде и в первом оберitone на рис. 5 и 6.

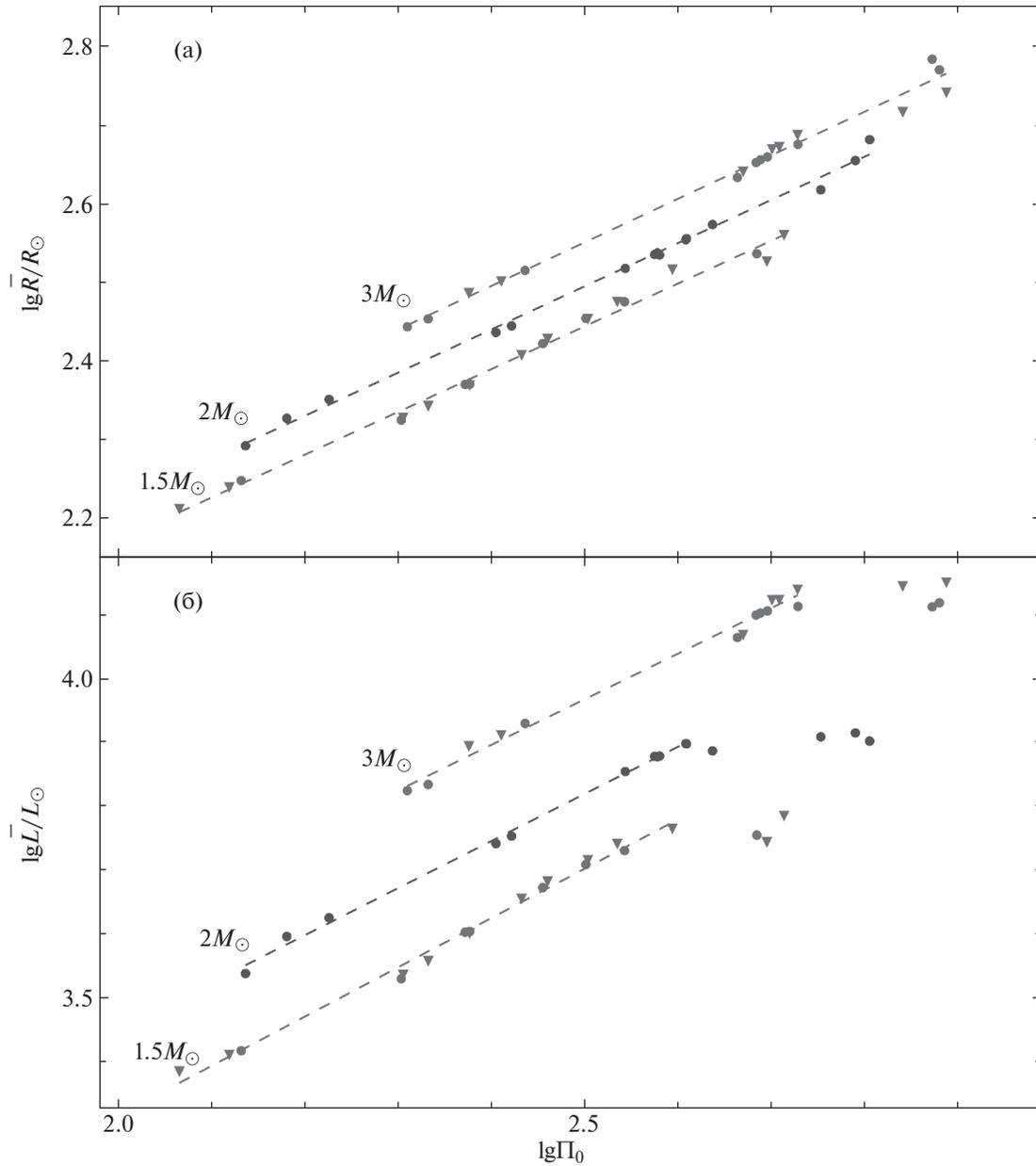
Как было отмечено выше, для звезд с начальными массами  $M_{ZAMS} = 1.5$  и  $3 M_{\odot}$  в работе были рассмотрены эволюционные последовательности, рассчитанные при значениях скорости потери массы  $\eta_B = 0.03$  и  $\eta_B = 0.05$ . На рис. 5 и 6 соответствующие гидродинамические модели показаны треугольниками и кружками. Как следует из приведенных графиков, все модели каждой эволюционной последовательности концентрируются около общей линии и в пределах разброса точек не показывают заметных различий в зависимости от  $\eta_B$ .

Штриховыми линиями на рис. 5 и 6 показаны результаты аппроксимации результатов расчетов соотношениями вида

$$\lg \bar{R}/R_{\odot} = a_0 + a_1 \lg \Pi_k, \tag{4}$$

$$\lg \bar{L}/L_{\odot} = b_0 + b_1 \lg \Pi_k, \tag{5}$$

где  $k = 0$  для колебаний в фундаментальной моде и  $k = 1$  для первого обертона. Коэффициенты  $a_0, a_1, b_0, b_1$  в формулах (4), (5), а также соответствующие интервалы значений периода  $\Pi_a$  и  $\Pi_b$ , в пределах которых определена данная зависимость, приведены в табл. 1.



**Рис. 5.** Зависимости период–радиус (а) и период–светимость (б), построенные по гидродинамическим моделям, пульсирующим в фундаментальной моде. Кружки и треугольники соответствуют моделям эволюционных последовательностей, рассчитанных при  $\eta_{\text{в}} = 0.05$  и  $\eta_{\text{в}} = 0.03$  соответственно.

При рассмотрении рис. 5 обращает на себя внимание разброс точек каждой эволюционной последовательности, который возрастает с увеличением  $\Pi$  и свидетельствует об увеличивающихся ошибках определения периода пульсаций при  $\Pi > 500$  сут. Более того, на диаграмме период–светимость модели с самыми длинными периодами показывают систематические отклонения в сторону меньших значений  $\bar{L}$ , в то время как на диаграмме период–радиус подобных отклонений нет. Причиной систематических отклонений на рис. 5б

является возрастающая нелинейность пульсаций при больших периодах. На диаграмме  $\Pi - \bar{R}$  систематические отклонения отсутствуют, поскольку усиление нелинейности колебаний сопровождается одновременным возрастанием периода и радиуса, так как эти величины связаны соотношением  $\Pi \propto \bar{R}^{3/2}$ . Подобные изменения на диаграмме  $\Pi - \bar{L}$  происходить не могут, так как средняя светимость является неизменной величиной и возрастание периода пульсаций вследствие усиления нелинейно-

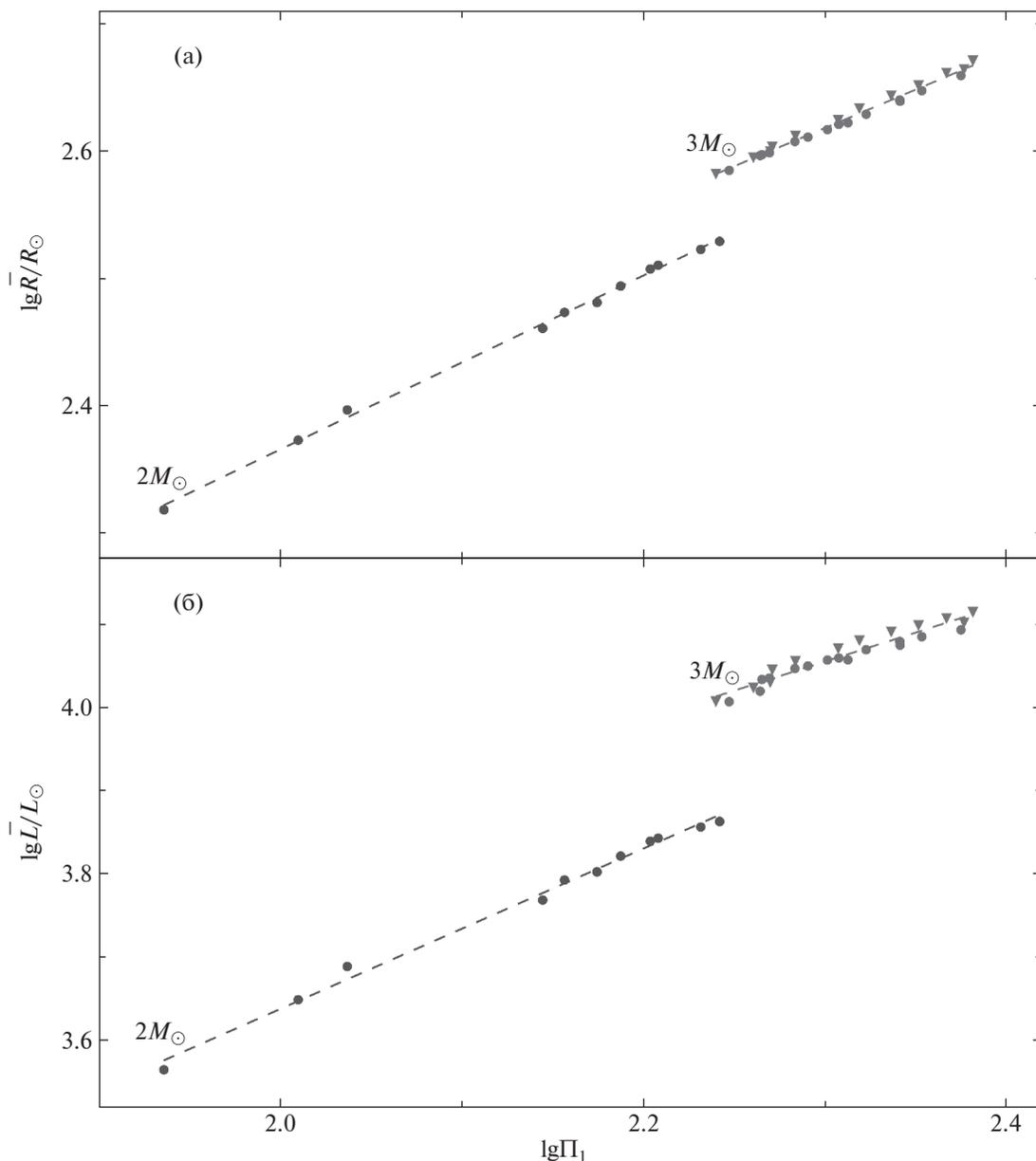


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но для гидродинамических моделей, пульсирующих в первом обероне.

сти колебаний приводит лишь к смещению точки на диаграмме вдоль горизонтальной оси.

Зависимости период–радиус и период–светимость были определены в настоящей работе для моделей эволюционных последовательностей  $M_{ZAMS} = 1.5 M_{\odot}$ ,  $2 M_{\odot}$  и  $3 M_{\odot}$  пульсирующих в фундаментальной моде и первом обероне в пределах всего интервала значений периода. Исключение составляют зависимости период–светимость для фундаментальной моды, при определении которой интервал значений периода был сокращен пределами отрезка с приблизительно линейной зависимостью между  $\lg \Pi$  и  $\lg L$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные выше теоретические соотношения период–радиус и период–светимость мирид с солнечным содержанием металлов основываются на результатах согласованных вычислений звездной эволюции и нелинейных пульсаций звезд асимптотической ветви гигантов. Этот метод применим в тех случаях, когда оболочка звезды находится в тепловом равновесии и применительно к миридам позволяет охватить  $\approx 90\%$  времени жизни звезд этого типа. Из полученных результатов следует, что теоретические соотношения период–радиус и период–светимость характери-

зуются значительной зависимостью от начальной массы звезды на главной последовательности. Например, пульсации в фундаментальной моде с периодом  $\Pi = 400$  сут возникают в моделях эволюционных последовательностей  $M_{ZAMS} = 1.5 M_{\odot}$  и  $M_{ZAMS} = 3 M_{\odot}$ , светимость которых отличается на  $\Delta m_{bol} \approx 0.7$  зв. величины. Зависимость соотношений  $\Pi - \bar{R}$  и  $\Pi - \bar{L}$  от  $M_{ZAMS}$  связана с тем, что полная светимость звезд AGB определяется массой выжженного углеродного ядра (Пачинский, 1970; Ус, 1970), которая возрастает с увеличением начальной массы. Таким образом, дисперсия в наблюдательных зависимостях  $\Pi - \bar{R}$  и  $\Pi - \bar{L}$  может быть обусловлена не только ошибками наблюдений, но также различной начальной массой наблюдаемых звезд. В связи с этим становится также понятным, почему соотношения  $\Pi - \bar{R}$  и  $\Pi - \bar{L}$ , рассчитанные при значениях скорости потери массы  $\eta_B = 0.03$  и  $\eta_B = 0.05$ , лишь незначительно отличаются друг от друга. Действительно, период пульсаций и масса звезды связаны соотношением  $\Pi \propto M^{-1/2}$ , поэтому на начальном этапе AGB эволюционные изменения массы не оказывают заметного влияния на период колебаний и играют заметную роль лишь на ее финальном этапе.

Заслуживает внимания тот факт, что периоды колебаний в первом обертоном, обнаруженные в моделях эволюционных последовательностей  $M_{ZAMS} = 2 M_{\odot}$  и  $M_{ZAMS} = 3 M_{\odot}$ , находятся в достаточно узких пределах:  $86 \text{ сут} \leq \Pi \leq 123 \text{ сут}$  и  $174 \text{ сут} \leq \Pi \leq 204 \text{ сут}$ . Более плотная сетка эволюционных последовательностей и гидродинамических моделей мирид, возможно, позволит облегчить решение нередко возникающей при наблюдениях мирид задачи об идентификации моды колебаний по длине периода.

Основные трудности, возникающие при вычислении нелинейных пульсаций мирид, связаны с гидродинамическими моделями, находящимися на поздних стадиях AGB, когда значительно возрастает амплитуда колебаний, а сходимость итераций при решении неявных разностных уравнений существенно ухудшается. Традиционный способ преодоления подобных трудностей связан с увеличением числа массовых зон модели и уменьшением шага интегрирования по времени. К сожалению, оба этих приема приводят к значительному возрастанию времени вычислений. Более того, для уверенного определения периода колебаний большой амплитуды решение уравнений гидродинамики должно охватывать значительно более протяженный отрезок времени, что еще больше усложняет задачу.

Практически непреодолимые трудности возникают при расчете гидродинамических моделей мирид с периодами  $\Pi \sim 10^3$  сут, находящихся на финальной стадии AGB. В настоящей работе для

таких моделей нам не удалось получить устойчивое решение уравнений гидродинамики, поскольку даже малые ошибки вычислений становятся причиной динамической неустойчивости и разлета внешних лагранжевых слоев модели со скоростью, превосходящей локальную скорость ускользания. По всей видимости, на финальной стадии AGB водородная оболочка мириды находится около границы динамической неустойчивости из-за большой протяженности зоны ионизации водорода с показателем адиабаты ниже критического значения ( $\Gamma_1 = (\partial \ln P / \partial \ln \rho)_S < 4/3$ ) и малого ускорения силы тяжести во внешних слоях звезды. Ранее подобные выводы были высказаны в работах Тухмана и др. (1978, 1979) при объяснении возникновения звездного сверхветра как причины образования планетарных туманностей.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андриантсаралаза и др. (M. Andriantsaralaza, S. Ramstedt, W.H.T. Vlemmings, and E. De Beck), *Astron. Astrophys.* **667**, A74 (2022).
2. Асплунд и др. (M. Asplund, N. Grevesse, A.J. Sauval, and P. Scott), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **47**, 481 (2009).
3. Бём-Витензе (E. Böhm-Vitense), *Zeitschrift für Astrophys.* **46**, 108 (1958).
4. Блокер (T. Blöcker), *Astron. Astrophys.* **297**, 727 (1995).
5. Вайтлок и др. (P.A. Whitelock, F. Marang Freddy, and M.W. Feast), *MNRAS* **319**, 728 (2000).
6. Вайтлок, Фист (P.A. Whitelock and M.W. Feast), *MNRAS* **319**, 759 (2000).
7. Вайтлок и др. (P.A. Whitelock, J.W. Menzies, M.W. Feast, F. Nsengiyumva, and N. Matsunaga), *MNRAS* **428**, 2216 (2013).
8. Вильсон (L.A. Willson), *Annual Rrev. Astron. Astrophys.* **38**, 573 (2000).
9. Гласс, Ллойд Иванс (I.S. Glass and T. Lloyd Evans), *Nature* **291**, 303 (1981).
10. Гласс, Фист (I.S. Glass and M.W. Feast), *MNRAS* **198**, 199 (1982a).
11. Гласс, Фист (I.S. Glass and M.W. Feast), *MNRAS* **199**, 245 (1982b).
12. Грёневеген, Вайтлок (M.A.T. Groenewegen and P.A. Whitelock), *MNRAS* **281**, 1347 (1996).
13. Жанг, Сандерс (H. Zhang and J.L. Sanders), *MNRAS* **521**, 1462 (2023).
14. Куфюс (R. Kuhfuß), *Astron. Astrophys.* **160**, 116 (1986).
15. Моулд и др. (J. Mould, A. Saha Abhijit, and S. Hughes), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **154**, 623 (2004).
16. Моулд и др. (J. Mould, J.R. Graham, K. Matthews Keith, G. Neugebauer, and J. Elias), *Astrophys. J.* **349**, 503 (1990).

17. Пакстон и др. (B. Paxton, R. Smolec, J. Schwab, A. Gaulty, L. Bildsten, M. Cantiello, A. Dotter, R. Farmer, J.A. Goldberg, A.S. Jermyn, S.M. Kanbur, P. Marchant, A. Thoul, R.H.D. Townsend, W.M. Wolf, M. Zhang, and F.X. Timmes), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **243**, 10 (2019).
18. Пачинский (B. Paczyński), *Acta Astron.* **20**, 47 (1970).
19. Пиньятари и др. (M. Pignatari, F. Herwig, R. Hirschi, M. Bennett, G. Rockefeller, C. Fryer, F.X. Timmes, C. Ritter, A. Heger, S. Jones, U. Battino, A. Dotter, R. Trappitsch, S. Diehl, U. Frischknecht, A. Hungerford, G. Magkotsios, C. Travaglio, and P. Young), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **225**, 24 (2016).
20. Раймерс (D. Reimers), *Problems in stellar atmospheres and envelopes* (Ed. B. Baschek, W.H. Kegel, G. Traving, New York: Springer-Verlag, 1975), p. 229.
21. Сайбург и др. (R.H. Cyburt, A.M. Amthor, R. Ferguson, Z. Meisel, K. Smith, S. Warren, A. Heger, R.D. Hoffman, T. Rauscher, A. Sakharuk, H. Schatz, F.K. Thielemann, and M. Wiescher), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **189**, 240 (2010).
22. Сан и др. (Y. Sun, B. Zhang, M.J. Reid, Sh. Xu, Sh. Wen, J. Zhang, and X. Zheng), *Astrophys. J.* **931**, 74 (2022).
23. Тухман и др. (Y. Tuchman, N. Sack, and Z. Barkat), *Astrophys. J.* **219**, 183 (1978).
24. Тухман и др. (Y. Tuchman, N. Sack, and Z. Barkat), *Astrophys. J.* **234**, 217 (1979).
25. Ураго и др. (R. Urago Riku, R. Yamaguchi, T. Omodaka, T. Nagayama, J.O. Chibueze, M.Y. Fujimoto, T. Nagayama, A. Nakagawa, Yu. Ueno, M. Kawabata, T. Nakaoka, K. Takagi, M. Yamanaka, and K. Kawabata), *Publ. Astron. Soc. Japan* **72**, 57 (2020).
26. Уус У., *Науч. информ. Астрон. совета АН СССР* **17**, 25 (1970).
27. Фадеев Ю.А., *Письма в Астрон. журн.* **39**, 342 (2013) [Yu.A. Fadeyev, *Astron. Lett.* **39**, 306 (2013)].
28. Фадеев (Yu.A. Fadeyev), *MNRAS* **514**, 5996 (2022).
29. Фист (M.W. Feast), *MNRAS* **211**, 51 (1984).
30. Фист (M.W. Feast), *Observatory* **105**, 85 (1985).
31. Фист и др. (M.W. Feast, I.S. Glass, P.A. Whitelock, and R.M. Catchpole), *MNRAS* **241**, 375 (1989).
32. Хервиг (F. Herwig), *Astron. Astrophys.* **360**, 952 (2000).
33. Хуанг и др. (C.D. Huang, A.G. Riess, S.L. Hoffmann, Ch. Klein, J. Bloom, W. Yuan, M.M. Lucas, D.O. Jones, P.A. Whitelock, S. Casertano, and R.I. Anderson), *Astrophys. J.* **857**, 67 (2018).
34. Шибуез и др. (J.O. Chibueze, R. Urago, T. Omodaka, Yu. Morikawa, M.Y. Fujimoto, A. Nakagawa, T. Nagayama, T. Nagayama, and K. Hirano), *Publ. Astron. Soc. Japan* **72**, 59 (2020).
35. Юань и др. (W. Yuan, M.M. Lucas, A. Javadi, Zh. Lin, and J.Z. Huang), *Astron. J.* **156**, 112 (2018).

