

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 48, номер 9, 2022

---

---

- Расширенный каталог объектов Сюняева–Зельдовича по данным спутника PLANCK с использованием глубокого обучения  
*А. В. Мещеряков, А. Немешаева, Р. А. Буренин, М. Р. Гильфанов, Р. А. Сюняев* 603
- Тепловые нейтрино от взрыва нейтронной звезды минимальной массы  
*А. В. Юдин, Н. В. Дунина-Барковская, С. И. Блинников* 622
- Межзвездное поглощение в галактических циррусах в SDSS Stripe 82  
*Г. А. Гончаров, А. В. Мосенков, С. С. Савченко, В. Б. Ильин, А. А. Марчук, А. А. Смирнов, П. А. Усачев, Д. М. Поляков, З. Шекспир* 628
- DR21(OH) SUB-CORES: Inferring an Evolutionary Status Using the Prestaline Tool  
*G. Van Looveren, O. V. Kochina, D. S. Wiebe, A. I. Buslaeva* 643
- SRGe J214919.3+673634 — кандидат в переменные типа AM Her, обнаруженный телескопом ePOZITA орбитальной обсерватории “Спектр–Рентген–Гамма”  
*И. Ф. Бикмаев, А. И. Колбин, В. В. Шиманский, И. М. Хамитов, Э. Н. Иртуганов, Е. А. Николаева, Н. А. Сахибуллин, Р. И. Гумеров, Р. А. Буренин, М. Р. Гильфанов, И. А. Зазнобин, Р. А. Кривонос, П. С. Медведев, А. В. Мещеряков, С. Ю. Сазонов, Р. А. Сюняев, Г. А. Хорунжев, А. В. Моисеев, Е. А. Малыгин, Е. С. Шабловинская, С. Г. Желтоухов* 645
- Поиск тесных сближений звезд с солнечной системой по данным каталога Gaia DR3  
*В. В. Бобылев, А. Т. Байкова* 657
- Метод поиска нановспышек и их пространственное распределение в короне Солнца  
*Д. И. Завершинский, С. А. Богачёв, С. А. Белов, Л. С. Леденцов* 665
- Исправление к статье И. С. Прошиной, А. В. Моисеева, О. К. Сильченко  
“Молодые звездообразующие комплексы в кольце S0 галактики NGC 4324”  
(том 48, № 3, стр. 153–166, 2022 г.) 676
- 
-



# РАСШИРЕННЫЙ КАТАЛОГ ОБЪЕКТОВ СЮНЯЕВА–ЗЕЛЬДОВИЧА ПО ДАННЫМ СПУТНИКА PLANCK С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГЛУБОКОГО ОБУЧЕНИЯ

© 2022 г. А. В. Мещеряков<sup>1,2\*</sup>, А. Немешаева<sup>1,2</sup>,  
Р. А. Буренин<sup>1</sup>, М. Р. Гильфанов<sup>1,3</sup>, Р. А. Сюняев<sup>1,3</sup>

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

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт астрофизики Общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

Поступила в редакцию 02.08.2022 г.

После доработки 03.08.2022 г.; принята к публикации 03.08.2022 г.

Представлен расширенный каталог источников Сюняева–Зельдовича (СЗ) по данным спутника PLANCK, основанный на соединении выборок, полученных двумя независимыми подходами к детектированию объектов в микроволновых данных: сегментация источников моделью глубокого обучения (семейства U-Net) на картах интенсивности в HFI-каналах 100–850 ГГц дополнена поиском СЗ-источников на готовых картах комптоновского  $y$ -параметра (NILC). Путем сравнения полученной выборки СЗ-объектов PLANCK с наиболее полными каталогами скоплений галактик, полученных по микроволновым (PSZ2, ACT) и рентгеновским (SRG/ePOZITA предварительный каталог скоплений 1 года на восточном галактическом небе; MCXC по наблюдениям спутника ROSAT) обзорам неба, мы проанализировали функцию отбора скоплений галактик от массы ( $M_{500}$ ), красного смещения ( $z$ ) и рентгеновского потока ( $F_{X,0.5-2}$ ). Мы видим два сценария использования полученных нами расширенных каталогов СЗ-источников по данным PLANCK: (а) выборка только надежных СЗ-объектов из каталога кандидатов может использоваться непосредственно, например, для поиска в ней уникальных объектов или исследования популяции скоплений, (б) весь каталог СЗ-объектов содержит значительное число ложных источников, но при этом располагает практически всеми возможными детектированными скоплениями галактик в данных PLANCK (он может использоваться совместно с другими каталогами кандидатов в скопления галактик, полученных независимо из данных в других диапазонах или другими инструментами).

*Ключевые слова:* активные галактики, галактики с большим красным смещением, ядра галактик, рентгеновские лучи.

DOI: 10.31857/S0320010822090066

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Уже в 30-х гг. XX в. стало понятно, что галактики на небесной сфере на угловых масштабах  $\sim$ мегапарсек не образуют равномерного распределения на небе и группируются в скопления галактик, состоящие главным образом из темного вещества (Цвикки, 1937). В наблюдаемой Вселенной крупномасштабная структура материи образует ячеистую структуру, напоминающую паутину, рост которой происходит от меньших объектов к большему (Бонд и др., 1996; де Лаппарент и др., 1986): темное и барионное вещество по мере эволюции Вселенной вытекает из областей низкой плотности (пустоты, англ. voids) и формирует стены

и волокна. Скопления и группы галактик расположены на волокнах крупномасштабной структуры и представляют собой самые крупные динамически связанные объекты во Вселенной. История формирования таких объектов, а также их физические характеристики (в первую очередь масса) сильно зависят от космологических параметров (в частности, от доли темной энергии в плотности Вселенной в современную эпоху). Изучение скоплений галактик представляет огромный интерес как с точки зрения физики формирования и эволюции галактик в различном окружении, так и для измерения параметров космологической модели Вселенной.

Видимая в электромагнитном излучении (барионная) компонента скоплений — горячий межгалактический газ и звезды — дает возможность ре-

\*Электронный адрес: mesch@cosmos.ru

гистрировать скопления галактик в трех основных спектральных диапазонах: рентгеновском, микроволновом и оптическом. Скопления детектируются благодаря различным физическим эффектам: в рентгеновском диапазоне — по излучению горячего межгалактического газа, разогретого до вириальной температуры в потенциальной яме скопления; в микроволновом диапазоне — по обратному комптоновскому рассеянию фотонов реликтового излучения на горячих тепловых электронах скопления (тепловой эффект Сюняева–Зельдовича); в оптическом ИК-диапазоне — по излучению звездной компоненты в галактиках и межгалактической среде.