## РАСШИРЕНИЕ ИСТОЧНИКА МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И “МАГНИТНАЯ ДЕТОНАЦИЯ” В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

© 2023 г. А. Б. Струминский<sup>1\*</sup>, А. М. Садовский<sup>1</sup>, И. Ю. Григорьева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 19.05.2023 г.

После доработки 23.08.2023 г.; принята к публикации 20.10.2023 г.

Регистрация радиоизлучения солнечных вспышек на частотах ниже  $\sim 2$  ГГц позволяет делать верхние оценки характерного размера источника мягкого рентгеновского (SXR) излучения  $L(t)$  в предположении, что плотность  $n(t)$  определяется плазменной частотой  $\nu_p$ . Если SXR источник с большей плотностью находится внутри радиоисточника, то размер SXR источника будет  $L(t) < (EM(t)/2n(t)^2)^{1/3}$ , где  $EM(t)$  — мера эмиссии. Для трех вспышек (C7.2 22.12.2009), (M2.9 06.07.2012) и (X1.1 06.07.2012) рассчитываются скорости расширения SXR источника  $V(t) \sim dL(t)/dt$ , которые сравниваются с оценками скорости звука и альвеновской скорости. Под “магнитной детонацией” мы понимаем процесс распространения магнитного пересоединения со сверхзвуковой скоростью в эруптивных вспышках. “Магнитная детонация” и последующий корональный выброс массы (КВМ) реализовывались во вспышках (C7.2 22.12.2009) и (X1.1 06.07.2012), в которых сверхзвуковые и сверхальвеновские скорости достигались, если плотность SXR источника была ниже  $2.1 \times 10^9$  и  $7.4 \times 10^8$  см<sup>-3</sup> ( $\nu_p < 410$  и  $< 245$  МГц) соответственно. “Магнитной детонации” и КВМ не было во вспышке (M2.9 06.07.2012), частоты радиоизлучения которой были только выше 1415 МГц ( $n > 2.5 \times 10^{10}$  см<sup>-3</sup>). Для “магнитной детонации” во вспышке (X1.1 06.07.2012) сделаны оценки величин магнитного поля, напряженности электрического поля пересоединения, потока плазмы и массы КВМ.

*Ключевые слова:* солнечные вспышки, рентгеновское и радиоизлучение, ускорение корональных выбросов массы.

DOI: 10.31857/S0320010823110086, EDN: RYAFPY

### ВВЕДЕНИЕ

Вопросы возникновения солнечных вспышек и развития корональных выбросов массы (КВМ), а также их взаимосвязи исследуются очень давно (см., например, Гослинг, 1993; Швестка, 1995, 2001; Швестка, Клайвер, 1992), однако решение данных вопросов еще далеко от своего окончания. В работе развивается качественная модель возникновения КВМ в процессах множественного пересоединения, что аналогично процессу детонации, который ниже назван “магнитной детонацией”. Детонация по определению — самоподдерживающийся процесс распространения зоны химической реакции со сверхзвуковой скоростью за счет энергии, выделяющейся в данной реакции. Детонация

предполагает разогрев и сжатие вещества, например, при объемной детонации. Под “магнитной детонацией” мы подразумеваем процесс распространения множественного магнитного пересоединения со сверхзвуковой скоростью в эруптивных вспышках, приводящий к ускорению коронального выброса массы (КВМ) с предельными скоростями (Струминский и др., 2022). Фактически понятие “магнитной детонации” использовалось, например, для определения скорости стационарной ударной волны при подъеме сильного магнитного поля в корону в солнечной вспышке (Леденев, 1980).

Более того, описываемый нами процесс полностью соответствует ускорению классической волны детонации (Зельдович, Компанец, 1955; Великович, Либерман, 1987), но с заменой энергии химических реакций на энергию пересоединения магнитного поля.

\*Электронный адрес: [astrum@cosmos.ru](mailto:astrum@cosmos.ru)

Хадсон в своей работе (Хадсон, 2000) рассмотрел две роли коронального магнитного поля, которое не только содержит в себе энергию, но и поддерживает пространственную структуру плазмы в силу вмороженности поля, и сделал вывод о необходимости имплозии (сжатия магнитного поля) в корональных транзиентных явлениях, в частности, эруптивных вспышках и КВМ. Противопоставляя взрыву (*outward motions*) имплозию (*inward motions*), ставилась задача поиска следов имплозии в наблюдениях (Хадсон, 2000), которые, например, были отождествлены в работе (Ванг и др., 2018). По нашему мнению, искомая имплозия возникает при нагреве (выделении энергии) внутри замкнутой оболочки при развитии эруптивных вспышек (КВМ). Здесь замкнутая оболочка — это внешнее (крупномасштабное по отношению к активной области) магнитное поле. Такая имплозия естественным образом возникает при детонации.

Следует заметить, что в литературе описаны модели вспышек с множественным магнитным пересоединением в рамках так называемой *breakout* модели (Антиочос и др., 2019). В нашей работе наличие магнитного жгута, лежащего на аркаде петель, не является необходимым условием, эрупция возникает не под действием сил Лоренца, а в результате действия газодинамических сил давления. Вещество КВМ не представляет собой материал холодного замагниченного жгута, а появляется в результате интенсивного “хромосферного испарения” и подъема “испарившегося” вещества вверх в корону. В результате энерговыделения и ускорения электронов происходят нагрев вещества, расширение замкнутых магнитных структур, поджатие вещества сверху над ними. Магнитное пересоединение в этом случае происходит при сближении разнонаправленных магнитных силовых линий в 3D структуре поля над активной областью, например, в результате тиринг-неустойчивости (Галеев и др., 1981). Для реализации такого выделения энергии необходим длительный непрерывный подвод новых магнитных потоков в область вспышки. Выделение энергии (превышение интенсивности излучения над фоновой интенсивностью, собственно, солнечная вспышка) происходит только при подводе новой магнитной энергии (Ховард, Пиццо, 2016; Ховард и др., 2017; Рип, Книжник, 2019; Хейварте и др., 1977). Такой подход использовался авторами работы (Анцер, Пнойман, 1982), а сама идея множественного пересоединения возникла намного раньше (см., например, Старрок и др., 1984).

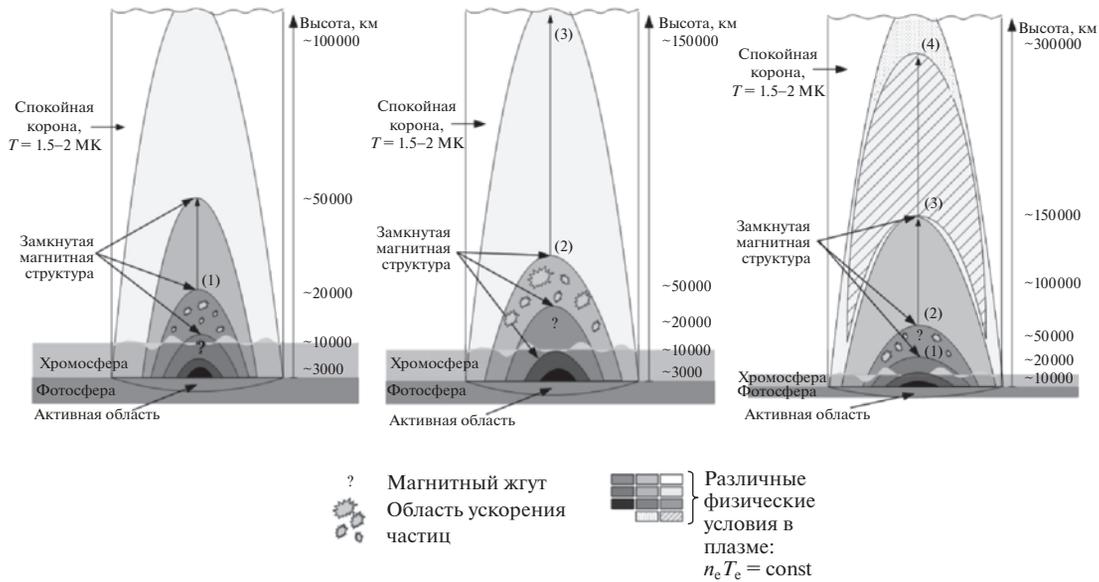
Провокационная статья (Гослинг, 1993) породила непрекращающиеся споры о взаимосвязи солнечных вспышек и КВМ. По мнению (Швестка, 1995, 2001) КВМ — неотъемлемая часть мощных эруптивных вспышек. Понятие “эруптивных вспышек” было введено (Швестка, Клайвер, 1992;

Швестка, 1995) для всех вспышек (как с хромосферными эффектами, так и без них), которые приводят к эрупции (выбросу). Физические, пространственные и временные взаимосвязи между вспышками и КВМ во всем их многообразии продолжают оставаться актуальной задачей солнечной физики. Для ее решения необходимо как можно точнее знать кинематические характеристики выброса и последующего КВМ во всех фазах у различных солнечных вспышек.

В обзоре (Вржжак, Клайвер, 2008) рассматривались два различных взгляда на происхождение ударных волн в короне — КВМ или солнечные вспышки. Подчеркивалось, что механизм формирования ударных волн в обоих случаях может быть одинаковым, даже если драйвер предполагает принципиально различную физическую природу. Например, КВМ, движущийся под действием магнитного поля, и расширение горячих корональных петель, вызванное импульсом давления, могут создать ударную волну трехмерным поршневым механизмом. При этом различие механизмов проявится позже, поскольку в первом случае волна распространяется при непрерывном подводе энергии, а во втором — свободно. Однако в любом случае для достижения драйвером постоянной скорости необходимо ускорение, которое требует времени. Поэтому всегда должно быть запаздывание между началом движения (развитием неустойчивости) и моментом формирования ударной волны.

В работе (Струминский и др., 2020) эруптивные вспышки были разделены на два класса — с выраженной и невыраженной импульсной фазой. Количественные параметры, разделяющие эти два класса эруптивных вспышек, — производные по времени температуры ( $T$ ) и меры эмиссии ( $EM$ ) плазмы, излучающей мягкие рентгеновские лучи (SXR). В работе (Струминский и др., 2021) была рассмотрена связь солнечного плазменного радиоизлучения на частотах  $< 1415$  МГц и динамики производных  $T$  и  $EM$  плазмы ( $dT/dt$  и  $dEM/dt$ ) с ускорением КВМ, развит метод шивки равномерного движения КВМ в поле зрения LASCO и необходимого равноускоренного движения КВМ. В частности, было показано, что для мощных импульсных вспышек без КВМ для его ускорения не хватало времени и расстояния.

Здесь мы рассматриваем вспышку как результат взаимодействия магнитных полей противоположных направленностей, но учитываем, что структура магнитных полей — трехмерная, а сами поля меняются во времени. Источник магнитного поля — движения плазмы под фотосферой. С этой точки зрения область над активной областью — это открытая система, непрерывно подпитываемая



**Рис. 1.** Предполагаемая схема развития вспышек. Цифры в скобках соответствуют характерным частотам 1 — 1415 МГц, 2 — 610–410 МГц, 3 — 245 МГц и 4 — IV тип радиоизлучения менее 180 МГц. Панели различаются масштабом по высоте: вспышка без КВМ развивается на высотах менее 50 Мм, плазменное радиоизлучение на частотах менее 1415 МГц не наблюдается (а); корональная вспышка с КВМ развивается на высотах более 50 Мм, наблюдается только плазменное радиоизлучение на частотах менее 1415 МГц (б); комбинированная вспышка с КВМ развивается на высотах более 20 Мм с последующим формированием постэруптивной аркады, наблюдаются плазменное радиоизлучение на частотах 1415–245 МГц и IV тип на частоте менее 180 МГц (в).

энергией из-под фотосферы. Предположения нашей модели не противоречат “классическим” моделям вспышки, а представляет собой модификацию и развитие принятых моделей. В рамках нашей модели КВМ представляет собой горячую магнитную структуру, расширяющуюся при непрерывном подводе вещества и энергии в результате хромосферного испарения и магнитного пересоединения, а не холодный и плотный магнитный жгут. Общий сценарий процесса показан на рис. 1, а реальная топология магнитного поля описана в работе (Ауланьер и др., 2013). Вспышки, в которых не ускоряются КВМ, т.е. не развивается процесс “магнитной детонации”, выделяются топологией магнитного поля (см., например, Васантарау и др., 2023). В рамках представленного подхода предполагается, что существует множество токовых слоев, в которых при пересоединении выделяется энергия магнитного поля, привнесенная в активную область за время вспышки (десятки минут в случае длительных эруптивных вспышек), т.е. энергия вспышки — это энергия, возникающая при пересоединении во множестве токовых слоев. Магнитная энергия, запасенная в активной области до длительной вспышки, позволяет организовать неустойчивость — начало вспышки. Проблема “магнитной детонации” рассматривается ниже с наблюдательной точки зрения на примере трех вспышек — C7.2 (22.12.2009)

(соответствует рис. 1б), M2.9 (06.07.12) (рис. 1а) и X1.1 (06.07.2012) (рис. 1в).

Вспышка M2.9 06 июля 2012 г., известная по работе (Алтынцев и др., 2017), уже использовалась нами как пример импульсной вспышки без КВМ (Струминский и др., 2021; Григорьева, Струминский, 2021). Вспышка C7.2 22 декабря 2009 г. была обнаружена случайно при анализе соотношений между максимумами температуры и меры эмиссии (Григорьева и др., 2021), оказалось, что ее радиоизлучение было ограничено частотами <math>< 1415</math> МГц. Сравнение вспышек C7.2 22.12.2009 и M2.9 06.07.2012 показало, что они различались местом первичного энерговыделения — ускорения электронов (Григорьева и др., 2021). В первом случае вспышка развивалась только на высотах более 65 Мм, а во втором случае — заведомо менее 45 Мм.

По всей видимости, вспышки, ограниченные сверху или снизу по высоте (рис. 1а,б), составляют неотъемлемую часть длительных и более мощных эруптивных вспышек (например, X1.1 06.07.2012) (рис. 1в), которые развиваются во всем диапазоне корональных высот (Струминский и др., 2020). Вспышка X1.1 06.07.2012 примечательна своим соотношением между наблюдавшимся SXR, HXR (жесткими рентгеновскими лучами) (Струминский, Ган, 2015) и гамма-излучением >100 МэВ FermiLAT (Аккерманн и др., 2014). Также она

**Таблица 1.** Некоторые характеристики рассматриваемых событий

A	22.12.2009 04:53			06.07.2012 01:38			06.07.2012 23:03		
	C7.2/S26W46			M2.9/S18W41			X1.1/S13W59		
B(min)	-3	+3	+7	-1	+2	+4	-2	+5	+11
C(min)	+1.77/+3.72		+3.27	+1.52		+2.64	+4.22		+6.00
D(min/км · с <sup>-1</sup> )	+61		318	нет данных			+16		1850
E(min)	+0	+2	+4	нет данных			+2	+3	+4
F(min/sfu/min)	нет данных			0	320	+1	+3	1900	+20
G(min)	+4	+4	—	нет данных			+1	+6	—

**Примечание.** A — нулевое время UT, балл и координаты вспышки, B — начало, максимум и конец SXR вспышки (GOES); C — время  $T_{\max}$  и  $EM_{\max}$ ; D — время первого появления КВМ и его средняя скорость (LASCO-C2 и C3); E — моменты начала, максимума и конца радиоизлучения, зарегистрированного на частоте 245 МГц (RSTN); F — момент, величина максимума и конец излучения на 8.8 ГГц (sfu); G — начало радиовсплесков III, II и IV типов.

сопровождалась КВМ со скоростью, близкой к предельной, — максимальной альвеновской скорости в короне (скоростью первого появления 3276 км/с и средней скоростью 1828 км/с (Гопалсвами и др., 2013, 2016). С большой вероятностью КВМ был ускорен до сверхальвеновской скорости.

### ИНСТРУМЕНТЫ И МЕТОДЫ

События рассматриваются в единой шкале времени (табл. 1, 2 и рис. 1–15) относительно выбранного нуля. Для M2.9 06.07.2012 и X1.1 06.07.2012 — это начало радиоизлучения на частоте 8.8 ГГц. Для вспышки C7.2 22.12.2009, в которой радиоизлучение на частотах более 1415 МГц, не наблюдалось, за нуль принято начало излучения на частотах 610–245 МГц. Информация по вспышкам взята из файлов YYYYMMDDevents.txt (cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\_list/NOAA/org\_events\_text/), а по КВМ — из данных cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\_list/.

Для создания представлений о пространственном развитии вспышек используются данные радиоизлучения Radio Solar Telescope Network (RSTN ngdc.noaa.gov/STP/space-weather/solar-data/solar-features/solar-radio/). Были выбраны частоты 1415, 610, 410 и 245 МГц, излучение на которых обусловлено разными физическими механизмами (гиротронный, тепловой и плазменный механизмы излучения (Ашванден, 2009), а следовательно, разными физическими условиями для взаимодействия ускоренных электронов. По стандартным представлениям (Ашванден, 2006) первичное энерговыделение в эруптивных вспышках происходит в областях короны с характерной плотностью  $3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$

(плазменная частота 492 МГц). Если одновременно наблюдается радиоизлучение на частотах 1415, 610, 410 и 245 МГц, то энерговыделение может идти как выше, так и ниже области стандартного первичного энерговыделения.

Начало импульсного энерговыделения во вспышках отождествляют с началом HXR и микроволнового излучения, которое обычно совпадает с ростом производной по времени интенсивности SXR излучения (эффект Нойперта (Нойперт, 1968)). Ашванден (2021) предложил использовать эффект Нойперта для определения момента начала ускорения КВМ. Однако в приближении однопотенциальной плазмы интенсивность SXR является произведением функции температуры  $f(T)$  на меру эмиссии  $EM$ :  $J_{SXR} = f(T)EM$  и, следовательно,

$$\frac{dI_{SXR}}{dt} = \frac{df(T)}{dT} \frac{dT}{dt} EM + \frac{dEM}{dt} f(T).$$

Во многих вспышках присутствует фаза нагрева (Хадсон, 2021; Струминский и др., 2021; Григорьева, Струминский, 2021; Струминский, Григорьева, 2022) и нет значимого изменения  $EM$ . По нашим представлениям ускорение КВМ связано именно с изменением меры эмиссии и начинается в момент начала роста  $dEM/dt$  на фоне продолжающегося роста температуры плазмы.

Мы обращаем внимание на изменение высотного профиля концентрации плазмы в эруптивных вспышках, которое не учитывалось другими авторами и которое, возможно, является ключом к пониманию природы КВМ. Регистрации излучения на частотах менее 2 ГГц, где тепловое и плазменное излучение преобладает над гиротронным (например, фиксированные частоты RSTN 1415, 610, 410 и 245 МГц), позволяет оценить концентрацию электронов плазмы  $n_0(t)$  (здесь и

далее мы считаем, что концентрации электронов и протонов равны, и ниже говорим о концентрации плазмы) по плазменной частоте  $\nu_p = 9000n_0^{1/2}$  и характерный размер  $L_0(t)$  радиоисточника по наблюдениям SXR излучения.

Предположим, что в области радиоисточника находится SXR источник с концентрацией  $n(t)$ , где  $n(t) > n_0(t)$ , и характерным размером  $L(t) < L_0(t)$ . Из SXR наблюдений вычисляются температура  $T(t)$  и мера эмиссии  $EM(t)$  вспышечного источника. Здесь и далее мы считаем, что идеи наблюдений радиовсплесков II и IV типов на частотах  $< 180$  МГц остаются верными и для больших частот. Если источник SXR излучения представляет собой полусферу с объемом  $V = 2\pi L^3/3 \approx 2L^3$ , то  $EM(t) = 2n^2(t)L^3(t) > 2n_0^2(t)L(t)$ , линейный размер

$$L(t) < \left( \frac{EM(t)}{2n_0^2(t)} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

т.е. можно оценить минимальный  $L(t)$  и максимальный  $L_0(t)$  размер SXR источника (при условии  $T(t) = T_0(t)$ ).

Источник SXR расширяется, следовательно,  $dL(t)/dt > 0$ , а скорость расширения

$$u(t) = \frac{dL(t)}{dt}. \quad (2)$$

Условие замагниченности плазмы в SXR источнике  $B^2/8\pi > 2nkT$  позволяет оценить необходимую минимальную величину магнитного поля  $B$ . Очевидно, что расширение SXR будет происходить, если  $B^2/8\pi > 2n_0kT_0$ .

Равновесное минимальное значение магнитного поля

$$B = (16\pi n_0 k T_0)^{1/2}. \quad (3)$$

При переходе всей энергии магнитного поля в кинетическую энергию плазмы с концентрацией  $n_0$ , максимальная возможная скорость КВМ будет равна локальной альвеновской скорости

$$V_{CME} = V_A = \frac{B}{(4\pi m_p n_0)^{1/2}}, \quad (4)$$

что в корень из двух раз больше тепловой скорости

$$V = \left( \frac{2kT}{m_p} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Масса, запасенная в замкнутых структурах, может составить основную массу КВМ

$$M = 2L^3 m_p n. \quad (6)$$

Расширение SXR источника осуществляется за счет непрерывного подвода магнитной энергии

(увеличение магнитного поля на поверхности фотосферы — “всплытие магнитного потока”), которая затем выделяется во множественных актах пересоединения. “Всплытие магнитного потока” должно быть неразрывно связано с увеличением потока вещества из хромосферы, где магнитное поле заморожено. О происходящих процессах энерговыделения при изменении магнитного поля говорит нетепловое жесткое рентгеновское (HXR) излучение.

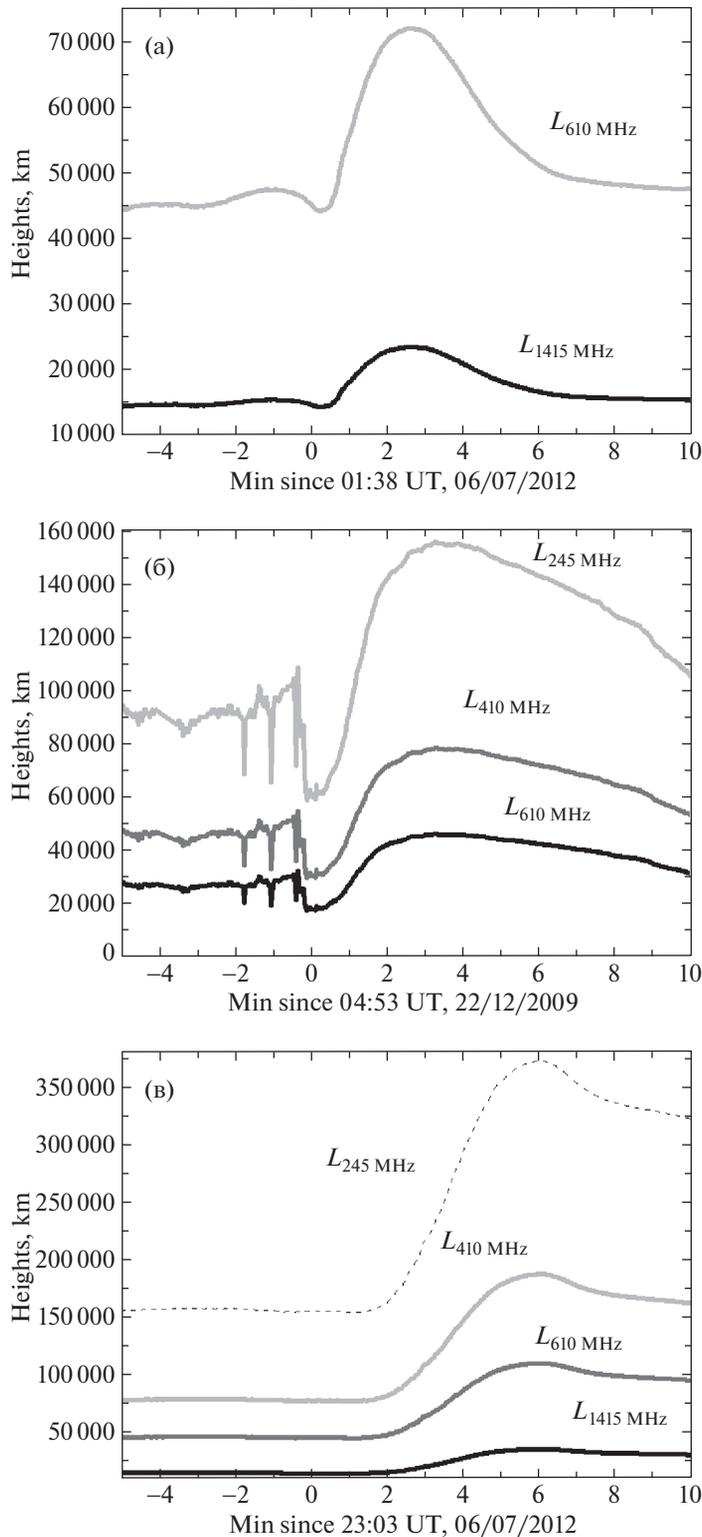
## РАСШИРЕНИЯ SXR ИСТОЧНИКА И КВМ

### Оценка размера SXR источника

На рис. 2 показаны характерные размеры источников SXR излучения в трех исследуемых вспышках, рассчитанные по формуле (1). Считаем, что оценку для размера источника дают измерения на наибольшей ненаблюдавшейся частоте, а нижнюю — на наибольшей наблюдавшейся. Мы считаем, что данные частоты определяются именно плазменной частотой, а не ее гармоникой, поскольку плазменная частота дает граничное значение для частоты. С другой стороны, отношение фиксированных частот RSTN 245 : 410 : 610 : 1415 МГц = 1 : 1.67 : 2.49 : 5.78. Так как мы рассматриваем не одну частоту RSTN, а несколько последовательных частот, то возможность второй гармоники нами уже учтена. Отдельно отметим, что обсуждение механизмов радиоизлучения не является задачей данной работы, нам важно только отсутствие принципиальной возможности его наблюдения на частотах меньше, чем плазменная частота среды, окружающей радиоисточник.

Сначала рассмотрим вспышку M2.9 06.07.2012, в которой радиоизлучение на частотах менее 1415 МГц не наблюдалось. Оценки размера SXR источника выполнены для двух плазменных частот: 1415 МГц — наименьшая наблюдавшаяся, 610 МГц — первая не наблюдавшаяся. В начале вспышки размер SXR источника не превышал 15.5 Мм, а максимальный размер был 23.5 Мм (рис. 2а). В работе (Григорьева, Струминский, 2021) была получена оценка максимальной высоты  $\sim 35$  Мм, которая требует чуть меньшую плотность. В любом случае размер SXR источника заведомо не превышал 45 Мм, что соответствует фоновому SXR излучению и плазменной частоте в источнике 610 МГц.

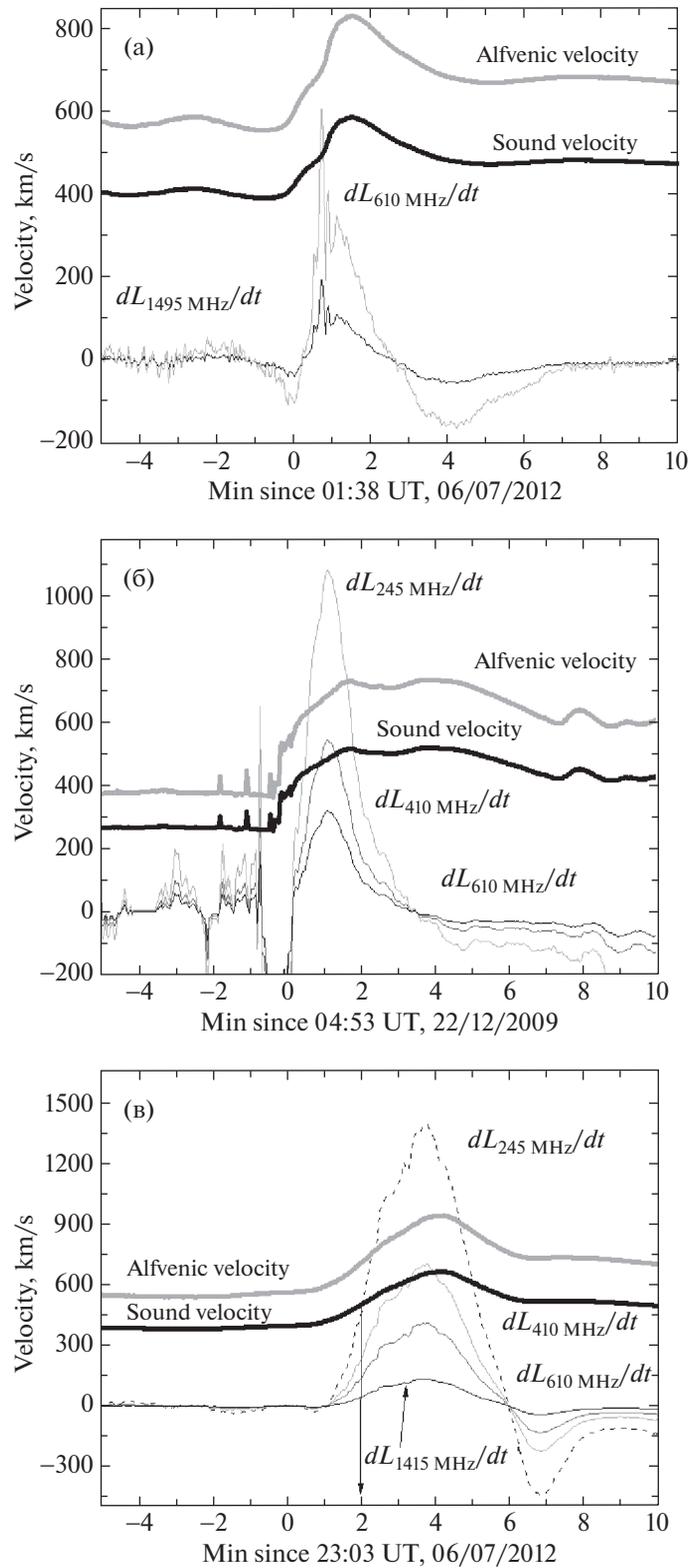
Напротив, во вспышке C7.2 22.12.2009 радиоизлучение не наблюдалось на частотах RSTN более 610 МГц. Оценки размера SXR источника выполнены для трех наблюдавшихся плазменных частот: 610, 410 и 245 МГц (рис. 2б). Минимальный размер SXR источника в C7.2 22.12.2009 был  $\sim 18$  Мм (610 МГц в 0 мин), а максимальный



**Рис. 2.** Размер SXR источника при заданных концентрациях плазмы во вспышках: (а) — M2.9 6 июля 2012 г., (б) — C7.2 22 декабря 2009 г., (в) — X1.1 6 июля 2012 г.

~156 Мм (245 МГц на 3.27 мин). В случае же вспышки X1.1 06.07.2012 (рис. 2в) радиоизлучение сначала появилось на гиротронных частотах 8.8 и 4995 МГц, а потом на плазменных частотах

1415, 610, 410 и 245 МГц. Минимальный размер SXR источника в X1.1 06.07.2012 был ~15.0 Мм (1415 МГц в 0 мин), а максимальный — ~373 Мм (245 МГц на 6 мин).



**Рис. 3.** Скорости границы SXR источника (тонкие линии) в сравнении с тепловой и альвеновской скоростями плазмы (толстые линии) во вспышках: (а) — M2.9 6 июля 2012 г., (б) — C7.2 22 декабря 2009 г., (в) — X1.1 6 июля 2012 г.

#### Скорость расширения SXR источника

Продифференцировав по времени полученные линейные размеры SXR источника, получаем за-

висимости скоростей расширения SXR источника от времени, которые сравниваются с равновесной скоростью Альвена (4) и тепловой скоростью (5).

**Таблица 2.** Режимы ускорения КВМ от вспышки (X1.1 06.07.2012)

Режимы	$t_0$ , с	$\alpha$ , км	$\beta$ , км/с	$t_{1.1}$ , с	$a_{1.1}$ , км/с <sup>2</sup>	$t_{1.25}$ , с	$a_{1.25}$ , км/с <sup>2</sup>
early	-11	$1.58 \times 10^6$	1829	-230	4.2	-212	4.1
late	+2	$-6.47 \times 10^5$	3278	742	5.3	806	4.8

Во вспышке M2.9 06.07.2012 (рис. 3а) сверхзвуковые и сверхальвеновские скорости расширения SXR источника (при плазменной частоте 1415 МГц), по всей видимости, достигнуты не были. Могло быть кратковременное превышение скорости звука при частоте 610 МГц, но такие плотности достигнуты не были, так как излучение на частоте 610 МГц не наблюдалось. Радиоизлучение II типа, которое обычно связывают с формированием ударной волны, в событии M2.9 06.07.2012 зарегистрировано не было.

Во вспышке C7.2 22.12.2009 (рис. 3б) могли реализоваться сверхзвуковое (при <410 МГц с +1 мин) и сверхальвеновское (при <245 МГц с 0.5 мин) движения. Начиная с +4 мин регистрировалось радиоизлучение II типа на частоте 164 МГц, что соответствует  $L = (EM/(2n^2))^{1/3} = 263$  Мм =  $1.38 R_\odot$ . Действительно, в 05:54 UT в поле зрения SOHO/LASCO\_C2 на  $3.05 R_\odot$  было зарегистрировано первое появление КВМ со скоростью 346 км/с (скорость рассчитана по первым двум положениям 1, 2 — 61 и 73 мин  $3.05$  и  $3.41 R_\odot$  по наблюдениям LASCO). При баллистическом распространении скорость на высоте 65 Мм должна составлять 586 км/с. В предположении, что КВМ ускорялся до скорости 586 км/с от  $T_{\max}$  до  $EM_{\max}$ , время ускорения 126 с, а величина ускорения  $a = 4.7$  км/с<sup>2</sup>.

Во вспышке X1.1 06.07.2012 (рис. 3в), аналогично случаю C7.2 22.12.2009, могли реализоваться сверхзвуковое (при < 410 МГц с +3 мин) и сверхальвеновское (< 245 МГц +2 мин) движения. Начиная с +6 мин регистрировалось радиоизлучение II типа на частоте 180 МГц, что соответствует  $L = (EM/(2n^2))^{1/3} = 556$  Мм =  $1.79 R_\odot$  при максимальной мере эмиссии.

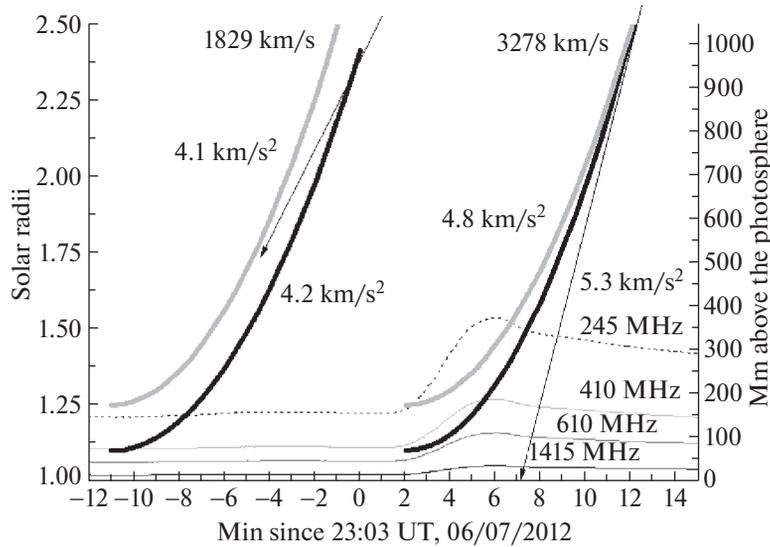
*Траектория КВМ во вспышке X1.1 6 июля 2012 г.*

Для восстановления положения КВМ до его первого появления в поле зрения коронографа LASCO C2 ( $1.5-6 R_\odot$ ) применим метод сшивки предполагаемого равноускоренного и наблюдаемого равномерного движения (Струминский и др., 2021). Используем линейную аппроксимацию положения КВМ по данным LASCO  $R(t) = \alpha + \beta t$ . Рассмотрим два случая аппроксимации, где

используются: 1) все точки наблюдения КВМ и 2) первые две (1 и 2) точки. Параметры аппроксимации  $\alpha$  и  $\beta$  представлены в табл. 2. Момент “мгновенного” ускорения КВМ на  $R = 1 R_\odot$  можно считать в первом случае ранним (early), а во втором — поздним (late) (рис. 4). Параметры равномерного ускорения КВМ найдем, предполагая, что КВМ движется из положения  $R_0$  в момент  $t_0$  с начальной скоростью  $V_0 = 0$  и ускорением  $a = \text{const}$  до момента  $t$ , из условия сшивки равноускоренного и равномерного движений следует  $t = (2R_0 - 2\alpha - \beta t_0)/\beta$  (Струминский и др., 2021).

В первом случае время  $t_0$  выбрано произвольно, а во втором — старт КВМ предполагается в момент начала роста EM и радиоизлучения на 245 МГц (+2 мин). Результаты наблюдений и модельных расчетов положения КВМ показаны на рис. 4 и в табл. 2 для двух начальных положений  $R_0 = 1.1$  ( $1.25 R_\odot$ ). Отметим, что наблюдения КВМ коронографом LASCO находятся вне масштаба рис. 4. При использовании первой аппроксимации (раннего ускорения) момент мгновенного ускорения КВМ на  $1 R_\odot$  не совпадает со временем развития вспышки (рис. 4), и момент начала длительного ускорения был выбран произвольно на -11 мин (табл. 2). Средняя скорость 1829 км/с примерно в два раза меньше скорости, полученной во второй аппроксимации (позднего ускорения). В случае использования второй аппроксимации согласие между временами ускорения КВМ и развития вспышечных процессов значительно лучше.

На рис. 4 видно, что в первые 6 мин ожидаемые траектории КВМ находятся внутри источника SXR при его плотности  $7.4 \times 10^8$  см<sup>-3</sup> (245 МГц). На 6 мин отмечено начало радиоизлучения II типа на 180 МГц, т.е. плотность радиоисточника стала менее  $4 \times 10^8$  см<sup>-3</sup>. Оценим высоту источника излучения II типа на +6 мин с частотой 180 МГц —  $4.0 \times 10^8$  см<sup>-3</sup>. В этот момент значение меры эмиссии  $5.5 \times 10^{49}$  см<sup>-3</sup>, и высота источника будет  $L = (EM/(2n^2))^{1/3} = 556$  Мм. Это соответствует гелиоцентрическому расстоянию  $1.79 R_\odot$  — оценка в модели ускорения с  $1.45 R_\odot$  при высоком старте, но, возможно, реальная высота на 0 мин была еще больше. Величина ускорения (табл. 2)  $5.3$  км/с<sup>2</sup>, найденная для второй аппроксимации



**Рис. 4.** Положения КВМ во вспышке X1.1 6 июля 2012 г. в различных моделях его ускорения (см. текст и табл. 2). Левая стрелка — ранний КВМ, линейная аппроксимация всех точек наблюдения LASCO (1829 км/с), правая стрелка — поздний КВМ, линейная аппроксимация точек (1, 2) LASCO (3278 км/с). Толстые линии — равномерное ускорение из положений (серые линии,  $1.25 R_{\odot}$ ) и (черные линии,  $1.1 R_{\odot}$ ) соответственно. Тонкие линии — характерный размер SXR источника при различных концентрациях (см. рис. 1в).

скорости 3273 км/с и низкого старта, отлично согласуется с  $5.87 \text{ км/с}^2$  при ускорении до скорости первого появления — 3276 км/с (Гопалсвами и др., 2016). Имеющееся расхождение можно объяснить разным выбором полного времени ускорения — различие 71 с.