К настоящему времени по наблюдениям в различных диапазонах на всем небе были обнаружены тысячи скоплений галактик. Первым из крупных каталогов скоплений галактик стал оптический каталог Эйбела, содержащий данные о богатых скоплениях галактик на красных смещениях  $z < 0.2$  (первоначально найденных вручную в Паломарском обзоре северного неба). В последней версии каталога Эйбела (Эйбл и др., 1989) содержатся данные по 4073 скоплениям на всем внегалактическом небе. Современным продолжением оптических обзоров скоплений галактик является каталог *redMaPPer* (Рыкофф и др., 2014), который (v.6.3) содержит 26 111 скоплений и групп галактик на красном смещении  $z \lesssim 0.6$ , отобранных в полях фотометрического обзора SDSS (DR8) на основе автоматического метода идентификации галактик «красной последовательности». Необходимо отметить, что звездная компонента, видимая в оптическом излучении галактик, отражает лишь малую долю общего бюджета массы гало (скопления) внутри вириального радиуса ( $\approx 1\text{--}4\%$ , см. Кравцов и др., 2018). Поэтому наблюдения в рентгеновском и микроволновом диапазонах (напрямую связанные с излучением газовой компоненты, которая доминирует в барионной массе скоплений) являются более эффективным инструментом для составления полной выборки скоплений вплоть до определенной массы (англ. *mass-limited sample*), необходимой для космологии. В данной работе мы будем сравнивать наши результаты с каталогами скоплений, полученных по данным рентгеновского и микроволнового диапазонов.

Поиск скоплений в рентгеновском диапазоне в настоящее время осуществляется по данным трех рентгеновских обсерваторий: ROSAT, XMM-Newton, СРГ/еРОЗИТА (Сюняев и др., 2021; Предель и др., 2021). Рентгеновский каталог 1646 скоплений галактик X-CLASS (Кулуридис и др., 2021) получен по данным наблюдений обсерватории XMM-Newton и покрывает лишь незначительную часть небесной сферы (269 кв. град). Космические обсерватории ROSAT и СРГ/еРОЗИТА

в режиме обзора покрывают наблюдениями все небо. Компиляция имеющихся рентгеновских выборок скоплений галактик, полученных различными группами по архивным данным обзоров спутниками ROSAT и Einstein, собраны в мета-каталоге МСХС (Пиффаретти и др., 2011), содержащем 1743 объекта с надежными оптическими отождествлениями. В настоящее время на орбите находится рентгеновская обсерватория СРГ (Сюняев и др., 2021) с телескопом еРОЗИТА (Предель и др., 2021), закончившим четыре полных скана неба (двухлетний обзор) в рентгеновском диапазоне 0.53–8 кэВ. В случае выполнения всей программы обзорной части миссии СРГ/еРОЗИТА планируется обнаружить рекордные 100 000 рентгеновских скоплений галактик (Мерлони и др., 2012) на всем небе. После выполнения восьми сканов всего неба финальный каталог рентгеновских скоплений СРГ/еРОЗИТА будет обладать рекордной полнотой отбора массивных скоплений  $M_{500} \gtrsim 3 \times 10^{14} M_{\odot}$  во всей видимой Вселенной. В настоящее время, по данным годового обзора СРГ/еРОЗИТА, на восточном внегалактическом небе (входящем в область ответственности Российского Консорциума СРГ/еРОЗИТА) сформирован предварительный каталог протяженных рентгеновских источников, насчитывающий более 25 тыс. объектов в восточной галактической полусфере, который будет служить нам в данной работе основной тестовой выборкой скоплений галактик.

Поиск скоплений галактик по эффекту Сюняева–Зельдовича в микроволновом диапазоне в настоящее время осуществляется на основе данных трех обсерваторий: PLANCK, АСТ (англ. Atacama Cosmology Telescope) и SPT (англ. South Pole Telescope). Опубликован ряд каталогов — PSZ2 (Коллаборация Планк и др., 2016b), АСТ (Хилтон и др., 2021), SPT-SZ (Боскуэт и др., 2019), SPTpol (Блим и др., 2020). Важным преимуществом данных обзора PLANCK является то, что он покрывает наблюдениями всю небесную сферу. Каталог PSZ2 (Коллаборация Планк и др., 2016) содержит 1653 СЗ-объектов, из них 1203 являются оптически подтвержденными скоплениями галактик (на 86% площади неба вне Млечного Пути). В то же время наибольшее число СЗ-объектов найдено по данным АСТ, который обладает более хорошим пространственным разрешением, чем PLANCK, и позволяет находить далекие маломассивные скопления (но покрывает наблюдениями лишь  $\sim 1/3$  площади неба). Каталог АСТ DR5 SZ (Коллаборация Планк и др., 2016b) содержит только оптически подтвержденные скопления галактик: 4195 объектов на площади 13 211 кв. град. Все указанные выше каталоги содержат СЗ-объекты, отобранные на высоком уровне значимости. Тем не

менее, если рассматривать только микроволновые данные без идентификации скоплений в оптическом диапазоне, то число ложных СЗ-источников в данных микроволновых обсерваторий оказывается довольно значительным и не вполне соответствует выбранному высокому уровню значимости при отборе детектируемых источников. Так, в каталоге PSZ2 содержатся объекты, детектированные выше порога  $S/N > 4$ , при этом чистота выборки составляет 86.2% (Агуадо-Барохона и др., 2019), появление ложных детектирований СЗ-источников коррелирует с областями теплового излучения пыли в Галактике.