### ОЦЕНКИ ВЕЛИЧИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

На рис. 5 показаны минимальные значения магнитного поля, которые необходимы для достижения КВМ второй космической скорости на Солнце — 618 км/с (рис. 5а,б) и скорости первого появления — 3278 км/с (рис. 5в).

На рис. 5а кривые показывают рассчитанные величины равновесного  $B$  для двух плазменных частот — последней наблюдавшейся 1415 МГц и первой не наблюдавшейся 610 МГц, а горизонтальные линии — необходимые величины  $B$  для достижения плазмой второй космической скорости. Сравнение равновесных величин магнитного поля и его величин, необходимых для достижения 618 км/с, показывает, что энергии магнитного поля, запасенного в структурах с плазменной частотой 1415 МГц, достаточно для ускорения межпланетного КВМ. Однако так как не происходит расширения плотных структур ( $> 610 \text{ МГц}$ ) с большими магнитными полями в области с меньшими плотностями ( $< 610 \text{ МГц}$ ), то “магнитная детонация” не наблюдается. Конфигурация магнитного поля остается замкнутой.

На рис. 5б кривые показывают рассчитанные величины равновесного  $B$  для трех наблюдавшихся плазменных частот 245, 410 и 610 МГц, а горизонтальные линии — необходимые величины  $B$  для достижения 618 км/с. Сравнение равновесных величин магнитного поля и величин, необходимых для достижения 618 км/с, показывает, что энергии магнитного поля, запасенного в структурах с плазменными частотами 245–610 МГц, достаточно для ускорения межпланетного КВМ. По всей видимости, более плотные структуры ( $> 610 \text{ МГц}$ ) с большими магнитными полями расширялись, сжимая менее плотные структуры ( $< 410 \text{ МГц}$ ). При должной полярности магнитного поля могло происходить пересоединение с выделением энергии, достаточной для магнитной детонации.

На рис. 5в кривые показывают рассчитанные величины равновесного  $B$  для четырех плазменных частот, а горизонтальные линии — необходимые величины  $B$  для достижения наблюдавшейся  $V_{CME} = V_A = 3278 \text{ км/с}$ . Сравнение равновесных величин магнитного поля и величин, необходимых для достижения скорости первого появления КВМ (рис. 5), показывает, что энергии магнитного поля, запасенного в структурах с плазменными частотами  $< 410 \text{ МГц}$ , недостаточно для ускорения КВМ с  $V_{CME} \geq 3278 \text{ км/с}$ . Однако при подъеме более плотных структур ( $> 610 \text{ МГц}$ ) с большими магнитными полями в области ( $< 410 \text{ МГц}$ ) энергии поля может быть достаточно для осуществления магнитной детонации.

**Таблица 3.** Характеристики SXR источника вспышки (X1.1 06.07.12) и оценки параметров плазмы при максимальной скорости его расширения (момент +4 мин  $T_{\max}$ )

MHz	$n, \text{см}^{-3}$	$L, \text{Мм}$	$M = 2nL^3, \text{г}$	$dL/dt, \text{км/с}$	$ndL/dt, 1/\text{с} \cdot \text{см}^2$	$B, \text{Гс}$	$E, \text{В/см}$
1415	$2.5 \times 10^{10}$	27	$1.5 \times 10^{15}$	135	$3.4 \times 10^{17}$	66	8.9
610	$4.6 \times 10^9$	85	$9.0 \times 10^{15}$	415	$1.9 \times 10^{17}$	28	11.6
410	$2.1 \times 10^9$	140	$1.8 \times 10^{15}$	705	$1.5 \times 10^{17}$	19	13.4
245	$7.4 \times 10^8$	280	$5.2 \times 10^{16}$	1400	$1.0 \times 10^{17}$	11	15.4
245	$7.4 \times 10^8$	280	$5.2 \times 10^{16}$	1400	$1.0 \times 10^{17}$	66*	92.4

СЦЕНАРИЙ РАЗВИТИЯ ВСПЫШКИ X1.1  
06.07.2012 г. ОБСУЖДЕНИЕ

На +6 мин вспышка развивается на высотах от 27 до 280 Мм, а линейная скорость расширения SXR источника меняется от 135 до 1400 км/с. Поток вещества снизу вверх уменьшается, его величину вполне может обеспечить хромосфера (хромосферное испарение). Полученные выше оценки скорости расширения SXR источника (рис. 3в) и имеющегося равновесного магнитного поля (рис. 5в) позволяют рассчитать массу КВМ, поток вещества в короне и напряженность электрического поля пересоединения. Эти величины в момент максимальной температуры приведены в табл. 3.

Масса плазмы, заключенная в замкнутые структуры вспышки, может быть основой для наблюдавшегося КВМ с массой  $8.4 \times 10^{15}$  г ([https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/UNIVERSAL/2012\\_07/univ2012\\_07.html](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/UNIVERSAL/2012_07/univ2012_07.html)). Наилучшее согласие с нашей оценкой массы  $9.0 \times 10^{15}$  г для плотности  $4.6 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$  (плазменная частота 610 МГц).

На этих высотах величина равновесного магнитного поля составляет примерно 66–10 Гс. При таких скоростях и магнитных полях напряженности электрического поля  $E = eVB/c$  будут превышать поле Драйзера на всех высотах развития эрупции. Оценки электрических полей во вспышках приведены в обзоре (Лысенко и др., 2020). Отметим, что наши оценки поля 9–15 В/см практически совпадают с оценкой для 10 сентября 2017 г. 20 В/см при скорости падения поля 5 Гс/с (Флейшман, 2020). На всех высотах развития эрупции можно легко обеспечить такое падение поля. Напряженность электрического поля примерно одинакова на разных высотах, что может обеспечить ускорение частиц во всем рассматриваемом объеме.

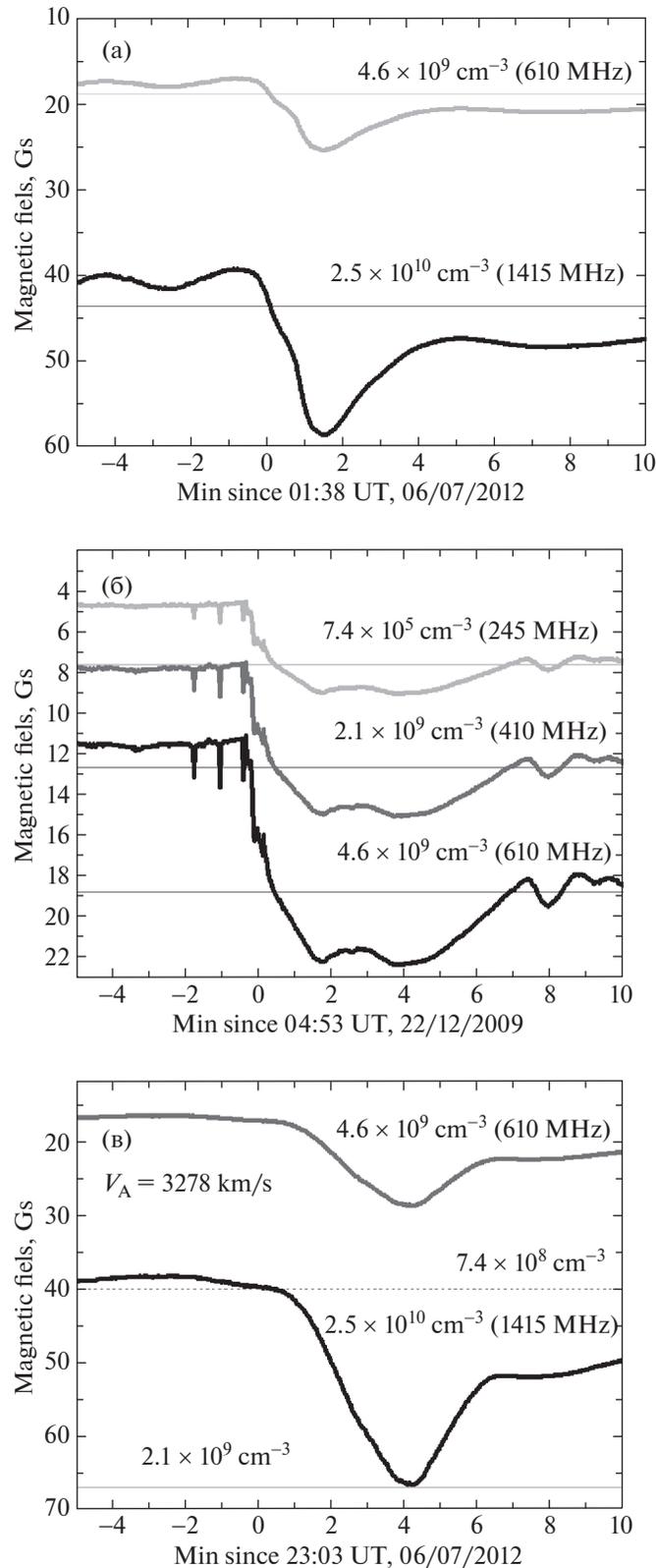
Дорман (2019) предложил считать, что частицы космических лучей (КЛ) во всем спектре и в различных источниках приобретают энергию по сути в одном и том же механизме ускорения —

при передаче энергии от макрообъектов и макропроцессов напрямую микрообъектам (заряженным убегающим частицам — КЛ). Эта передача энергии происходит в динамической плазме с замороженными магнитными полями. Один из примеров такого ускорения — дрейфовое ускорение на ударной волне (см. Дорман, 2019, и ссылки там). Если ударная волна распространяется с замороженным магнитным полем, то заряженные частицы вблизи ударного фронта будут дрейфовать вдоль электрического поля и ускоряться. В этом случае  $u_1 B_1 = u_2 B_2$ , и напряженность электрического поля  $E_1 = E_2$ , где индексы показывают положение относительно фронта. Возрастание энергии заряженной частицы будет  $\Delta E = ZeE_1 L = ZeE_2 L$ , где  $Ze$  — заряд частицы, а  $L$  — длина дрейфа вдоль электрического поля на фронте ударной волны. Именно такое ускорение, по всей видимости, имеет место при “магнитной детонации” (табл. 3). Необходимая длина пути для ускорения протонов до релятивистских энергий может быть достигнута во множестве элементарных актов. В этом случае источник солнечных релятивистских протонов будет совпадать как с местом солнечной вспышки, так и с областью ускорения КВМ.

ВЫВОДЫ

1. “Классическая” модель вспышек не объясняет ускорение протонов  $> 100$  МэВ и ускорение межпланетных корональных выбросов массы до скоростей  $> 618$  км/с. Именно поэтому, для объяснения этих явлений привлекают ударные волны и эрупцию магнитного жгута.

2. Предложена гипотеза “магнитной детонации”, согласно которой эруптивные вспышки и КВМ представляют собой результат множественного магнитного пересоединения от хромосферы до верхней короны при расширении плазменных структур с замороженным сильным магнитным полем в область слабого. Показано, что модель может реализоваться в длительных вспышках при наличии КВМ и ускорения частиц, но не реализуется в коротких импульсных вспышках.



**Рис. 5.** Равновесное магнитное поле, соответствующее  $\beta = 1$ , при различных плотностях и плазменных частотах (толстые кривые) во вспышках: (а) — M2.9 6 июля 2012 г., (б) — C7.2 22 декабря 2009 г., (в) — X1.1 6 июля 2012 г. Равновесное магнитное поле сравнивается с минимальным магнитным полем (прямые линии), необходимым для достижения 2-й космической скорости на Солнце (618 км/с) — (а) и (б) и скорости КВМ 3278 км/с — (в).

3. Рассмотрен возможный процесс расширения SXR источника (GOES), определены его линейные размеры и скорости расширения в предположении, что концентрация плазмы в источнике соответствует плазменной частоте (наблюдаемому плазменному излучению (RSTN)) для трех вспышек C7.2 22.12.2009, M2.9 06.07.2012 и X1.1 06.07.2012.

4. Найдено, что сверхтепловые и сверхальвеновские скорости расширения источника были достигнуты только в случаях C7.2 22.12.2009 и X1.1 06.07.2012 при концентрациях плазмы, соответствующих плазменным частотам ниже 610 МГц. В случае M2.9 06.07.2012, когда плазменная частота была более 1415 МГц, высота источника была менее 45 Мм. Скорости расширения X1.1 06.07.2012 при концентрациях (ниже 245 МГц) соответствуют наблюдавшимся скоростям КВМ. Это показывает непосредственную связь расширения SXR источника и ускорения КВМ, наблюдавшихся в поле зрения коронографа LASCO.

5. Если магнитные структуры с плотностью  $>4.6 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$  (плазменная частота  $> 610 \text{ МГц}$ ) и магнитным полем  $>30 \text{ Гс}$  поднимаются к магнитным структурам с меньшей плотностью  $<2.1 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$  (плазменная частота  $<410 \text{ МГц}$ ) и магнитным полем  $\sim 20 \text{ Гс}$ , то в результате магнитного пересоединения может развиваться процесс “магнитной детонации” — ускорение плазмы до сверхальвеновских скоростей. Энергии магнитного поля во всем вспышечном объеме достаточно для ускорения КВМ со скоростями, близкими к максимальной скорости Альвена в короне.

6. Во всем вспышечном объеме при расширении вследствие пересоединения возникают электрические поля, которые должны позволить реализовать процесс длительного стохастического ускорения протонов до релятивистских энергий.

К сожалению, для проверки данной модели требуются наблюдения с высоким пространственным разрешением, которые в настоящее время отсутствуют. Наблюдения высоких корональных источников в случаях, когда более яркие источники, связанные с основаниями вспышечных петель, скрыты за лимбом, косвенно подтверждают правильность нашего подхода. Наблюдения множественного магнитного пересоединения, связанного с тиринг-неустойчивостью, также вне возможностей существующих инструментов (Френч и др., 2019).

Мы благодарим участников наземных и космических экспериментов, данные которых находятся в открытом доступе и были использованы в работе (GOES, RSTN и SOHO LASCO).

Работа была поддержана субсидиями по темам “Плазма” (А.Б. Струминский и А.М. Садовский) в ИКИ РАН и “Многоволновое активное Солнце” (И.Ю. Григорьева) в ГАО РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аккерманн и др. (M. Ackermann, M. Ajello, A. Albert, A. Allafort, L. Baldini, G. Barbiellini, D. Bastieri, K. Bechtol, et al.), *Astrophys. J.* **787**, Id15 (2014).  
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/787/1/15>.
2. Алтынцев и др. (A. Altyntsev, N. Meshalkina, I. Myshyakov, V. Pal'shin, and G. Fleishman), *Solar Phys.* **292**, 137 (2017).
3. Антиох и др. (S.K. Antiochos, C.R. DeVore, and J.A. Klimchuk), *Astrophys. J.* **510**, 485 (1999).
4. Анзер, Пнойман (U. Anzer and G.W. Pneuman), *Solar Phys.* **79**, 129 (1982).
5. Ауланиер и др. (G. Aulanier, P. Démoulin, C.J. Schrijver, M. Janvier, E. Pariat, and B. Schmieder), *Astron. Astrophys.* **549**, A66 (2013).  
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220406>.
6. Ашванден (M.J. Aschwanden), *Space Sci. Rev.* **124**, 361 (2006).
7. Ашванден (M.J. Aschwanden), *Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions* (Springer, 2009).
8. Ашванден (M.J. Aschwanden), arXiv:2112.07759v1 (2021).  
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2112.07759>.
9. Васантарая и др. (N. Vasantharaju, F. Zuccarello, F. Ferrente, and S.L. Guglielmino), *Astrophys. J.* **950**, 183 (2023).  
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/acff>.
10. Ванг и др. (J. Wang, P.J.A. Simoes, and L. Fletcher), *Astrophys. J.* **859**, 25 (2018).
11. Великович А.Л., Либман М.А., *Физика ударных волн в газах и плазме*. Отв. ред. Я.Б. Зельдович (М.: Наука, 1987).
12. Вржњак, Клайвер (B. Vršnak and E.W. Cliver), *Solar Phys.* **253**, 215 (2008).  
<http://doi.org/10.1007/s11207-008-9241-5>.
13. Галеев и др. (A.A. Galeev, R. Rosner, S. Serio, and G.S. Vaiana), *Astrophys. J.* **243**, 301 (1981).  
<http://doi.org/10.1086/158598>.
14. Гослинг (J.T. Gosling), *J. Geophys. Res.* **98**, 18937 (1993); <https://doi.org/10.1029/93JA01896>.
15. Гопалсвами и др. (N. Gopalswamy, H. Xie, S. Akiyama, S. Yashiro, I.G. Usoskin, and J.M. Davila), *Astrophys. J.* **765**, L30 (2013).  
<https://doi.org/10.1088/2041-8205/765/2/L30>.
16. Гопалсвами и др. (N. Gopalswamy, S. Yashiro, N. Thakur, P. Makela, H. Xie, and S. Akiyama), *Astrophys. J.* **833**, 216 (2016).  
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/833/2/216>.
17. Григорьева, Струминский (I.Yu. Grigor'eva and A.B. Struminsky), *Geomag. and Aeron.* **61**, 1263 (2021).  
<https://doi.org/10.1134/S0016793221080090>.
18. Григорьева И.Ю., Струминский А.Б., Шаховская А.Н., Труды XXV конференции “Солнечная и солнечно-земная физика-2021”, под ред. Ю.А. Наговицына, А.В. Степанова (2021).

19. Григорьева И.Ю., Струминский А.Б., Астрон. журн. **99**, 486 (2022).  
<https://doi.org/10.31857/S0004629922060044>.
20. Дорман (L.I. Dorman), Adv. Space Res. **64**, 2418 (2019).  
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.06.031>.
21. Зельдович Я.Б., Компанец А.С., *Теория детонации* (М.: Гос. изд-во научно-технической литературы, 1955).
22. Леденев В.Г., Астрон. журн. **37**, 113 (1980).
23. Лысенко А.Л., Фредерикс Д.Д., Флейшман Г.Д. и др., Успехи физ. наук **190**, 878 (2020).  
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.06.038757>.
24. Нойперт (W.M. Neupert), Astrophys. J. **153**, L59 (1968).
25. Рип, Книжник (J.W. Reep and K.J. Knizhnik), Astrophys. J. **874**, 157 (2019).  
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/a>.
26. Старрок и др. (P.A. Sturrock, P. Kaufman, R.L. Moore, and D.F. Smith), Solar Phys. **94**, 341 (1984).  
<https://doi.org/10.1007/BF00151322>.
27. Струминский, Ган (A. Struminsky and W. Gan), J. Phys: Conf. Ser. **632**, 012081 (2015).
28. Струминский, Григорьева (A.B. Struminsky and I.Yu. Grigorieva), Geomag. and Aeron. **63**, 1055 (2022).  
<https://doi.org/10.1134/S0016793222080205>.
29. Струминский и др. (A.B. Struminsky, Yu.I. Logachev, I.Yu. Grigorieva, and A.M. Sadovskii), Geomag. and Aeron. **60**, 1057 (2020).  
<https://doi.org/10.1134/S001679322008023X>.
30. Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И. и др., Геомат. и аэрон. **61**, 683 (2021).  
<https://doi.org/10.31857/S001679402105014X>.
31. Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Садовский А.М., Труды XXVI конференции “Солнечная и солнечно-земная физика-2022”, под ред. Ю.А. Наговицына, А.В. Степанова. ГАО РАН (2022).
32. Флейшман (G.D. Fleishman), Science, **367**, 278 (2020).
33. Френч и др. (R.J. French, Ph.G. Judge, S.A. Matthews, and L. van Driel-Gesztelyi), Astrophys. J. Lett. **887**, L34 (2019).
34. Хадсон (H.S. Hudson), Astrophys. J. **531**, L75 (2000).
35. Хадсон и др. (H.S. Hudson, P.J.A. Simoes, L. Fletcher, L.A. Hayes, and I.G. Hannah), MNRAS **501**, 1273 (2021).
36. Хейварте и др. (J. Heyvaerts, E.R. Priest, and D.M. Rust), Astrophys. J. **216**, 123 (1977).
37. Ховард, Пиццо (T.A. Howard and V.J. Pizzo), Astrophys. J. **824**, 92 (2016).  
<https://doi.org/10.3847/0004-637X/824/2/9>.
38. Ховард и др. (T.A. Howard, C.E. De Forest, U.G. Schneck, and C.R. Alden), Astrophys. J. **834**, 86 (2017).  
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/834/1/8>.
39. Швестка (Z. Švestka), Solar Phys. **160**, 53 (1995).
40. Швестка, Клайвер (Z. Švestka and E.W. Cliver), IAU Coll. 123, Lecture Notes in Physics **399**, 1 (1992).
41. Швестка (Z. Švestka), Space Sci. Rev. **95**, 135 (2001).