Увеличение чистоты каталогов скоплений галактик может помочь комбинация независимых выборок скоплений, найденных в различных спектральных диапазонах. Так, выборка ComPRASS (Таррио и др., 2019) была получена на основе одновременного поиска скоплений в рентгеновских (ROSAT) и микроволновых (PLANCK) данных на всем небе и обладает высокой чистотой (>84.5%). Также делаются попытки объединения данных, полученных различными микроволновыми инструментами (в частности, каталог скоплений PSZSPT получен на основе комбинации данных PLANCK и SPT, Мелин и др., 2021), и попытки поиска скоплений галактик путем комбинации данных в рентгеновском и оптическом диапазонах (например, каталог MARD-Y3 (Кляйн и др., 2019) получен на основе одновременного использования рентгеновских (2RXS ROSAT) и оптических (DES-Y3) измерений в области 5000 кв. градусов). Отметим, что в случае одновременного поиска скоплений, по данным в различных спектральных диапазонах, требования к значимости детектирования объектов в каждом отдельном обзоре можно снижать, сохраняя высокую чистоту детектирования скоплений галактик в объединенном каталоге.

Из сказанного выше следует важность формирования как можно более полных каталогов скоплений галактик по имеющимся данным обзорам неба в разных спектральных диапазонах, вплоть до объектов с низкой значимостью. Такие каталоги в дальнейшем могут быть эффективно скомбинированы по данным из разных диапазонов. Целью настоящей работы является создание расширенного каталога СЗ-объектов по данным спутника PLANCK. Микроволновые данные PLANCK хорошо дополняют возможности поиска скоплений по рентгеновским данным SRG/ePOZITA — по обоим спутникам доступны данные по всему небу.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 описаны используемые нами данные спутника PLANCK (карты интенсивности HFI и карты  $y$ -параметра комптонизации) и каталоги скоплений галактик, полученные по данным крупнейших обзоров неба в рентгеновском (ROSAT,

SRG/ePOZITA) и микроволновом (PLANCK, ACT) диапазонах. В разделе 3 описаны метод детектирования СЗ-источников на  $y$ -картах и нейросетевая модель сегментации и детектирования скоплений по картам интенсивностей в каналах HFI. В разделе 4 обсуждаются полученные нами результаты. В последнем разделе приведены наши выводы.

## 2. ДАННЫЕ

### 2.1. Данные PLANCK для сегментации СЗ-объектов

Космическая миссия PLANCK работала на орбите в 2009–2013 гг., с ее помощью была получена карта всего неба в нескольких диапазонах микроволнового излучения двумя приборами: низкочастотным (LFI, Low Frequency Instrument, 30–70 ГГц, Коллаборация Планк и др., 2020b) и высокочастотным HFI (High Frequency Instrument, 100–857 ГГц, Коллаборация Планк и др., 2020a) приемниками. Последний обладает более хорошим пространственным разрешением и лучше приспособлен для обнаружения скоплений галактик по эффекту Сюняева–Зельдовича, что является целью настоящей работы. Далее мы будем использовать только данные HFI.

В архиве данных PLANCK<sup>1</sup> доступны разные версии карт всего неба, мы будем использовать данные Planck Public Data Release 3 в формате HEALPix (Горски и др., 2005). Средний размер пиксела на HEALPix-картах HFI составляет  $1.72'$  ( $N_{\text{side}} = 2048$ ).

Для поиска СЗ-источников базовым алгоритмом (Буренин, 2017) и сравнения с картами сегментации СЗ-объектов, полученными нейросетевым алгоритмом, мы будем использовать карты параметра Комптона миссии PLANCK (далее  $y$ -карты), полученные с помощью алгоритма разделения компонент NILC (см. Коллаборация Планк и др., 2020a).

### 2.2. Каталоги скоплений галактик

Для обучения моделей детектирования СЗ-источников, а также их тестирования мы будем использовать каталоги галактик, обнаруженных в двух основных спектральных диапазонах: микроволновом (PSZ2, ACT) и рентгеновском (MCXC, SRG/ePOZITA). В табл. 1 представлена сводная статистика по рассматриваемым каталогам скоплений — общее число скоплений, количество объектов в тестовых областях, а также число объектов в восточной внегалактической области

<sup>1</sup><https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/planck/curr/>

**Таблица 1.** Каталоги скоплений галактик по данным в микроволновом и рентгеновском диапазонах

Каталоги	PSZ2/PSZ2(z)	ACT	MCXC	ePOZITA
Спектральный диапазон	микроволновой		рентгеновский	
Объекты	1653/1094	4195	1743	$\sim 2.5 \times 10^4$
Тестовые области				
9 ( $b = 41.81^\circ, l = 247.5^\circ$ )	42/29	143	38	
41 ( $b = -41.81^\circ, l = 247.5^\circ$ )	58/53	328	68	
38 ( $b = -41.81^\circ, l = 112.5^\circ$ )	60/50	131	60	$\sim 10^3$
6 ( $b = 41.81^\circ, l = 112.5^\circ$ )	58/40		70	$\sim 2 \times 10^3$
ePOZITA (1-й год)	692/511	1591	900	$\sim 2 \times 10^4$
$ b  > 20^\circ, 0 < l < 180^\circ$				

СРГ/ePOZITA. Так как каталог ePOZITa еще не опубликован, мы приводим эти числа с точностью до первой значащей цифры. В каталоге PSZ2 только часть СЗ-объектов имеет надежные оптические отождествления, мы обозначаем эту подвыборку PSZ2(z) и отдельно приводим ее характеристики в таблице, рядом с данными по всему каталогу PSZ2. На рис. 1 показано распределение объектов из каталогов скоплений PSZ2, ACT, MCXC на небе. Распределение на небе скоплений СРГ/ePOZITA будет приведено в работе по каталогу скоплений ePOZITa.

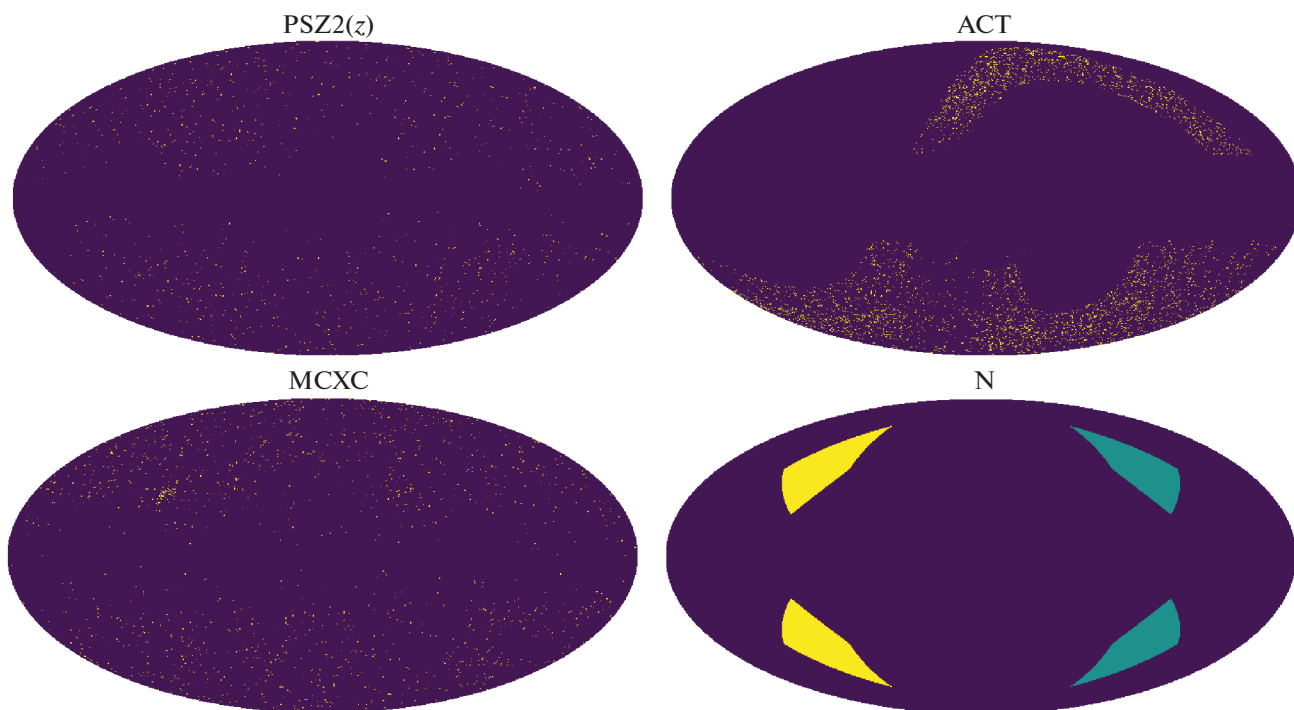
На рис. 2 показано распределение объектов из каталогов скоплений по красному смещению (левая панель), полной массе внутри радиуса  $R_{500}$  (правая панель). На графиках показано распределение для выборки PSZ2(z) скоплений PLANCK с надежными красными смещениями и для компилятивного каталога скоплений при объединении выборок PSZ2(z), ACT и MCXC. Как можно видеть из графиков, данные ACT серьезно дополняют выборку скоплений PLANCK в сторону объектов меньших масс и больших красных смещений (при этом нет гарантии, что все эти дополнительные объекты могут быть обнаружены в данных PLANCK).

Данные обзора СРГ/ePOZITA позволяют регистрировать скопления галактик на существенно меньших рентгеновских потоках, чем это мог делать ROSAT. Благодаря уникальным данным СРГ/ePOZITA, число известных рентгеновских скоплений возросло более чем на порядок.

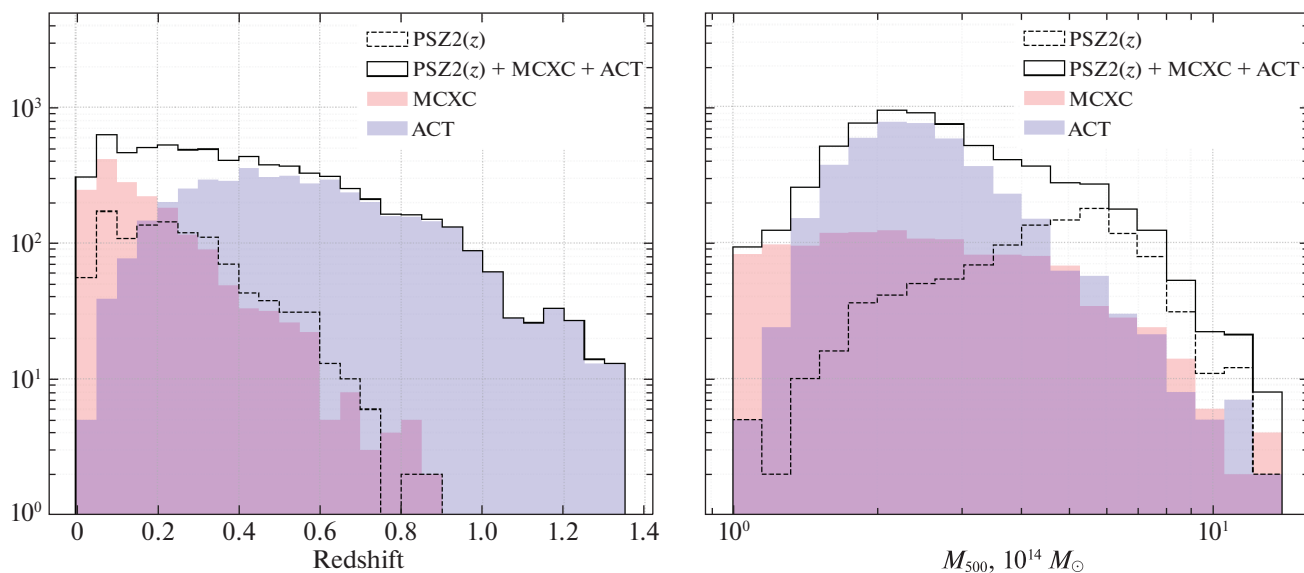
В следующих частях раздела каждый используемый здесь каталог скоплений будет описан более подробно.

**2.2.1. PSZ2.** PSZ2 (Коллаборация Планк и др., 2016b) представляет собой каталог источников Сюняева–Зельдовича (СЗ), обнаруженных на всем небе по 29-месячным данным миссии PLANCK. Для обнаружения СЗ-объектов в каталоге PSZ2 использовались алгоритмы MMF1, MMF3 (Мелин и др., 2006), PowellSnakes (Капвальйо и др., 2009, 2012). Каталог построен как объединение результатов поиска СЗ-объектов, найденных MMF1/MMF3/PowellSnakes на высоком уровне значимости  $S/N > 4.5$ , и содержит в общей сложности 1653 источника. Отметим, что PSZ2 содержит несколько сотен ложных СЗ-объектов, чистота каталога PSZ2 (по данным Коллаборация Планк и др., 2020b) составляет не менее 83%. Для выборки всех подтвержденных по оптическим данным 1094 скоплений из PSZ2 с измеренными спектральными красными смещениями (далее PSZ2(z)) были сделаны оценки масс  $M_{500}$  (Коллаборация Планк и др., 2014). Мы будем использовать PSZ2(z) в качестве основы для создания тренировочной выборки при обучении нейросетевых моделей в настоящей работе.