## МЕТОД ОЦЕНКИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ПЕРИОДА ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

© 2023 г. Л. С. Леденцов<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16.10.2023 г.

После доработки 18.11.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

С целью анализа современных спутниковых наблюдений аркад вспышечных корональных петель предложен метод оценки пространственного периода энерговыделения в солнечных вспышках. Метод основывается на применении анализа Фурье к разностным изображениям вспышечных аркад в далеком ультрафиолетовом диапазоне. Работа метода продемонстрирована на примере наблюдения Бастильской вспышки с космического аппарата TRACE в канале 171 Å. Среднее значение пространственного периода энерговыделения в Бастильской вспышке, определенное предложенным методом, составляет 5–8 Мм, что хорошо согласуется со сценарием развития тепловой неустойчивости предвспышечного токового слоя в солнечных вспышках.

*Ключевые слова:* солнечные вспышки, магнитные петли, крайний ультрафиолет.

**DOI:** 10.31857/S0320010823110062, **EDN:** RYSFIE

### ВВЕДЕНИЕ

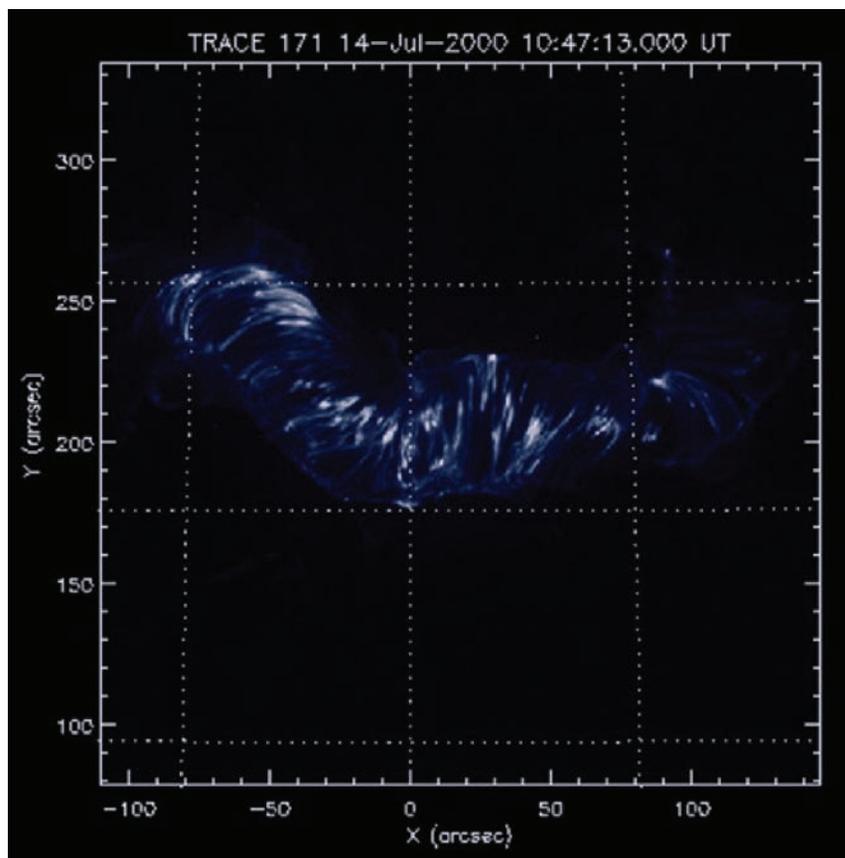
В последние десятилетия космические обсерватории позволили изучать развитие солнечных вспышек во всех диапазонах электромагнитного излучения (Бенц, 2017). Яркие корональные вспышечные петли в крайнем ультрафиолете — одно из наиболее зрелищных проявлений солнечной активности, доступное для детальных наблюдений. Сложная структура распределения ярких петель в пространстве указывает на неоднородность первичного энерговыделения во вспышке (Крукер и др., 2003; Рева и др., 2015). Тем не менее зачастую можно отметить некоторую квазипериодичность в пространственном распределении ярких петель во вспышечной аркаде. Отличным примером вспышки с хорошо структурированной вспышечной аркадой и квазипериодическим расположением ярких петель служит Бастильская вспышка, произошедшая 14 июля 2000 г. (Оланье и др., 2000; Сомов и др., 2002).

Согласно современным представлениям, перед вспышкой над аркадой магнитных петель формируется тонкий токовый слой (Прист, Форбс, 2002; Сомов, 2013; Ториуми, Ванг, 2019). Токовый слой в начале своего развития разделяет сталкивающиеся магнитные потоки, препятствуя их перезамыканию.

Это приводит к накоплению свободной энергии в непотенциальном магнитном поле, связанном с электрическим током токового слоя. При разрушении предвспышечного токового слоя свободная энергия магнитного поля реализуется в виде солнечной вспышки (Орешина, Сомов, 1998; Сомов, Орешина, 2000; Узденский, 2007). Процесс преобразования энергии может идти долгим путем. От пересоединяющего токового слоя в короне энергия переносится ускоренными частицами в хромосферу, откуда расширяющаяся разогретая плазма возвращает ее в корональные петли, чтобы, остывая, высветить в виде электромагнитного излучения. Все перечисленные процессы, имея общую плазменную природу, связаны магнитными полями так, что расположение ярких петель во вспышечной аркаде говорит также и о расположении областей первичного энерговыделения в пересоединяющем токовом слое.

Настоящая работа представляет метод оценки пространственного периода первичного энерговыделения в солнечных вспышках на основе анализа Фурье вспышечных ультрафиолетовых аркад магнитных петель. Актуальность работы обусловлена существованием множества механизмов, приводящих к квазипериодическому разрушению токового слоя в пространстве. Среди них можно выделить развитие тиринг-неустойчивости (Фюрс

\* Электронный адрес: leonid.ledentsov@gmail.com



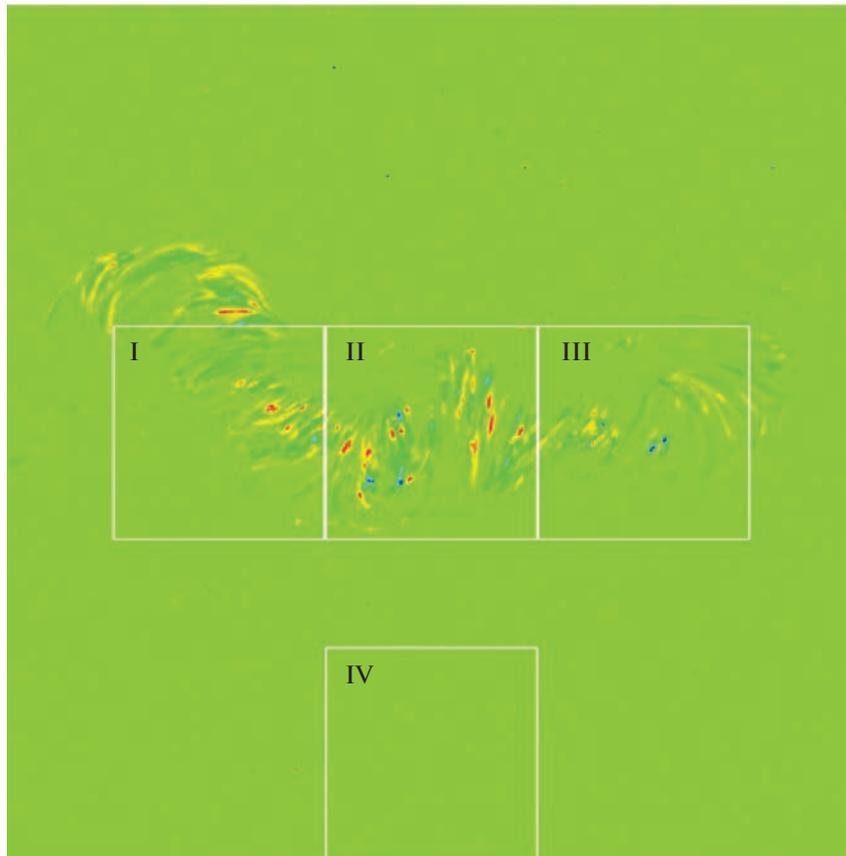
**Рис. 1.** Пример одного кадра Бастильской вспышки в канале 171 Å, снятой с космического аппарата TRACE. По осям отложен размер поля зрения телескопа, пунктиром на снимке — ячейки  $5^\circ \times 5^\circ$  на поверхности Солнца.

и др., 1963; Сомов, Вернета, 1993), взаимодействие токового слоя с магнитогидродинамическими волнами (Ворпал, 1976; Накаряков и др., 2006; Артемьев, Зимовец, 2012), плазменные неустойчивости корональной аркады (Климушкин и др., 2017), тепловые неустойчивости токового слоя (Филд, 1965; Сыроватский, 1976; Сомов, Сыроватский, 1982). Так, модель тепловой неустойчивости предсказывает разрушение предвспышечного токового слоя с пространственным периодом 1–10 Мм в широком диапазоне возможных корональных характеристик плазмы (Леденцов, 2021a,b,c). Помимо пространственной неоднородности энерговыделение в солнечных вспышках показывает сложную динамику во времени, так называемые квазипериодические пульсации. Подробную информацию о квазипериодических неустойчивостях в солнечных вспышках и их наблюдательных проявлениях см. в обзоре Зимовец и др. (2021), а также цитируемой в нем литературе.

## НАБЛЮДЕНИЯ

Солнечные вспышки — сложный многоступенчатый процесс преобразования свободной энергии

магнитного поля в энергию электромагнитного излучения, а также теплового и направленного движения частиц. Электроны, ускоренные в процессе первичного энерговыделения, опускаясь вдоль линий магнитного поля в хромосферу, вызывают ее нагрев и дальнейшее расширение вдоль соответствующих трубок магнитного поля. Тепловое излучение расширяющейся плазмы подсвечивает отдельные яркие петли во вспышечной аркаде. Таким образом, расположение ярких магнитных петель во вспышечной аркаде несет в себе информацию о расположении областей первичного энерговыделения. Однако первичное ускорение электронов носит импульсный характер, в то время как остывание горячих магнитных петель в результате излучения электромагнитных волн происходит медленно. Солнечная вспышка в процессе своего развития содержит серию актов импульсного ускорения частиц. Подсвеченные петли магнитного поля, пересекаясь по времени своего существования, формируют видимую картину вспышечной аркады. Таким образом, в каждый отдельный момент времени вспышечная аркада состоит из ярких петель, подсвеченных различными элементарными актами



**Рис. 2.** Пример разностного изображения двух последовательных снимков вспышечной аркады Бастильской вспышки. Белыми квадратами отмечены исследуемые области: I–III — на вспышечной аркаде, IV — в спокойном регионе.

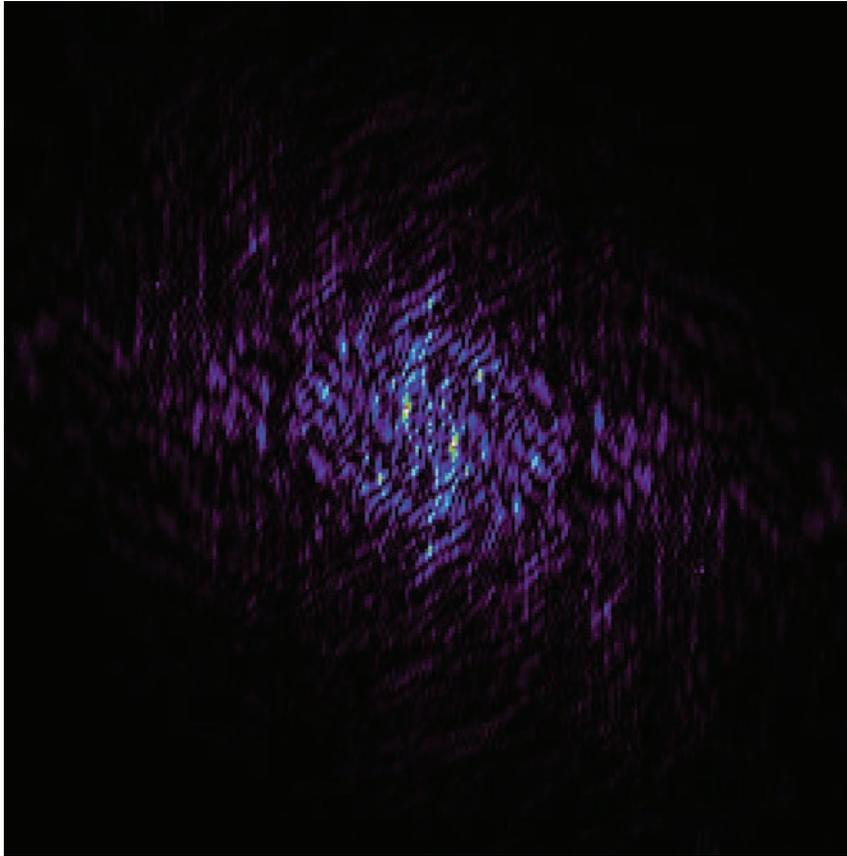
энерговыведения во вспышке. С целью определения пространственной периодичности первичного энерговыведения будем выделять одновременно подоженные петли во вспышечной аркаде. Для этого воспользуемся разностными изображениями между двумя соседними снимками.

В качестве примера для демонстрации метода определения межпетельного расстояния используем наблюдения Бастильской вспышки с космического аппарата TRACE в дальнем ультрафиолетовом диапазоне, а именно, в линии  $171 \text{ \AA}$  (Ханди и др., 1999). В этом канале наиболее отчетливо наблюдались вспышечные петли, именно поэтому он был выбран для демонстрации работы метода. В дальнейших исследованиях метод можно применять к другим ультрафиолетовым каналам. Бастильская вспышка имела хорошо структурированную вспышечную аркаду, протянувшуюся примерно на  $15^\circ$  в направлении восток-запад вблизи центра солнечного диска (рис. 1). Благодаря наглядной геометрии магнитных полей и удачному расположению на диске Солнца вспышка получила широкую популярность среди исследователей (Оланье и др., 2000; Сомов и др., 2002). В дальней-

шем будем использовать ряд наблюдений с 10:26 до 11:10 со средней каденцией 44 с — всего 60 кадров. Ограничение по времени связано, во-первых, с режимом работы телескопа, а во-вторых, с частотой кадров. Так, до 10:26 на телескоп попадал поток заряженных частиц, оставляя характерный “снег” на приемнике, а после 11:10 прекратилась серийная съемка в канале  $171 \text{ \AA}$ . Поле зрения телескопа TRACE составляет  $8.5' \times 8.5'$ . При размере матрицы приемника в  $1024 \times 1024$  пикселя для центра диска Солнца на 1 пиксель приходится около 0.4 Мм поверхности. Учитывая небольшую удаленность Бастильской вспышки от центра диска Солнца, будем пренебрегать эффектами проекции и использовать оценку 0.4 Мм на пиксель для пересчета размеров на изображениях в физические расстояния в солнечной атмосфере.

## МЕТОД

Исходными данными для поиска пространственного периода первичного энерговыведения служит серия снимков вспышечной аркады, т.е. куб данных размером  $x \times y \times n$ , где  $x$  и  $y$  —



**Рис. 3.** Пример двумерного спектра мощности возмущений разностного изображения полного кадра. Представлена увеличенная центральная часть, пример полного спектра см. на рис. 5.

горизонтальный и вертикальный размеры снимка в пикселях, а  $n$  — количество снимков. Прежде всего снимки нормализуются по времени экспозиции. Затем на каждом снимке необходимо выделить новые образования, для этого будем брать попарную разность между последовательными кадрами серии. Считаем все изменения вспышечной аркады, произошедшие между двумя последовательными снимками одновременными, т.е. результатом одного и того же акта ускорения частиц. Данное утверждение будет тем более справедливым, чем меньше каденция телескопа — временной интервал между двумя последовательными снимками. В то же время при очень малой каденции возможно отсутствие качественных изменений в структуре вспышечной аркады для некоторых пар кадров из-за отсутствия вспышечного энерговыделения в затронутый ими интервал времени. Каденция телескопа TRACE достаточно большая, чтобы воспользоваться полной серией снимков для демонстрации работы метода.

После взятия разности изображений размер куба данных сокращается до  $x \times y \times n - 1$ . Дальнейшие процедуры проводятся с каждым из  $n - 1$  слов куба данных независимо. Рисунок 2 демонстри-

рует пример одного из разностных изображений. Здесь и далее в качестве примера используются 31-й разностный кадр и его обработка. Цветовая гамма показывает значение разности интенсивности двух кадров с максимальными амплитудами у синего и красного оттенков и нулем у зеленого. Таким образом, на рис. 2 изображено возмущение вспышечной аркады, спровоцированное первичным энерговыделением. Помимо полного снимка для анализа межпетельных расстояний выделены три области во вспышечной аркаде. Области I и II содержат участки вспышечной аркады с параллельно ориентированными петлями магнитного поля, при этом петли в области II лежат вдоль расположения пикселей на изображении, а область I — под углом около  $45^\circ$ . Область III, напротив, содержит петли различной ориентации. Область IV — контрольная, расположена вне вспышечной аркады. Проведем поиск пространственного периода возмущения для областей I, II, III и IV, а также для всего кадра независимо, а затем сравним результаты.

Пространственный период возмущений на разностных изображениях будем выделять с помощью

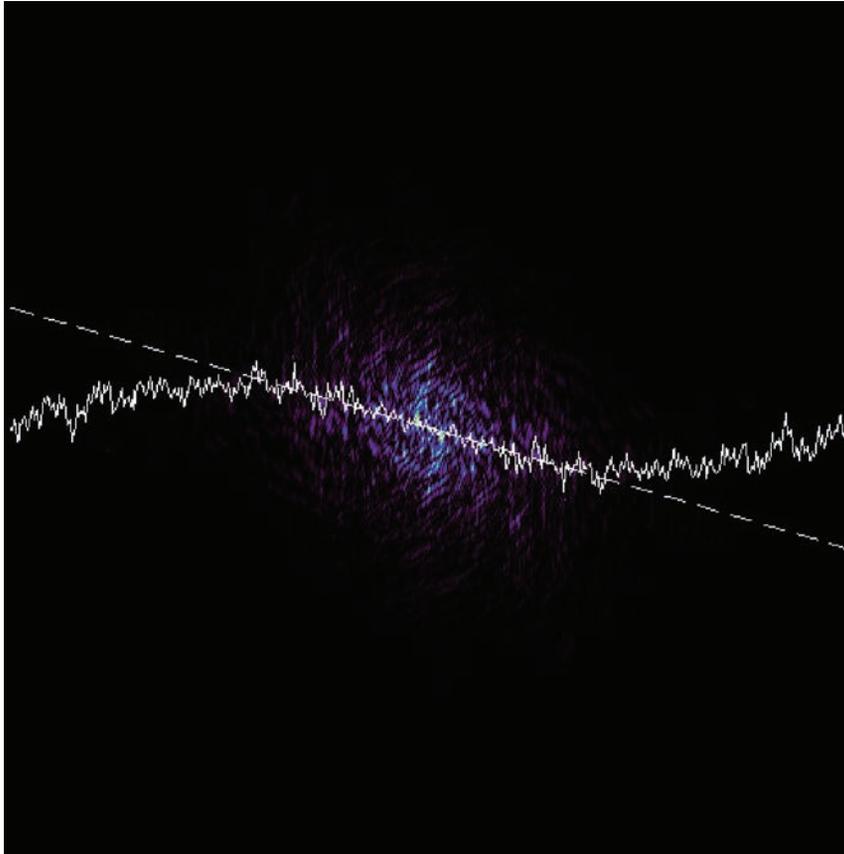


Рис. 4. То же, что рис. 3, но для области IV.