**2.2.2. Каталог скоплений ACT DR5 SZ.** Это крупнейший на сегодня каталог СЗ-объектов (Хилтон и др., 2021) состоит из 4195 оптически подтвержденных скоплений галактик в области 13168 кв. град (1649 скоплений каталога имеют спектроскопические измерения красных смещений) и получен по данным Атакамского космологического телескопа (ACT, Atacama Cosmology Telescope). Источники Сюняева–Зельдовича с высоким уровнем значимости ( $S/N > 4$ ) были отобраны на картах ACT по наблюдениям 2008–2018 гг. с использованием метода многочастотного согласованного фильтра (MMF, multi-frequency



**Рис. 1.** Распределение скоплений галактик по небу (север сверху, восток слева) в различных каталогах по данным рентгеновского спутника ROSAT и экспериментов в микроволновом диапазоне (PLANCK, ACT). На правой нижней панели показано расположение восточных (слева) и западных (справа) тестовых областей. Номера областей соответствуют индексу разбиения HEALPix с  $N_{\text{side}} = 2 : 6$  (северо-восточная), 38 (юго-восточная), 9 (северо-западная), 41 (юго-западная).



**Рис. 2.** Распределение по красному смещению  $z$  (слева) и массе  $M_{500}$  (справа) для каталогов скоплений галактик PSZ2( $z$ ), ACT, MCXC, а также для компилятивной выборки скоплений PSZ2( $z$ ) + MCXC + ACT.

matched filter, см. Мелин и др., 2006) для двух рабочих диапазонов инструмента (98 и 150 ГГц). Скопления в каталоге ACT имеют красное смещение в диапазоне  $0.04 < z < 1.91$  (со средним значением  $z = 0.52$  и 221 скопление на  $z > 1$ ).

**2.2.3. MCXC.** MCXC представляет собой большой составной каталог рентгеновских скоплений галактик, обнаруженных по данным обсерватории ROSAT. Выборка включает скопления, найденные в ходе проведения обзора неба ROSAT All

Sky Survey (NORAS, REFLEX, BCS, SGP, NEP, MACS и CIZA) и программ точечных наведений спутников ROSAT (160SD, 400SD, SHARC, WARPS) и EINSTEIN (EMSS). В общей сложности каталог MCXC содержит 1743 рентгеновских скопления галактик с надежной оптической идентификацией.

**2.2.4. eРОЗИТА.** Каталог скоплений галактик телескопа СРГ/eРОЗИТА произведен в рабочей научной группе по каталогу рентгеновских источников российского консорциума eРОЗИТА по данным первого года сканирования неба. При построении каталога использовались данные восточной галактической полусферы  $0 < l < 180$ , за обработку которой отвечает российский консорциум телескопа СРГ/eРОЗИТА. Детали наблюдений, обработки данных, процедуры детектирования источников и верификации полученного каталога, так же как и сам каталог, не являются предметом данной работы и будут опубликованы в отдельной статье.

В данной работе использована только часть каталога во внегалактической области с галактической широтой  $|b| > 20^\circ$ .

### 3. МОДЕЛИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СЗ-ОБЪЕКТОВ

В настоящее время в литературе используются несколько подходов к детектированию СЗ-источников: алгоритмы детектирования, основанные на классическом физическом моделировании (MMF), байесовском моделировании (PowellSnakes) и нейросетевых моделях. Появляются также гибридные подходы (см. Хариер и др., 2021), где нейронные сети используются для уточнения карты сегментации СЗ-источников, полученной классическими подходами.

Классический алгоритм MMF (Мелин и др., 2006) опирается на аппроксимацию сигнала на картах интенсивности микроволнового излучения при помощи низкопараметрических моделей для СЗ-сигнала и других спектральных и пространственных компонент излучения, присутствующих в данных, с последующим построением оптимальных фильтров для получения карт сегментации и детектированием на них СЗ-объектов выше определенного порога по значимости. В PowellSnakes (Карвальйо и др., 2009) используется методика байесовского моделирования. С помощью подходов MMF и PowellSnakes были получены каталоги СЗ-источников из официальных выпусков данных обсерваторий PLANCK и ACT, содержащие объекты с высоким уровнем значимости. Более слабые СЗ-источники (не попавшие в опубликованные каталоги) скопления PLANCK можно искать на

картах  $y$ -параметра комптонизации, которые также публиковались в рамках выпусков данных обсерватории PLANCK (Коллаборация Планк и др., 2016с). Для реконструкции  $y$ -карт применялись подходы, базирующиеся на ILC (Internal Linear Combination): MILCA (Modified Internal Linear Combination Algorithm, Хариер и др., 2013), NILC (Needlet Independent Linear Combination, Ремазеиллес и др., 2013). В работе (Буренин, 2017) был выполнен поиск СЗ-источников на реконструированных  $y$ -картах PLANCK (NILC) и получен расширенный каталог СЗ-источников вплоть до самых низких порогов по значимости. В настоящей работе мы публикуем обновленную версию расширенного каталога СЗ-источников PLANCK, полученную в рамках данного подхода (см. п. 3.3).

В последние годы, по мере бурного развития нейросетевых технологий и расширения доступных тренировочных выборок астрономических объектов, открылись принципиально новые возможности по созданию обучаемых нейросетевых алгоритмов сегментации и детектирования, работающих непосредственно с изображениями неба, полученными в рамках обзоров неба в выбранных спектральных диапазонах (в данной работе — с картами интенсивности по данным микроволновых наблюдений PLANCK). Нейросетевая модель сегментации выполняет тесную аппроксимацию сложной функции  $X \rightarrow y$  для преобразования изображений размера  $n \times n$  в шести каналах HFI ( $X \subset \mathbb{R}^{6 \times n \times n}$ ) в карту сегментации СЗ-источников ( $y \subset \mathbb{R}^{n \times n}$ ). Нейросетевые алгоритмы обучения с учителем способны автоматически распознавать имеющиеся закономерности в данных и заметно превосходить по точности стандартные подходы физического моделирования (часто имеющие те или иные априорные ограничения) при использовании достаточно большой и репрезентативной тренировочной выборки. В самое последнее время нейросетевые модели показали высокую эффективность при поиске СЗ-объектов (Лин и др., 2021), в том числе для данных PLANCK (Бонжеан, 2020). Однако каталоги кандидатов в скопления галактик, полученные нейросетевыми алгоритмами, до настоящего времени не публиковались. В данной работе мы представляем расширенный каталог СЗ-источников PLANCK, полученный нейросетью семейства U-Net (см. п. 3.4).

Ниже в п. 3.1 мы рассмотрим разбиение данных, а в п. 3.2 — метрики качества, используемые для обучения и тестирования моделей детектирования СЗ-источников на данных PLANCK. Будет описана (см. п. 3.3) базовая модель поиска СЗ-источников на картах комптоновского параметра и нейросетевые модели сегментации (см. п. 3.4). В последней части данной главы мы опишем создание расширенного каталога источников PLANCK,



полученного путем объединения прогнозов моделей.

### 3.1. Разбиение данных для обучения и тестирования методов поиска СЗ-источников

Все небо было разделено на несколько частей (см. рис. 1, правая нижняя панель), представляющих собой тренировочные и тестовые области. Соответственно, данные из тренировочной области использовались при создании обучающей выборки для нейросетевых моделей, восточные тестовые зоны использовались для выбора оптимальной эпохи на кривых обучения (см. ниже рис. 4) и независимого тестирования нейросетевых моделей сегментации, а также точности и полноты полученных каталогов СЗ-объектов. Тренировочные и тестовые области на небе были выбраны через представление данных HEALPix по схеме NESTED с параметром разбиения  $N_{\text{side}} = 2$  (всего 48 областей). В качестве тестовых были выбраны пиксели 9, 41 в западной галактической полусфере и 6, 38 в восточной галактической полусфере (все остальные 44 области разбиения неба могли использоваться для обучения моделей). Отметим, что выбор тестовых областей совпадает с работой Бонжеан (2021), что кроме прочего облегчает сравнение наших моделей с указанной работой. В табл. 1 приведено количество объектов в разных каталогах галактик для различных тестовых областей. Немного подробнее о тестовых областях:

- Юго-западная тестовая область (индекс 41 в разбиении неба HEALPix с центром в направлении  $b = 41.81^\circ$ ,  $l = 247.5^\circ$ ) содержит (табл. 1) наибольшее число скоплений галактик из каталогов АСТ, МСХС, PSZ2(z) с практически равномерным их распределением в этой области. В данной области мы будем сравнивать полноту и точность различных каталогов СЗ-объектов относительно скоплений из объединения трех каталогов АСТ, МСХС, PSZ2(z).
- Восточные тестовые области (индексы 6 и 38) полностью покрываются имеющимися в нашем распоряжении наблюдениями СРГ/еРОЗИТА (принадлежащими российскому консорциуму). Северо-восточная тестовая область расположена вблизи северного полюса эклиптики, поэтому чувствительность рентгеновского обзора неба СРГ/еРОЗИТА (и соответственно число скоплений галактик в каталоге для этой зоны) заметно выше, чем для юго-восточной тестовой области (табл. 1). В данных областях мы будем сравнивать полноту и

точность различных каталогов СЗ-объектов относительно каталога рентгеновских скоплений СРГ/еРОЗИТА.

- Дополнительно для тестирования моделей поиска СЗ-источников в данных PLANCK мы будем использовать каталог скоплений СРГ/еРОЗИТА на всем восточном внегалактическом небе.

### 3.2. Метрики оценки качества моделей

В данном разделе мы рассмотрим метрики, которые будут использованы для обучения нейросетевых моделей ( $QE$ ), метрики для тестирования качества полученных нейросетевых карт сегментации СЗ-объектов ( $IoU$ ,  $DICE$ ) и, наконец, метрики для оценки качества полученных каталогов скоплений ( $Recall$ ,  $Precision$ ).

Бинарная кросс-энтропия ( $QE$ ) является стандартной метрикой для оценки качества модели машинного обучения в задачах классификации и семантической сегментации. В задаче сегментации на изображении с  $N$  элементами изображения (пикселями) она определяется следующим образом:

$$QE = -\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (y_i \log(\hat{y}_i) + (1 - y_i) \log(1 - \hat{y}_i)), \quad (1)$$

где  $y_i$  и  $\hat{y}_i$  — значение истинной (англ. ground true) карты сегментации (0,1) и вероятностный прогноз модели для  $i$ -го пикселя. Как видно из формулы (1),  $QE$  рассчитывается независимо для каждого пикселя изображения, а затем усредняется по всем элементам изображения и далее всем изображениям в выборке. Мы выбрали  $QE$  в качестве функции ошибок для оптимизации весов нейросетевых моделей.

Для оценки качества нейросетевой карты сегментации СЗ-источников мы использовали стандартные метрики  $IoU$  и  $DICE$ , которые широко применяются в подобных задачах компьютерного зрения.  $IoU$  — это площадь области перекрытия между прогнозируемой картой сегментации ( $\hat{S}$ ) и истинной картой сегментацией ( $S$ ) объектов, нормированная на площадь их объединения.

$$IoU = \frac{|\hat{S} \cap S|}{|\hat{S} \cup S|}. \quad (2)$$

Коэффициент  $DICE$  равен удвоенной площади перекрытия прогнозируемой и истинной карт сегментации, деленной на сумму этих площадей:

$$DICE = \frac{2|\hat{S} \cap S|}{|\hat{S}| + |S|}. \quad (3)$$

В результате детектирования объектов на нейросетевых картах сегментации (или на картах параметра комптонизации в случае базовой модели) были получены каталоги СЗ-источников. Для оценки их качества мы воспользовались метриками полноты (*Recall*) и точности (*Precision*) относительно выбранных каталогов скоплений (табл. 1). Полнота рассматриваемого каталога СЗ-объектов определяется как

$$Recall = \frac{N_{true}}{N_{cat}}, \quad (4)$$

где  $N_{cat}$  — общее число объектов в выбранном для сравнения каталоге скоплений,  $N_{true}$  — число СЗ-объектов, у которых в заданном радиусе сопоставления (мы использовали  $R_{match} = 400''$ ) имеется скопление. Точность считалась как:

$$Precision = \frac{N_{true}}{N_{det}}, \quad (5)$$

где  $N_{det}$  — общее число СЗ-объектов в рассматриваемом каталоге.