анализа Фурье. Для этого из каждого разностного изображения вычитается среднее по изображению, а затем к результату применяется быстрое преобразование Фурье. Алгоритм быстрого преобразования Фурье требует использования изображения с размером стороны кадра, равным одной из натуральных степеней числа 2. По этой причине основной кадр на рис. 2 обрезан до размера  $512 \times 512$ , а области I, II и III имеют размер  $128 \times 128$ . Квадрат фурье-образа дает двумерный спектр мощности сигнала  $S$ . Абсолютные значения мощности  $S$  нас не интересуют, поэтому не будем применять при ее определении никакой нормировки, а откладывать мощность  $S$  на графиках будем в условных расчетных единицах. Отметим, что выбор преобразования Фурье в качестве математического аппарата связан с большой каденцией в наблюдениях: на один временной шаг приходится множество перекрывающихся актов энерговыделения. При дальнейшем развитии метода можно перейти к вейвлет-преобразованию, позволяющему плавно отслеживать эволюцию спектра сигнала во времени.

На рис. 3 и 4 представлены примеры увеличенной центральной части двумерного спектра мощности разностного изображения полного кадра и

области IV. Цветом отмечена мощность возмущения с индексами волновых чисел  $k_x = L/\lambda_x$  и  $k_y = L/\lambda_y$ , отложенными в горизонтальном и вертикальном направлениях соответственно. Здесь  $L$  — размер участка Солнца, видимый на изображении по обеим координатам,  $\lambda$  — пространственный период возмущения. В центре рисунка отмечена мощность возмущения с  $k_x = k_y = 0$ , т.е. средняя мощность интенсивности всего изображения. Рисунки 3 и 4 имеют очевидные различия: если для спокойной области IV на рис. 4 в двумерном спектре мощности доминирует именно средняя интенсивность всего изображения, то спектр мощности полного разностного изображения на рис. 3 содержит заметные возмущения на различных пространственных масштабах. Чем дальше от центра, тем меньшие пространственные периоды  $\lambda = L/k$  видны на спектре мощности. Если присутствующие на изображении возмущения не имеют выделенного направления, то спектр мощности обладает радиальной симметрией. В гелиосейсмологии такой радиально симметричный спектр мощности возмущения называется “кольцевой диаграммой” (Гизон, Берч, 2005). При наличии выделенного направления у возмущения спектр мощности теряет



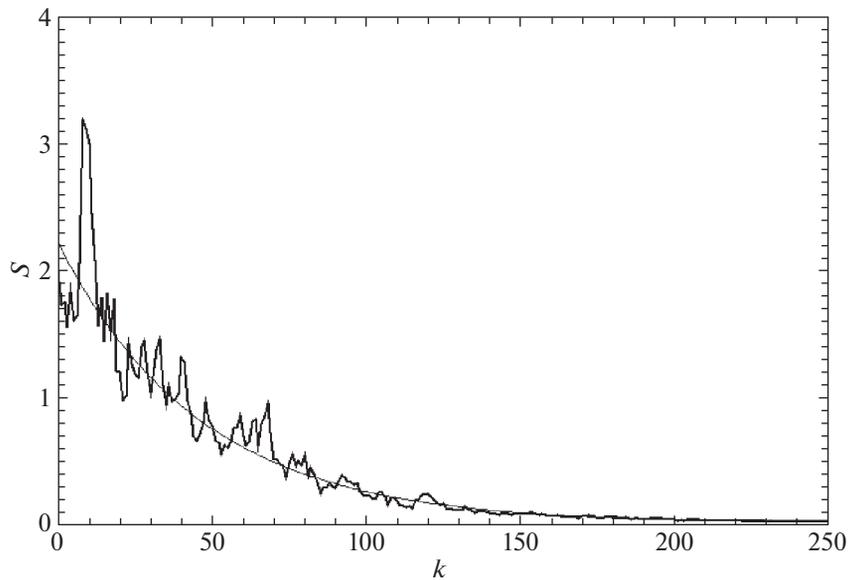
**Рис. 5.** Пример двумерного спектра мощности возмущений полного кадра. Поверх двумерного спектра мощности сплошной линией нанесено положение “центра масс” столбцов пикселей. Штриховая линия проведена по “центрам масс” взвешенным методом наименьших квадратов.

радиальную симметрию, вытягиваясь вдоль волнового вектора доминирующего возмущения, как это видно на рис. 3. Однако в этом случае сохраняются центральная симметрия рисунка и зеркальная симметрия относительно направления доминирующего волнового вектора.

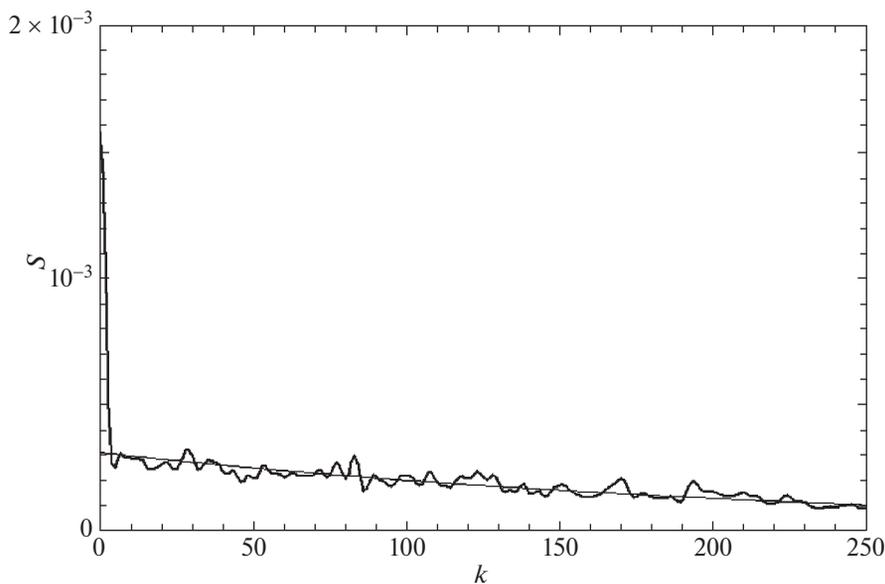
Последнее свойство позволяет нам свернуть двумерный спектр мощности по одному из направлений. Определим “центр масс” каждого столбца пикселей двумерного спектра, где в качестве “массы” пикселя будет выступать его интенсивность, и присвоим ему вес, пропорциональный полной “массе” столбца. Это позволяет взвешенным методом наименьших квадратов определить наклон оси симметрии двумерного спектра мощности (рис. 5). Для того чтобы свернуть двумерный спектр, остается повернуть его на угол наклона оси симметрии и просуммировать все строки полученного изображения. Затем одну половину суммарной строки можно отбросить в силу центральной симметрии исходного рисунка. Таким образом, двумерный спектр мощности преобразуется к одномерному, описывающему возмущение с доминирующим на-

правлением волнового вектора и шумом из проекций возмущений других направлений.

Примеры итогового одномерного спектра мощности для полного кадра и области IV представлены на рис. 6 и 7 толстой линией. Обращает на себя внимание разница в три порядка между отсчетами мощности на двух графиках. Спектр мощности содержит экспоненциальный тренд и набор возмущений, соответствующих различным волновым числам. Для определения значимых возмущений воспользуемся следующим алгоритмом. Сперва вычтем из спектра медленный тренд. Его фитирование проводится экспоненциальной функцией с весами, обратно пропорциональными величине отсчетов в спектре, на рис. 6 и 7 оно нанесено тонкой линией. Разница спектра и его фитирования представлена на рис. 8 и 9 толстой линией. Теперь для спектра без тренда определим среднее значение и стандартное отклонение  $\sigma$ . На рис. 8 и 9 их величины отмечены сплошной и штриховой горизонтальными линиями соответственно. В качестве значимых возмущений примем каждый локальный максимум спектра, отклоняющийся от среднего значения на условленное



**Рис. 6.** Пример одномерного спектра мощности возмущений полного кадра. Тонкой линией нанесен фитированный экспоненциальный тренд.



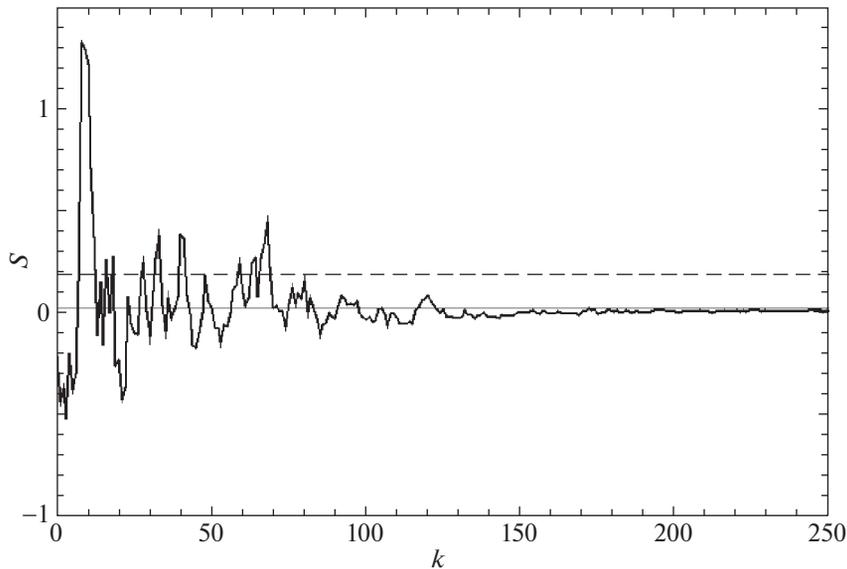
**Рис. 7.** То же, что рис. 6, но для области IV.

число стандартных отклонений  $\sigma$  — пороговый критерий. На рис. 9 величину  $1\sigma$  не превышает ни одно возмущение, кроме нулевого отсчета по  $k$ . Найденные таким образом значения волновых чисел возмущений могут быть преобразованы в искомые пространственные периоды первичного энерговыделения во вспышке. При дальнейшей обработке не принимались во внимание возмущения больших масштабов, на рис. 6 и 8 примером такого возмущения служит высокий пик вблизи  $k = 10$ . Возмущения больших масштабов описывают вариации фоновой яркости кадра, а не вспыхивающие петли магнитного поля. Они имеют заметно более

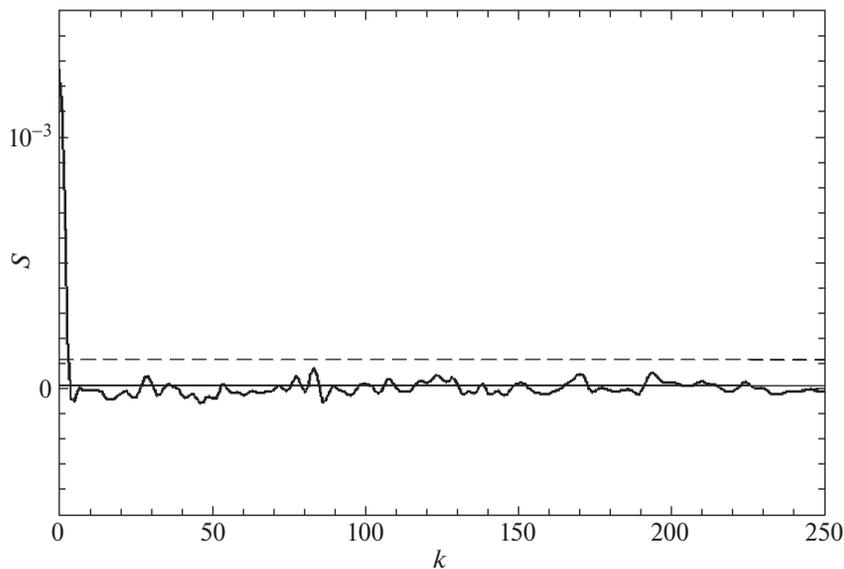
высокую мощность и не фильтруются пороговыми критериями. В этом исследовании не рассматриваются возмущения с пространственным периодом более 14 Мм.

### РЕЗУЛЬТАТЫ

В табл. 1 представлены средние значения пространственных периодов наблюдаемых возмущений для областей I–IV по отдельности и для всего снимка целиком. В скобках дополнительно указано количество найденных возмущений, удовлетворяющих пороговому критерию, а также количество



**Рис. 8.** Пример одномерного спектра мощности возмущений полного кадра за вычетом экспоненциального тренда. Тонкой сплошной линией нанесено среднее значение мощности, штриховой — уровень  $1\sigma$  над средним.



**Рис. 9.** То же, что рис. 8, но для области IV.

разностных изображений, на которых эти возмущения обнаружены. Все исследованные области за исключением контрольной области IV показывают результаты, схожие с результатом полного кадра. Для них всех характерен постепенный рост среднего периода от  $\sim 5$  до  $\sim 8$  Мм при увеличении порогового критерия от  $1\sigma$  до  $5\sigma$ . Критерий  $6\sigma$  снижает средний период до  $\sim 7$  Мм как в области II, так и на полном кадре. В остальных областях найдено не более одного возмущения, удовлетворяющего критерию  $6\sigma$ . Область IV, напротив, показывает снижение среднего периода от  $\sim 3$  до  $\sim 2$  Мм при увеличении порогового критерия от  $1\sigma$  до  $5\sigma$ . Кроме того, в области IV найдено заметно меньшее количество возмущений по срав-

нению с другими областями. Для критериев  $2\sigma - 5\sigma$  возмущений в области IV примерно в 3 раза меньше, чем в любой из областей I–III. Кроме того, возмущения в области IV обнаруживаются на меньшем количестве разностных кадров. Так, по критерию  $1\sigma$  в области IV возмущения обнаружены только на 30 разностных изображениях из 59, в то время как в остальных областях возмущения детектируются почти на всех разностных кадрах. Спектр мощности на рис. 9 относится к одному из разностных изображений, на которых возмущения не обнаружены.

Описанное поведение соответствует теоретическому представлению о работе предложенного метода поиска пространственных периодов энер-

**Таблица 1.** Пространственные периоды энерговыделения

Порог	Область I	Область II	Область III	Область IV	Весь кадр
$1\sigma$	$5.1 \pm 2.7$ (354/58)*	$5.3 \pm 3.0$ (375/59)	$5.1 \pm 3.2$ (304/56)	$3.0 \pm 1.9$ (260/30)	$5.6 \pm 3.0$ (514/58)
$2\sigma$	$5.9 \pm 2.9$ (167/53)	$6.2 \pm 3.0$ (172/57)	$6.3 \pm 3.4$ (153/56)	$3.1 \pm 1.3$ (60/27)	$6.7 \pm 2.9$ (208/49)
$3\sigma$	$6.8 \pm 3.3$ (59/39)	$6.4 \pm 2.7$ (77/45)	$7.2 \pm 3.4$ (64/47)	$2.5 \pm 1.3$ (15/12)	$7.9 \pm 2.8$ (91/42)
$4\sigma$	$7.5 \pm 3.0$ (23/20)	$7.1 \pm 2.4$ (31/26)	$7.9 \pm 3.5$ (27/25)	$2.3 \pm 1.3$ (9/8)	$7.8 \pm 2.5$ (34/27)
$5\sigma$	$8.1 \pm 4.9$ (3/3)	$7.9 \pm 2.3$ (12/11)	$7.9 \pm 3.8$ (7/7)	$1.8 \pm 1.3$ (6/6)	$8.3 \pm 2.8$ (12/12)
$6\sigma$	—	$6.7 \pm 1.1$ (4/4)	—	—	$7.2 \pm 2.5$ (5/5)

\* Средний период в Мм  $\pm$  среднеквадратическое отклонение (число возмущений / число разностных кадров с возмущениями).

говыделения в солнечных вспышках. Во вспышечных областях одномерный спектр мощности возмущений, например, изображенный на рис. 6, содержит набор возмущений при разных индексах  $k$ . Из-за наблюдаемой экспоненциальной структуры спектра возмущения с меньшим пространственным периодом  $\lambda$  (большим индексом  $k$ ) в среднем имеют меньшую амплитуду. Поэтому при увеличении порогового критерия в областях I–III первыми отсеиваются именно они, что приводит к росту среднего периода возмущений. В спокойной области одномерные возмущения имеют гладкую экспоненциальную структуру с небольшой примесью естественного шума. В отсутствие реальных возмущений алгоритм метода в основном детектирует естественный шум в спектре, который не имеет сильной тенденции уменьшать амплитуду с уменьшением пространственного периода. В итоге в области IV наблюдаются резкое падение числа детектируемых возмущений с ростом порогового критерия по сравнению с областями I–III и небольшое снижение среднего пространственного периода.

Разработанный метод автоматически детектирует направление волнового вектора доминирующего возмущения, что позволяет применять его как ко всей вспышечной аркаде, так и к отдельной ее части. При выборе исследуемой области стоит отметить следующие особенности. Увеличение области приводит к росту числа детектируемых возмущений, что можно видеть из сравнения результатов областей I–III и полного кадра. С другой стороны, рассматривая большую и сложную

по конфигурации вспышечную аркаду целиком, можно столкнуться с большим числом разнонаправленных сильных возмущений, что не позволит алгоритму корректно определить доминирующее направление. По этой причине метод требует дальнейшей апробации на различных вспышечных аркадах.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан метод поиска пространственных периодов энерговыделения в солнечных вспышках, основанный на применении анализа Фурье к разностным изображениям вспышечных аркад в далеком ультрафиолетовом диапазоне. Показана эффективность метода на примере анализа вспышечной аркады Бастильской вспышки. Метод продемонстрировал схожие результаты для всех исследованных областей вспышки и может применяться как к отдельному участку вспышечной аркады, так и ко всей аркаде целиком. Среднее значение пространственного периода энерговыделения в Бастильской вспышке, определенное предложенным методом, составило 5–8 Мм, что хорошо согласуется со сценарием развития тепловой неустойчивости предвспышечного токового слоя в солнечных вспышках (Леденцов, 2021a,b,c). Разумеется, анализ лишь одного вспышечного события не может служить веским доводом в пользу той или иной теории. Сравнение результатов работы метода с теоретическим масштабом тепловой неустойчивости в рамках данной статьи служит лишь иллюстрацией практического применения представленного

алгоритма. Дальнейшее развитие метода требует его применения к большому числу вспышечных аркад, наблюдаемых в ультрафиолетовом диапазоне с высоким пространственным разрешением на таких космических телескопах, как TRACE, SDO, SolO.

Работа основана на наблюдательных данных, полученных на космическом аппарате TRACE. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-72-30002, <https://rscf.ru/project/23-72-30002/>).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Артемьев, Зимовец (A. Artemyev and I. Zimovets), *Solar Phys.* **277**, 283 (2012).
2. Бенц (A.O. Benz), *Living Rev. Sol. Phys.* **14**, 2 (2017).
3. Ворпал (J.A. Vorpahl), *Astrophys. J.* **205**, 868 (1976).
4. Гизон, Берч (L. Gizon and A.C. Birch), *Living Rev. Sol. Phys.* **2**, 6 (2005).
5. Зимовец и др. (I.V. Zimovets, J.A. McLaughlin, A.K. Srivastava, D.Y. Kolotkov, A.A. Kuznetsov, E.G. Kupriyanova, I.-H. Cho, A.R. Inglis, et al.), *Space Sci. Rev.* **217**, 66 (2021).
6. Климушкин и др. (D.Y. Klimushkin, V.M. Nakariakov, P.N. Mager, and O.K. Cherepnykh), *Solar Phys.* **292**, 184 (2017).
7. Крукер и др. (S. Krucker, G.J. Hurford, and R.P. Lin), *Astrophys. J.* **595**, L103 (2003).
8. Леденцов (L. Ledentsov), *Solar Phys.* **296**, 74 (2021a).
9. Леденцов (L. Ledentsov), *Solar Phys.* **296**, 93 (2021b).
10. Леденцов (L. Ledentsov), *Solar Phys.* **296**, 117 (2021c).
11. Накаряков и др. (V.M. Nakariakov, C. Foullon, E. Verwichte, and N.P. Young), *Astron. Astrophys.* **452**, 343 (2006).
12. Оланье и др. (G. Aulanier, E.E. DeLuca, S.K. Antiochos, R.A. McMullen, and L. Golub), *Astrophys. J.* **540**, 1126 (2000).
13. Орешина, Сомов (A.V. Oreshina and B.V. Somov), *Astron. Astrophys.* **331**, 1078 (1998).
14. Прист, Форбс (E.R. Priest and T.G. Forbes), *Astron. Astrophys. Rev.* **10**, 313 (2002).
15. Рева и др. (A. Reva, S. Shestov, I. Zimovets, S. Bogachev, and S. Kuzin), *Solar Phys.* **290**, 2909 (2015).
16. Сомов (B.V. Somov), *Plasma Astrophysics. Part II. Reconnection and Flares. Second Edition* (N.Y.: Springer SBM, 2013).
17. Сомов, Вернета (B.V. Somov and A.I. Verneta), *Space Sci. Rev.* **65**, 253 (1993).
18. Сомов и др. (B.V. Somov, T. Kosugi, H.S. Hudson, T. Sakao, and S. Masuda), *Astrophys. J.* **579**, 863 (2002).
19. Сомов, Орешина (B.V. Somov and A.V. Oreshina), *Astron. Astrophys.* **354**, 703 (2000).
20. Сомов, Сыроватский (B.V. Somov and S.I. Syrovatskii), *Solar Phys.* **75**, 237 (1982).
21. Сыроватский С.И., Письма в Астрон. журн. **2**, 35 (1976) [S.I. Syrovatskii, *Sov. Astron. Lett.* **2**, 13 (1976)].
22. Ториуми, Ванг (S. Toriumi and H. Wang), *Living Rev. Solar Phys.* **16**, 3 (2019).
23. Узденский (D.A. Uzdensky), *Astrophys. J.* **671**, 2139 (2007).
24. Филд (G.B. Field), *Astrophys. J.* **142**, 531 (1965).
25. Фюрс и др. (H.P. Furth, J. Killeen, and M.N. Rosenbluth), *Phys. Fluid.* **6**, 459 (1963).
26. Ханди и др. (B.N. Handy, L.W. Acton, C.C. Kankelborg, C.J. Wolfson, D.J. Akin, M.E. Bruner, R. Carvalho, R.C. Catura, et al.), *Solar Phys.* **187**, 229 (1999).

## ПРОИСХОЖДЕНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ НЕОДНОРОДНОГО ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА

© 2023 г. Л. Л. Кичатинов<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Институт Солнечно-Земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

<sup>2</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 31.05.2023 г.

После доработки 13.10.2023 г.; принята к публикации 20.10.2023 г.

Гелиосейсмология обнаружила возрастание скорости вращения с глубиной в тонком (~30 Мм) приповерхностном слое. Относительная величина неоднородности вращения в этом слое не зависит от широты. Показано, что такое состояние вращения является следствием малого характерного времени приповерхностной конвекции по сравнению с периодом вращения и радиальной анизотропии конвективной турбулентности. Аналитические расчеты в рамках гидродинамики средних полей воспроизводят наблюдаемую величину относительной неоднородности вращения и согласуются с численными экспериментами по радиационной гидродинамике солнечной конвекции. Приповерхностный слой является источником глобального меридионального течения, важного для солнечного динамо.

*Ключевые слова:* Солнце: вращение, конвекция, турбулентность.

DOI: 10.31857/S0320010823110049, EDN: NQJSRY

### ВВЕДЕНИЕ

Гелиосейсмология обнаружила быстрое возрастание скорости вращения с глубиной под солнечной поверхностью (Томсон и др., 1996; Шу и др., 1998). Приповерхностный слой неоднородного вращения, называемый также поверхностным сдвиговым слоем (ПСС), интересен сам по себе и, как отмечали Бранденбург (2005) и Пипин и Косовичев (2011), может быть важен для солнечного динамо. Происхождение ПСС остается важной проблемой теории дифференциального вращения.

Лебединский (1941) впервые показал, что воздействие силы Кориолиса на звездную конвекцию приводит к перераспределению углового момента по радиусу звезды и тем самым создает дифференциальное вращение. Впоследствии обнаруженные Лебединским конвективные потоки углового момента стали называть  $\Lambda$ -эффектом (Рюдигер, 1989).  $\Lambda$ -эффект требует анизотропии турбулентного перемешивания: поток углового момента направлен к центру звезды, если интенсивность перемешивания по радиусу выше, чем по долготе. Такая радиальная анизотропия может быть следствием радиальной ориентации порождающих конвекцию сил плавучести.

Объяснение ПСС в рамках гидродинамики средних полей представляется очевидным.

Стандартные граничные условия требуют отсутствия потока углового момента через внешнюю поверхность. Тогда направленный вниз поток, возникающий из-за  $\Lambda$ -эффекта, уравнивается переносом в противоположном направлении из-за турбулентной вязкости, и скорость вращения возрастает с глубиной (Кичатинов, 2013). Однако такое объяснение не является общепринятым. Так, Хотта и др. (2015) и Гундерсон и Баттачержи (2019) полагали, что ПСС создается крупномасштабным меридиональным течением. Джа и Чудури (2021) посчитали, что ПСС является следствием баланса центробежной и бароклинной сил.

Примечательно, что, хотя радиальная неоднородность вращения и скорость вращения убывают с широтой, их относительная величина

$$\frac{r}{\Omega} \frac{\partial \Omega}{\partial r} \simeq -1 \quad (1)$$

от широты не зависит (Барикет и др., 2014). Адекватная теория должна объяснять это обстоятельство. В данной статье будет показано, что отсутствие зависимости относительной неоднородности вращения от широты следует из малой величины корреляционного времени приповерхностной турбулентности по сравнению с периодом вращения Солнца. Такой результат следует из общих положений теории и не зависит от (с необходимостью приближенного) метода расчета ПСС, хотя

\*Электронный адрес: kit@iszf.irk.ru

величина относительной неоднородности вращения зависит от приближений теории. Квазилинейное приближение гидродинамики средних полей дает наблюдаемую величину (1) для анизотропии турбулентности, полученной в численных экспериментах Китиашвили и др. (2023).

В последующих разделах статьи обсуждаются  $\Lambda$ -эффект и турбулентные вязкости для анизотропной турбулентности с малым временем корреляции. Как мы увидим, постоянная с широтой величина относительной неоднородности вращения в ПСС следует в этом случае из общей структуры тензора напряжений Рейнольдса. Проведен расчет неоднородности вращения в приповерхностном слое в квазилинейном приближении для турбулентности, анизотропной как по направлениям скоростей, так и по форме их области корреляции (формулы для  $\Lambda$ -эффекта и коэффициентов турбулентной вязкости приведены в Приложении). В заключении обсуждаются полученные результаты, проведено сравнение с численными экспериментами и перечислены основные выводы.

### ОБЩАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ НЕОДНОРОДНОСТИ ВРАЩЕНИЯ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ СОЛНЦА

Эффекты турбулентности в гидродинамике средних полей определяются тензором напряжений Рейнольдса

$$R_{ij} = -\rho \langle v_i v_j \rangle, \quad (2)$$

где  $\rho$  — плотность,  $\mathbf{v}$  — турбулентная скорость ( $\langle \mathbf{v} \rangle = 0$ ), а угловые скобки означают усреднение. В задаче о дифференциальном вращении различают вклады в напряжения Рейнольдса, ответственные за  $\Lambda$ -эффект ( $R_{ij}^\Lambda$ ) и турбулентные вязкости ( $R_{ij}^\nu$ ),

$$R_{ij} = R_{ij}^\Lambda + R_{ij}^\nu. \quad (3)$$

Для определения этих вкладов, в турбулентной скорости  $\mathbf{v}$  выделяют ее возмущение  $\mathbf{u}'$  крупномасштабным течением:  $\mathbf{v} = \mathbf{u} + \mathbf{u}'$ , где  $\mathbf{u}$  соответствует “исходной”, не возмущенной крупномасштабным течением, турбулентности. Тогда

$$R_{ij} = -\rho \langle u'_i u'_j + u_i u'_j \rangle. \quad (4)$$

$\Lambda$ -эффект возникает из-за возмущений  $\mathbf{u}'$ , вызванных силой Кориолиса в системе отсчета вращающейся с локальной угловой скоростью  $\Omega$ , а турбулентные вязкости — из-за возмущений неоднородным течением  $\mathbf{V}$  в этой системе отсчета (Кичатинов, 2005).

Для возмущения силой Кориолиса имеем оценку

$$\mathbf{u}' = 2\tau\Omega \mathbf{u} \times \hat{\mathbf{z}}, \quad (5)$$

где  $\tau$  — характерное время турбулентной конвекции (время корреляции) и  $\hat{\mathbf{z}}$  — единичный вектор вдоль оси вращения. Подстановка (5) в (4) дает выражение для перекрестных компонент

$$R_{r\varphi}^\Lambda = \rho 2\tau\Omega (\langle u_r^2 \rangle - \langle u_\varphi^2 \rangle) \sin \theta, \quad (6)$$

$$R_{\theta\varphi}^\Lambda = \rho 2\tau\Omega (\langle u_\theta^2 \rangle - \langle u_\varphi^2 \rangle) \cos \theta = 0$$

тензора напряжений, ответственных за перенос углового момента. Здесь использованы обычные сферические координаты  $(r, \theta, \varphi)$  и учтено, что для исходной турбулентности имеется лишь радиальная анизотропия в направлении (единичного) вектора  $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r$ :

$$\begin{aligned} \langle u_i u_j \rangle &= \frac{1}{2} (\langle u^2 \rangle - \langle u_r^2 \rangle) \delta_{ij} - \\ &- \frac{1}{2} (\langle u^2 \rangle - 3\langle u_r^2 \rangle) \hat{r}_i \hat{r}_j. \end{aligned} \quad (7)$$

Оценки (5) и (6) справедливы для малых чисел Кориолиса

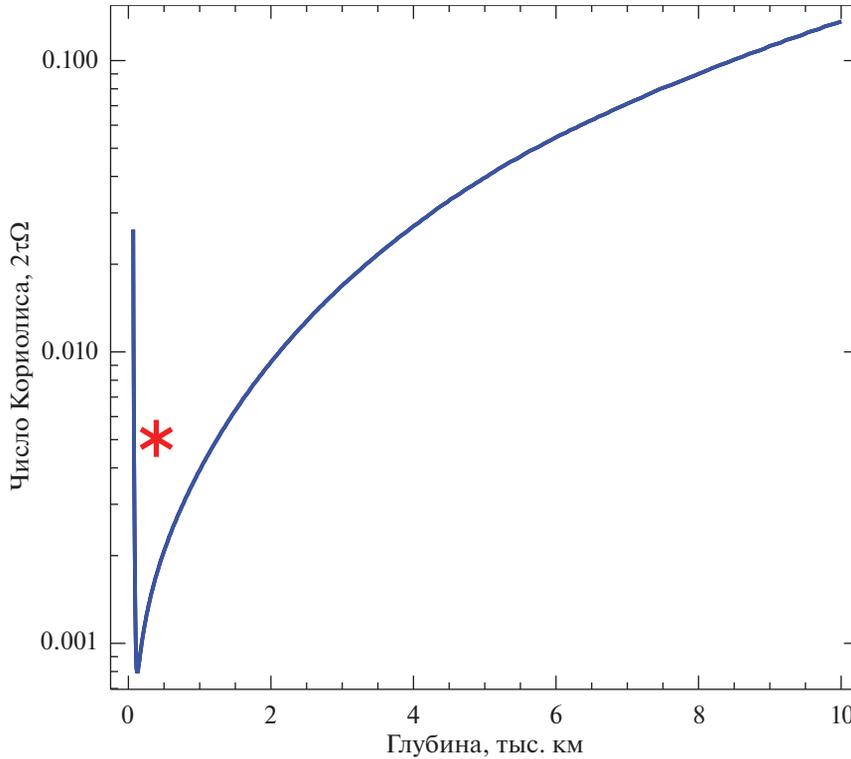
$$\Omega^* = 2\tau\Omega, \quad (8)$$

$\Omega^* \ll 1$ . Данное число является параметром взаимодействия конвекции с вращением. Взаимодействие является слабым для малых чисел Кориолиса. Именно поэтому в (4) опущен малый вклад  $\langle u'_i u'_j \rangle$ . Профиль числа Кориолиса вблизи поверхности Солнца показан на рис. 1; он рассчитан с помощью модели MESA<sup>1</sup> (Пакстон и др., 2013) строения и эволюции звезд (версия 496f408 модели), примененной к Солнцу. Возрастание  $\Omega^*$  к поверхности на малых глубинах связано с выключением конвекции. MESA использует грубое приближение длины перемешивания. Неоднородности теплопроводности, связанные с частичной ионизацией вещества на малых глубинах, приводят к выделенным масштабам структур солнечной конвекции (Гетлинг и др., 2013; Щерица и др., 2018). Поэтому на рис. 1 приведена также оценка для солнечной грануляции.

Рисунок охватывает диапазон глубин, для которого Барикет и др. (2014) определили неоднородность вращения (1) в ПСС методами сейсмологии. Разумеется, ПСС охватывает не все глубины. На глубине около 30 тыс. км радиальная неоднородность вращения меняет знак (Шу и др., 1989). С приближением к этой глубине число Кориолиса возрастает, неоднородность вращения уменьшается и соотношение (1) нарушается (Комм, 2022; Антия, Базу, 2022). В данной статье рассматривается ПСС, где справедливо (1).

Как следует из рис. 1, число Кориолиса вблизи поверхности мало. Это существенно упрощает

<sup>1</sup> <https://docs.mesastar.org>



**Рис. 1.** Зависимость числа Кориолиса (8) от глубины под солнечной поверхностью. Звездочкой показана оценка для солнечной грануляции.

теорию приповерхностного слоя: она может быть линейной относительно скорости вращения. Проведенные выше оценки были выполнены для демонстрации этого обстоятельства. Перейдем теперь к рассмотрению общей структуры тензора напряжений для малых чисел Кориолиса.

Тензор  $R_{ij}^A$  может быть “построен” из (псевдо)-вектора  $\Omega$  угловой скорости, радиального вектора  $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r$  анизотропии, а также единичного ( $\delta_{ij}$ ) и полностью антисимметричного ( $\varepsilon_{ijk}$ ) тензоров. Для симметричного тензора  $R_{ij}^A$  возможна лишь следующая линейная относительно  $\Omega$  структура:

$$R_{ij}^A = -\rho\nu_\Lambda (\hat{r}_i\varepsilon_{jkl} + \hat{r}_j\varepsilon_{ikl}) \hat{r}_k\Omega_l, \quad (9)$$

где  $\nu_\Lambda$  — неопределенная на данный момент постоянная с размерностью вязкости, повторение индексов означает суммирование. Других возможностей для построения недиссипативной составляющей напряжений Рейнольдса, линейных относительно угловой скорости, не обнаруживается. Например, структура  $\tilde{\nu}(\Omega \cdot \hat{\mathbf{r}})\hat{r}_i\hat{r}_j$  не может присутствовать, так как коэффициент  $\tilde{\nu}$  должен быть псевдо-скаляром, что возможно только с учетом нелинейных относительно  $\Omega$  вкладов. Стандартная оценка по порядку величины,  $\nu_\Lambda \sim \tau u^2$ , показывает, что выражение (9) линейно относительно числа Кориолиса.

В глубине конвективной зоны число Кориолиса не мало. Здесь требуется нелинейная относительно угловой скорости теория, что приводит к усложнению  $\Lambda$ -эффекта по сравнению с формулой (9) (Рюдигер и др., 2013).

Структуру диссипативной части  $R_{ij}^\nu$  тензора напряжений определить еще проще. Так как крупномасштабная скорость  $\mathbf{V}$  может входить лишь в виде пространственной производной,

$$R_{ij}^\nu = \rho\mathcal{N}_{ijkl} \frac{\partial V_k}{\partial r_l}, \quad (10)$$

то тензор вязкости  $\mathcal{N}_{ijkl}$  строится лишь из  $\hat{\mathbf{r}}$  и  $\delta_{ij}$ :

$$\begin{aligned} \mathcal{N}_{ijkl} = & \nu_1(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}) + \nu_2\delta_{ij}\delta_{kl} + \quad (11) \\ & + \nu_3(\delta_{ik}\hat{r}_j\hat{r}_l + \delta_{jk}\hat{r}_i\hat{r}_l) + \nu_4(\delta_{il}\hat{r}_j\hat{r}_k + \delta_{jl}\hat{r}_i\hat{r}_k) + \\ & + \nu_5\delta_{ij}\hat{r}_k\hat{r}_l + \nu_6\delta_{kl}\hat{r}_i\hat{r}_j + \nu_7\hat{r}_i\hat{r}_j\hat{r}_k\hat{r}_l. \end{aligned}$$

Усредненная по долготе скорость  $\mathbf{V}$  во вращающейся системе отсчета включает дифференциальное вращение  $\delta\Omega(r, \theta)$  и осесимметричную меридиональную циркуляцию.

Относительную неоднородность вращения  $\partial \ln(\Omega)/\partial \ln(r)$  вблизи поверхности можно выразить через коэффициенты  $\nu_\Lambda$  и  $\nu_1, \dots, \nu_7$  из (9) и (11). Для определения этих коэффициентов можно воспользоваться каким-либо методом теории средних полей. Все известные методы являются

приближенными. Однако какой бы метод не был использован, расчеты приведут к относительной неоднородности вращения, не зависящей от широты. Это утверждение следует из условия

$$R_{r\varphi} = R_{r\varphi}^{\Lambda} + R_{r\varphi}^{\nu} = 0 \quad (12)$$

на поверхности конвективной зоны. Вспомним, что величина  $R_{r\varphi}$  является поверхностной плотностью азимутальной составляющей силы, действующей на площадку, нормальную к радиусу  $\mathbf{r}$ . Граничное условие (12) требует отсутствия поверхностной плотности внешних сил. Иными словами, условие (12) означает, что глобальное течение определяется внутренними для Солнца процессами, а не внешним воздействием.

С учетом уравнений (9)–(11), условие (12) дает

$$R_{r\varphi} = \rho \sin \theta \left( \nu_{\Lambda} \Omega + (\nu_1 + \nu_3) r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) = 0. \quad (13)$$

Здесь учтено, что среднее течение симметрично относительно оси вращения, а также то, что напряжения Рейнольдса для фиксированной точки  $(r, \theta)$  определены относительно системы координат, вращающейся с локальной угловой скоростью  $\Omega(r, \theta)$ . Поэтому скорость  $\mathbf{V}$  в (10) включает лишь неоднородность вращения и меридиональную циркуляцию, которая, впрочем, не дает вклада в  $R_{r\varphi}$  (13).

Формула для относительной неоднородности вращения вблизи поверхности Солнца,

$$\frac{r}{\Omega} \frac{\partial \Omega}{\partial r} = -\frac{\nu_{\Lambda}}{\nu_1 + \nu_3}, \quad (14)$$

общая для всех методов гидромеханики средних полей, следует из (13). В соответствии с гелиосейсмологией, относительная неоднородность (14) не зависит от широты. Однако эта постоянная с широтой величина зависит от (с необходимостью приближенного) метода ее вычисления. Измеренную Барикет и др. (2014) величину (1) относительной неоднородности вращения удастся воспроизвести в рамках квазилинейного приближения гидродинамики средних полей.

### КВАЗИЛИНЕЙНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

В квазилинейном приближении возмущения  $\mathbf{u}'$  турбулентной скорости  $\mathbf{u}$  в формуле (4) находятся из линеаризованного уравнения (см., например, Рюдигер и др., 2013). При этом удобно воспользоваться преобразованием Фурье,

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{u}}(\mathbf{k}, \omega) &= \\ &= (2\pi)^{-4} \int \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega t - i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3 \mathbf{r} dt, \end{aligned} \quad (15)$$

что превращает дифференциальные операторы в алгебраические:

$$\begin{aligned} (\nu k^2 - i\omega) \hat{u}'_i(\mathbf{k}, \omega) &= \\ &= -2\varepsilon_{inm} \hat{k}_n \hat{u}_m(\mathbf{k}, \omega) (\hat{\mathbf{k}} \cdot \boldsymbol{\Omega}) - \\ &\quad - i(\delta_{in} - \hat{k}_i \hat{k}_n) k_m \times \\ &\quad \times \int [\hat{u}_m(\mathbf{k} - \mathbf{k}', \omega - \omega') \hat{V}_n(\mathbf{k}', \omega') + \\ &\quad + \hat{u}_n(\mathbf{k} - \mathbf{k}', \omega - \omega') \hat{V}_m(\mathbf{k}', \omega')] d\mathbf{k}' d\omega'. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь  $\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{k}/k$  — единичный вектор, использовано приближение несжимаемости,  $\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{u}} = 0$ , что позволило исключить давление.