В последующих пунктах описываются модели поиска СЗ-источников.

### 3.3. Базовый метод поиска СЗ-источников на картах параметра комптонизации

Эффект Сюняева–Зельдовича (Сюняев, Зельдович, 1970, 1972) состоит в обратном комптоновском рассеянии фотонов реликтового излучения на горячих электронах в направлении на скопления галактик. Величина эффекта задается параметром комптонизации ( $y$ ), который зависит от плотности ( $n_e$ ) и температуры ( $T_e$ ) тепловых электронов скопления на луче зрения:

$$y = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \int n_e(l) k_B T_e(l) dl, \quad (6)$$

где  $\sigma_T$  — сечение когерентного (томпсоновского) рассеяния,  $k_B$  — константа Больцмана,  $c$  — скорость света,  $m_e$  — масса электрона.

Для поиска источников сигнала Сюняева–Зельдовича нами были использованы карты параметра комптонизации, взятые из архива обсерватории им. Планка<sup>2</sup>. Была использована версия этих карт, опубликованная в выпуске данных 2015 г. (Коллаборация Планк и др., 2016с). Поиск источников проводился по картам *NILC*, поскольку они имеют несколько меньше шума на малых угловых масштабах (см. подробнее в работе Сообщества Планка, 2016с). Из карты параметра комптонизации был вычтен сигнал на угловом масштабе больше  $20'$ . Это должно в некоторой степени увеличить чувствительность поиска

далеких скоплений, которые имеют характерный угловой размер меньше углового разрешения карт параметра комптонизации обзора обсерватории им. Планка,  $10'$ . Карта соотношения сигнал–шум была получена делением на карту стандартного отклонения, сглаженную круглым окном радиусом  $20'$ . Максимумы на этой карте отношения сигнал–шум рассматривались в качестве источников сигнала СЗ.

Полученный таким образом список содержит 6901 СЗ-источник на российской половине неба обзора СРГ/еРОЗИТА (со значимостью  $>5\sigma$ ). Сравнение этого списка с каталогом скоплений обзора *400d* (Буренин и др. 2007), а также отождествление подобного списка объектов в оптическом и ИК-диапазонах (Буренин, 2017), показывают, что более половины из этих объектов являются ложными, однако, подавляющее большинство скоплений с массами выше  $\approx 5 \times 10^{14} M_\odot$  должны содержаться в этом списке. Сравнение этого каталога с каталогом протяженных рентгеновских источников из обзора СРГ/еРОЗИТА обсуждается также в работе Буренина и др. (2022).

### 3.4. Нейросетевой метод поиска СЗ-объектов

Общая схема нейросетевой модели поиска СЗ-источников представлена на рис. 3. Закрашенными прямоугольниками показаны блоки модели, открытыми прямоугольниками изображены данные. Для получения каталога СЗ-объектов мы используем двухэтапный подход: (i) получение карты сегментации с помощью U-Net архитектуры и (ii) детектирование СЗ-источников на карте сегментации и создание каталога. В случае использования дообучения, этапы (i) и (ii) повторяются с обновленной тренировочной выборкой, которая формируется на основе скоплений из каталогов PSZ2, ACT, MCXC, успешно сопоставленных объектами из каталога СЗ-объектов, полученного моделью на предыдущем этапе. Ниже мы подробно рассмотрим построенные нами нейросетевые модели поиска СЗ-источников.

**3.4.1. Базовая нейросетевая модель сегментации.** Модели сегментации в статье основаны на классической архитектуре U-Net (Роннебергер и др. 2015), представляющей собой автокодировщик с дополнительными связями (англ. skip-connections) между симметричными слоями кодировщика и декодировщика. Архитектура U-Net позволяет формировать сжатое представление входных данных в латентном слое и затем с помощью декодировщика разворачивать его в маску сегментации. При этом использование дополнительных связей между симметричными слоями кодировщика и декодировщика помогает получать

<sup>2</sup><http://pla.esac.esa.int/>

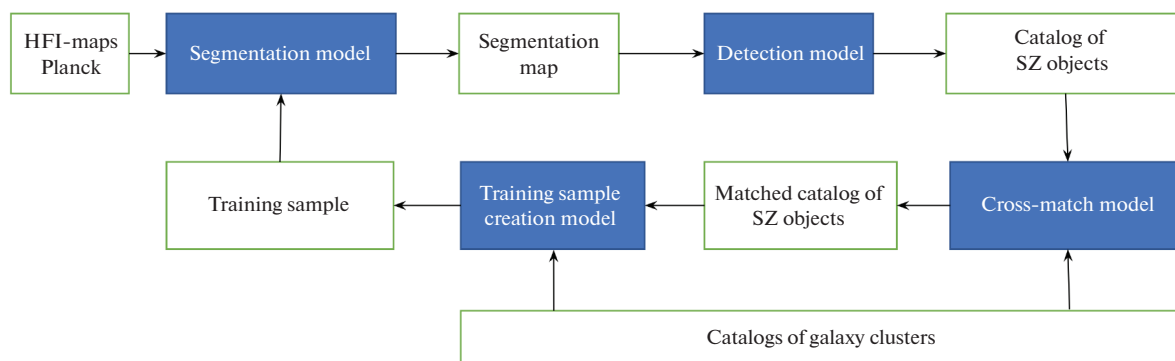


Рис. 3. Схема обучения нейросетевых моделей поиска СЗ-источников.

карту сегментации с разрешением, соответствующим исходным данным.

Отметим, что в работе (Бонжеан, 2020) ранее было продемонстрировано удачное применение архитектуры U-Net в задаче сегментации и поиска СЗ-источников PLANCK в данных HFI. Однако автор Бонжеан (2020) не выложил код построенной им нейросетевой модели (а также полученный им каталог СЗ-объектов) в открытый доступ, поэтому в настоящей работе мы построили свою U-Net архитектуру для сегментирования СЗ-источников в данных PLANCK HFI с нуля.