Для вычисления тензора напряжений (4) нужно уравнение (16) умножить на  $\hat{u}_j$ , усреднить, выполнить обратное преобразование Фурье и добавить к полученному выражение с переставленными индексами  $i$  и  $j$  для симметрии. При этом можно ограничиться линейными вкладами по малому параметру  $k'/k \ll 1$  (отношение корреляционной длины к пространственному масштабу усредненной скорости  $\mathbf{V}$ ). Тогда первое слагаемое в правой части (16) даст  $\Lambda$ -эффект, а остальные — эффективную вязкость.

Для выполнения этих вычислений понадобится спектральный тензор  $\hat{Q}_{ij}(\mathbf{k}, \omega)$  корреляций скорости для исходной турбулентности с радиальным направлением анизотропии

$$\begin{aligned} \langle \hat{u}_i(\mathbf{k}, \omega) \hat{u}_j(\mathbf{k}_1, \omega_1) \rangle &= \\ &= \hat{Q}_{ij}(\mathbf{k}, \omega) \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}_1) \delta(\omega + \omega_1), \\ \hat{Q}_{ij}(\mathbf{k}, \omega) &= \frac{E(k, \omega, \mu)}{16\pi k^2} [(1 + S)(\delta_{ij} - \hat{k}_i \hat{k}_j) - \\ &\quad - S(\mu^2 \delta_{ij} + \hat{r}_i \hat{r}_j - \mu \hat{r}_i \hat{k}_j - \mu \hat{r}_j \hat{k}_i)], \end{aligned} \quad (17)$$

где  $\mu = \hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{k}} = \cos(\mathbf{r} \wedge \mathbf{k})$  — косинус угла между векторами  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{k}$ . Формула (17) учитывает анизотропию двух типов: анизотропию направлений и анизотропию формы области корреляции флуктуаций скорости  $\mathbf{u}$ . Параметр  $S$  определяет анизотропию направлений. Для  $S = 0$  распределение направлений скорости изотропно, однако зависимость спектральной функции  $E$  от  $\mu$  учитывает анизотропию области корреляции. Для  $\partial^2 E / \partial \mu^2 > 0$ , корреляционный масштаб вдоль радиуса меньше, чем горизонтальный масштаб корреляции (сплюснутые по радиусу конвективные ячейки). Для  $\partial^2 E / \partial \mu^2 < 0$  область корреляции вытянута по радиусу. Когда  $\partial E / \partial \mu = 0$ , анизотропия формы отсутствует, но возможна анизотропия направлений:  $\langle u_r^2 \rangle > \langle u^2 \rangle / 3$  для  $S < 0$  (радиальный тип анизотропии) и  $\langle u_r^2 \rangle < \langle u^2 \rangle / 3$  для  $S > 0$  (горизонтальная анизотропия).

Представление (17) для исходной турбулентности отличается от использовавшегося ранее (Кичатинов, 2016а) учета анизотропии формы. Как и раньше, положительная определенность спектрального тензора требует выполнения неравенства

$$S \geq -1. \quad (18)$$

Это означает, что турбулентность не может содержать лишь радиальные течения. Для максимальной анизотропии радиального типа ( $S = -1$ ) присутствуют горизонтальные течения,  $\langle u^2 \rangle - \langle u_r^2 \rangle > 0$ . Однако максимальная величина  $S$  не ограничена, и возможна (двухмерная) турбулентность с  $u_r = 0$ .

Заметим, что, когда спектр флуктуаций  $E(k, \omega)$  не зависит от  $\mu$  (отсутствует анизотропия формы), справедливо простое выражение для параметра  $S$  через среднеквадратичные скорости,

$$S = \langle u^2 \rangle / \langle u_r^2 \rangle - 3. \quad (19)$$

Турбулентные вязкости и коэффициент  $\nu_\Lambda$  формулы (9) для  $\Lambda$ -эффекта, рассчитанные в квазилинейном приближении для модели турбулентности (17), приведены в Приложении. Подстановка приведенных там коэффициентов переноса в формулу (14) дает

$$\frac{r}{\Omega} \frac{\partial \Omega}{\partial r} = S \frac{\int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\nu k^2}{\nu^2 k^4 + \omega^2} \int_0^1 E(k, \omega, \mu) (1 - \mu^2)^2 d\mu dk d\omega}{4 \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\nu^3 k^6}{(\nu^2 k^4 + \omega^2)^2} \int_0^1 E(k, \omega, \mu) \mu^2 (1 - \mu^2) d\mu dk d\omega}. \quad (20)$$

Согласно этой формуле, относительная величина приповерхностной неоднородности вращения пропорциональна параметру анизотропии  $S$ . Скорость вращения возрастает с глубиной для анизотропии радиального типа ( $S < 0$ ), как и должно быть (Лебединский, 1941). Заметим, что неоднородность вращения появляется из-за анизотропии направлений турбулентной скорости. Анизотропия формы такой неоднородности не дает.

Оценка величины неоднородности вращения требует дальнейшего упрощения (19). Для этого можно использовать так называемое  $\tau$ -приближение (Бранденбург, Субраманиан, 2005). Коэффициент  $\nu k^2 - i\omega$  в левой части (16) заменяется на обратное время корреляции  $1/\tau$ . В конечном результате (20) квазилинейных вычислений такую замену можно провести, полагая  $\nu k^2 = 1/\tau$  и  $\omega = 0$ . Пренебрегая также анизотропией формы (спектр  $E(k, \omega)$  не зависит от  $\mu$ ), приходим к простому выражению для относительной неоднородности вращения:

$$\frac{r}{\Omega} \frac{\partial \Omega}{\partial r} = S. \quad (21)$$

Согласно (18), измеренная гелиосейсмологией величина неоднородности (1) получается для максимальной возможной анизотропии радиального типа. Максимальная анизотропия может быть следствием того, что порождающие конвекцию силы плавучести направлены вверх или вниз по радиусу, т.е. в высшей степени анизотропны.

Заметим, что относительная неоднородность вращения (21) не зависит от интенсивности турбулентности (при условии, что число Кориолиса остается малым). Это видно уже из общего выражения (14). Для дифференциального вращения ПСС важна лишь анизотропия конвективной турбулентности, но не ее интенсивность.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Предлагаемая теория объясняет ПСС анизотропией приповерхностной турбулентной конвекции при условии (12) равенства нулю поверхностной плотности внешних сил. Наблюдаемому возрастанию скорости вращения с глубиной соответствует анизотропия радиального типа с отрицательной величиной параметра анизотропии  $S$  (19). При этом недиссипативный поток углового момента к центру Солнца ( $\Lambda$ -эффект) уравновешивается потоком к поверхности из-за турбулентной вязкости. Для малых чисел Кориолиса (рис. 1) относительная величина неоднородности вращения (14) постоянна с широтой вне зависимости от метода ее вычисления. Квазилинейное приближение теории средних полей воспроизводит измеренную сейсмологией величину (1) для случая максимальной анизотропии с  $S = -1$ .

Такое объяснение согласуется с численными экспериментами Китиашвили и др. (2023), чьи

трехмерные расчеты в рамках радиационной гидродинамики воспроизвели ПСС. Перекрестная компонента  $R_{xz}$  тензора напряжений ( $R_{r\varphi}$  в обозначениях данной статьи) в их расчетах мала по сравнению с диагональными компонентами, что соответствует с условию (12) данной статьи. Китиашвили и др. (2023) также привели анизотропию моделируемой конвективной турбулентности. Для этого они использовали параметр

$$A_V = 1 - 3\langle u_z^2 \rangle / \langle u^2 \rangle. \quad (22)$$

Этот параметр близок к постоянной величине  $A_V \simeq -0.5$  в конвективной зоне (см. рис. 4 в Китиашвили и др., 2023). Отрицательная величина  $A_V$  означает анизотропию радиального типа. Параметру  $A_V$  (22) может быть преобразован к параметру  $S$  (19) данной статьи,

$$S = 3A_V / (1 - A_V), \quad (23)$$

что для  $A_V \simeq -0.5$  дает величину  $S \simeq -1$ , для которой наши расчеты воспроизводят измеренную сейсмологией величину (1) относительной неоднородности вращения.

Анизотропия турбулентности могла бы быть определена по имеющимся наблюдениям фотосферной конвекции (см., например, Лайда и др., 2010; Абраменко и др., 2013; Эллис и др., 2020). Наблюдения ясно показывают присутствие радиальных течений на фотосфере. Однако ввиду того, что различные компоненты скоростей измеряются различными методами — доплеровские измерения вдоль луча зрения и движения трассеров в горизонтальных направлениях, — определение анизотропии по наблюдениям затруднительно.

Значение ПСС для солнечного динамо определяется, в частности, тем, что здесь генерируется глобальное меридиональное течение. Меридиональная циркуляция, по всей вероятности, определяет период солнечного цикла и является причиной миграции солнечных пятен к экватору (см., например, обзор Хазра и др., 2023). Условие (12) нарушает равновесие между центробежной и бароклинной силами, и такой дисбаланс является причиной меридиональной циркуляции (Кичатинов, 2016b).

Модели крупномасштабных течений на Солнце и звездах обычно помещают верхнюю границу на глубине в несколько процентов радиуса под фотосферой для исключения численных трудностей, связанных с сильной неоднородностью вблизи поверхности. Граничные условия в моделях средних полей полагают равной нулю радиальную составляющую крупномасштабного течения,  $V_r = 0$ , но конечная величина турбулентных скоростей на верхней границе учитывается в условии (12) для напряжений Рейнольдса. При этом удается воспроизвести возрастание скорости вращения с глубиной приблизительно в одной трети нижней части

ПСС, а также глобальное меридиональное течение (Кичатинов, Олемской, 2011). Другой подход используется в трехмерных численных моделях крупномасштабной конвекции. Здесь в качестве граничного условия принимается равенство нулю радиальной скорости,  $v_r = 0$ , без разделения на крупномасштабную и турбулентную составляющие. Тем самым напряжения Рейнольдса (12) исключаются из рассмотрения. Возможно, с этим связаны трудности воспроизведения ПСС и глобальной меридиональной циркуляции в трехмерных численных расчетах крупномасштабной конвекции.

В заключение перечислим основные выводы:

- Приповерхностный слой неоднородного вращения Солнца является следствием равновесия между  $\Lambda$ -эффектом и турбулентной вязкостью для анизотропной турбулентной конвекции.
- Относительная неоднородность вращения вблизи поверхности Солнца не зависит от широты, потому что характерное время турбулентной конвекции здесь мало по сравнению с периодом вращения, в результате чего  $\Lambda$ -эффект перераспределяет угловой момент только по радиусу, но не по широте.
- Квазилинейное приближение метода средних полей воспроизводит измеренную гелиосейсмологией величину неоднородности вращения в ПСС для анизотропии турбулентности, соответствующей численным экспериментам радиационной гидродинамики.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### ЭФФЕКТИВНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕНОСА ДЛЯ АНИЗОТРОПНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В данном приложении приведены турбулентные коэффициенты переноса для модели турбулентности (17). Для коэффициента  $\nu_\Lambda$ , определяющего  $\Lambda$ -эффект (9), имеем:

$$\nu_\Lambda = -\frac{S}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\nu k^2}{\nu^2 k^4 + \omega^2} \times \quad (24)$$

$$\times \int_0^1 E(k, \omega, \mu) (1 - \mu^2)^2 d\mu dk d\omega.$$

Для турбулентных вязкостей формулы (11) находим:

$$\nu_1 = \frac{1}{4} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\nu k^2}{\nu^2 k^4 + \omega^2} \times \quad (25)$$

$$\times \int_0^1 E(k, \omega, \mu) \left[ \mu^2(1 + \mu^2) + S\mu^2(1 - \mu^2) + \frac{\nu^2 k^4 - \omega^2}{\nu^2 k^4 + \omega^2} (1 + S)(1 - \mu^2)^2 \right] d\mu dk d\omega,$$

$$\nu_2 = \frac{1}{4} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\nu k^2}{\nu^2 k^4 + \omega^2} \times \quad (26)$$

$$\times \int_0^1 E(k, \omega, \mu) \left[ 3 + \mu^4 + S(1 - \mu^2)(3 - \mu^2) - \frac{\nu^2 k^4 - \omega^2}{\nu^2 k^4 + \omega^2} (1 - \mu^2) \times (3 + \mu^2 + 3S(1 - \mu^2)) \right] d\mu dk d\omega,$$

$$\nu_3 = \frac{1}{4} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\nu k^2}{\nu^2 k^4 + \omega^2} \times \quad (27)$$

$$\times \int_0^1 E(k, \omega, \mu) \left[ 3\mu^2 - 5\mu^4 - S\mu^2(1 - \mu^2) + \frac{\nu^2 k^4 - \omega^2}{\nu^2 k^4 + \omega^2} (1 - \mu^2) \times (5\mu^2 - 1 - S(1 - \mu^2)) \right] d\mu dk d\omega,$$

$$\nu_4 = \frac{1}{4} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\nu k^2}{\nu^2 k^4 + \omega^2} \times \quad (28)$$

$$\times \int_0^1 E(k, \omega, \mu) \left[ 1 - 5\mu^4 + S(1 - \mu^2)(1 - 3\mu^2) - \frac{\nu^2 k^4 - \omega^2}{\nu^2 k^4 + \omega^2} (1 - \mu^2) \times (1 - 5\mu^2 + S(1 - \mu^2)) \right] d\mu dk d\omega,$$

$$\nu_5 = \frac{1}{4} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\nu k^2}{\nu^2 k^4 + \omega^2} \times \quad (29)$$

$$\times \int_0^1 E(k, \omega, \mu) \left[ (1 - \mu^2)(5\mu^2 - 1 - S(1 - \mu^2)) + \frac{\nu^2 k^4 - \omega^2}{\nu^2 k^4 + \omega^2} (3 - 6\mu^2 - 5\mu^4 + S(1 - \mu^2)(3 - 7\mu^2)) \right] d\mu dk d\omega,$$

$$\nu_6 = \frac{1}{4} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\nu k^2}{\nu^2 k^4 + \omega^2} \times \quad (30)$$

$$\times \int_0^1 E(k, \omega, \mu) \left[ 1 - 5\mu^4 - S(1 - \mu^2)(3 - \mu^2) + \frac{\nu^2 k^4 - \omega^2}{\nu^2 k^4 + \omega^2} (1 - \mu^2) \times (5\mu^2 - 1 + 3S(1 - \mu^2)) \right] d\mu dk d\omega,$$

$$\nu_7 = \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\nu^3 k^6}{(\nu^2 k^4 + \omega^2)^2} \times \quad (31)$$

$$\times \int_0^1 E(k, \omega, \mu) \left[ 3 - 30\mu^2 + 35\mu^4 - S(1 - 6\mu^2 + 5\mu^4) \right] d\mu dk d\omega.$$

В предельном случае изотропной турбулентности ( $S \rightarrow 0$  и  $E(k, \omega)$  не зависит от  $\mu$ ), вязкости  $\nu_1$  и  $\nu_2$  сводятся к известным выражениям (Штикс и др. 1993),

$$\nu_1 = \frac{4}{15} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\nu^3 k^6 E(k, \omega)}{(\nu^2 k^4 + \omega^2)^2} dk d\omega, \quad (32)$$

$$\nu_2 = \frac{4}{15} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\nu k^2 (\nu^2 k^4 + 5\omega^2) E(k, \omega)}{(\nu^2 k^4 + \omega^2)^2} dk d\omega,$$

а  $\nu_3, \dots, \nu_7$  обращаются в нуль, как и должно быть.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абраменко и др. (V.I. Abramenko, G.P. Zank, A. Dosch, V.B. Yurchyshyn, P.R. Goode, K. Ahn, and W. Cao), *Astrophys. J.* **773**, 167 (2013).
2. Антия, Базу (H.M. Antia and S. Basu), *Astrophys. J.* **924**, 19 (2022).
3. Барикет и др. (A. Barekat, J. Schou, and L. Gizon), *Astron. Astrophys.* **570**, L12 (2014).
4. Бранденбург (A. Brandenburg), *Astrophys. J.* **625**, 539 (2005).

5. Бранденбург и Субраманиан (A. Brandenburg and K. Subramanian), *Astron. Astrophys.* **439**, 835 (2005).
6. Гетлинг и др. (A.V. Getling, O.S. Mazhorova, and O.V. Shcheritsa), *Geomagnetism and Aeronomy* **53**, 904 (2013).
7. Гундерсон, Баттачержи (L.M. Gunderson and A. Bhattacharjee), *Astrophys. J.* **870**, 47 (2019).
8. Джа, Чудури (B.K. Jha and A.R. Choudhuri), *MNRAS* **506**, 2189 (2021).
9. Китиашвили и др. (I.N. Kitiashvili, A.G. Kosovichev, A.A. Wray, V.M. Sadykov, and G. Guerrero), *MNRAS* **518**, 504 (2023).
10. Кичатинов Л.Л., *Успехи физ. наук* **175**, 475 (2005) [L.L. Kitchatinov, *Physics-Uspexhi* **48**, 449 (2005)].
11. Кичатинов (L.L. Kitchatinov), *Solar and Astrophysical Dynamos and Magnetic Activity, IAU Symp. 294* (Ed. A.G. Kosovichev, E. de Gouveia Dal Pino, Y. Yan, Cambridge Univ. Press, 2013), p. 399.
12. Кичатинов Л.Л. Письма в Астрон. журн. **42**, 379 (2016a) [L.L. Kitchatinov, *Astron. Lett.* **42** 339 (2016a)].
13. Кичатинов (L.L. Kitchatinov), *Geomagnetism and Aeronomy* **56**, 945 (2016b).
14. Кичатинов, Олемской (L.L. Kitchatinov and S.V. Olemskoy), *MNRAS* **411**, 1059 (2011).
15. Комм (R. Komm), *Frontier. Astron. Space Sci.* **9**, 428 (2022).
16. Лайда и др. (Y. Lida, T. Yokoyama, and K. Ichimoto), *Astrophys. J.* **713**, 325 (2010).
17. Лебединский А.И., *Астрон. журн.* **18**, 10 (1941).
18. Пакстон и др. (B. Paxton, M. Cantiello, P. Arras, L. Bildsten, E.F. Brown, A. Dotter, C. Mankovich, M.H. Montgomery et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **208**, 4 (2013).
19. Пипин, Косовичев (V.V. Pipin and A.G. Kosovichev), *Astrophys. J.* **727**, L45 (2011).
20. Рюдигер (G. Rüdiger), *Differential rotation and stellar convection: Sun and solar-type stars* (Berlin: Akademie-Verlag, 1989).
21. Рюдигер и др. (G. Rüdiger, L.L. Kitchatinov, and R. Hollerbach), *Magnetic processes in astrophysics* (Weinheim: WILEY-VCH, 2013).
22. Томсон и др. (M.J. Thompson, J. Toomre, E.R. Anderson, H.M. Antia, G. Berthomieu, D. Burtonclay, S.M. Chitre, J. Christensen-Dalsgaard, et al.), *Science* **272**, 1300 (1996).
23. Штикс и др. (M. Stix, G. Rüdiger, M. Knölker, and U. Grabowski), *Astron. Astrophys.* **272**, 340 (1993).
24. Шу и др. (J. Schou, H.M. Antia, S. Basu, R.S. Bogart, R.I. Bush, S.M. Chitre, J. Christensen-Dalsgaard, M.P. Di Mauro, et al.), *Astrophys. J.* **505**, 390 (1998).
25. Щерица и др. (O.V. Shcheritsa, A.V. Getling, and O.S. Mazhorova), *Phys. Lett. A* **382**, 639 (2018).
26. Хазра и др. (G. Hazra, D. Nandy, L.L. Kitchatinov, and A.R. Choudhuri), *Space Sci. Rev.* **219**, 39 (2023).
27. Хотта и др. (H. Hotta, M. Rempel, and T. Yokoyama), *Astrophys. J.* **798**, 42 (2015).
28. Эллис и др. (L. Yelles Chaouche, R.H. Cameron, S.K. Solanki, T.L. Riethmüller, L.S. Anusha, V. Witzke, A.I. Shapiro, P. Barthol, et al.), *Astron. Astrophys.* **644**, 44 (2020).