Перед попаданием в нейросетевую модель сегментации данные PLANCK были нормализованы (аналогично работе Бонжеан, 2020). Архитектура U-net для базовой нейросетевой сегментации СЗ-источников представляла собой:

- Кодировщик, состоящий из пяти блоков; в каждом блоке — по две свертки ядром  $3 \times 3$ , функцией активации ReLU и слоем max-pooling. После каждого блока кодировщика количество фильтров возрастает в 2 раза (вплоть до 128 в латентном слое). Последний слой кодировщика дополняется сверткой  $1 \times 1$ .
- Декодировщик, состоящий из пяти блоков; в каждом блоке —  $2 \times 2$  свертка с увеличением разрешения (англ. upsampling), вектор признаков конкатенировался с вектором на выходе соответствующего симметричного блока кодировщика, и две свертки  $3 \times 3$  с функцией активации ReLU. После каждого блока декодировщика количество фильтров уменьшается в 2 раза.

После каждой свертки (в качестве регуляризатора для увеличения эффективности обучения) был добавлен слой случайного выбивания нейронов (англ.

Dropout) с параметром вероятности равным  $p = 0.2$ . Перед выходом нейросети, в качестве последней функции активации использовалась сигмоида для того, чтобы преобразовать карту выходных признаков модели в карту вероятностей сегментации. После экспериментов с разными вариантами моделей мы остановились на нейросети семейства U-Net с асимметрией (несколько большим числом параметров) в крыле декодировщика. Общее число параметров выбранной нейросетевой архитектуры составило 2 161 489. Подробнее архитектуру нейросетевой модели можно посмотреть в репозитории статьи.

Для обучения нейросетей мы использовали тренировочные изображения (англ. patches) размером  $1.83^\circ \times 1.83^\circ$  (для шести HFI-каналов размерность матрицы изображения составила  $64 \times 64 \times 6$ ), нарезанные из данных PLANCK. Для каждого тренировочного изображения была создана “целевая” маска сегментации скоплений, в которой все пиксели в радиусе  $2.5'$  от центров скопления тренировочного каталога положили равными единице, все остальные пиксели маски были приравнены нулю. Области для обучения нейросети (100 тыс. участков изображений PLANCK размера  $64 \times 64$ ) выбирались случайно по небесной сфере с условием, чтобы в каждое изображение попало хотя бы одно скопление из тренировочного каталога. Все архитектуры нейросетей в данной работе были реализованы с помощью библиотеки tensorflow.keras<sup>3</sup>. Веса нейросетевых моделей обучались методом стохастического градиентного спуска с оптимизатором Adam (с параметром  $lr = 10^{-4}$ ) вплоть до 50 эпох. Число изображений в пакете (англ. batch size) при обучении нейросети было выбрано равным 20. В качестве функции ошибок в задаче семантической сегментации использовалась бинарная кросс-энтропия  $QE$  (см.

<sup>3</sup>[https://www.tensorflow.org/api\\_docs/python/tf/keras](https://www.tensorflow.org/api_docs/python/tf/keras)

формулу (1)). По результатам каждой эпохи обучения вычислялись метрики качества сегментации  $IoU$ ,  $DICE$  на валидационной выборке, состоящей из случайно выбранных 12 000 тестовых изображений  $64 \times 64$  из тестовых областей (6, 38, 41 элементы разбиения неба, см. п. 3.1). При обучении нейросетей использовалась стандартная техника аугментации входных изображений, состоящая из случайных поворотов картинки (и маски) на угол, кратный  $\pi/2$ .

Базовая модель нейросетевой сегментации обучалась на выборке скоплений PSZ2(z) из каталога PSZ2, для которых имеются спектроскопические измерения красных смещений (см. табл. 1), полностью аналогично нейросетевой модели в работе (Бонжеан, 2020). На рис. 4 представлена зависимость функции ошибок ( $QE$ ) и метрик сегментации ( $IoU$ ,  $Dice$ ) от числа эпох обучения на тренировочной и валидационной выборках для базовой нейросетевой модели сегментации. Как можно видеть на рисунке, на первых эпохах обучения функция ошибок ( $QE$ ) убывает как на тренировочной, так и на валидационной выборке. Затем  $QE$  на валидационной выборке достигает минимума и далее следует ее постепенный рост. В то же время  $QE$  на тренировочной выборке монотонно убывает с увеличением количества эпох обучения. Такое поведение кривых обучения (рост ошибки модели на валидационной выборке с одновременным убыванием ошибки модели на тренировочных данных) соответствует режиму переобучения нейросетевого алгоритма, при котором ошибка обобщения моделей будет расти. Чтобы избежать подобной ситуации, мы останавливаем обучение моделей на эпохе начала роста ошибки  $QE$  на валидационной выборке (см. вертикальные линии на рис. 4).

Обученная нейросетевая модель позволяет построить карту сегментации СЗ-источников на участке изображения PLANCK размером  $64 \times 64$  (из HEALPix-разбиения неба с  $n_{\text{side}} = 8$ ). Для того чтобы получить карту сегментации по всему небу, нам необходимо было “просканировать” окном сегментации  $64 \times 64$  все области, на которые было разделено небо по схеме HEALPix. По каждой из 48 областей размера  $1024 \times 1024$  мы перемещали “окно сегментации” с заданным шагом и затем усредняли прогнозы нейросети для каждого пикселя изображения. Мы попробовали сканировать данные PLANCK с различным выбором шага (от 8 до 64). При уменьшении размера шага сканирования с 64 до 8 пикселей качество карты сегментации улучшалось за счет усреднения по окну сканирования. Таким образом, для построения нейросетевой карты сегментации мы выбрали шаг сканирования 8 пикселей, при котором через каждый пиксель карты PLANCK

(если он не лежит рядом с границей изображения) окно сканирования проходит  $(64/8)^2 = 64$  раза.

Как упоминалось ранее, базовая нейросетевая модель сегментации (обозначим ее SZcat(base) близка к архитектуре нейросетевой модели сегментации из работы Бонжеан (2020). Мы построили каталог СЗ-источников (выделяя области выше порога вероятности  $p_i > 0.1$  на картах сегментации) и задались вопросом, насколько результирующий каталог в работе Бонжеан (2020) близок к выборке SZcat(base). К сожалению, Бонжеан (2020) не опубликовал полученные им каталоги СЗ-объектов, поэтому мы имеем возможность только провести сравнение с метриками, приведенными автором данной работы. Так, автор статьи приводит значение метрики Recall на всем небе относительно данных каталогов Planck\_z (наш PSZ2(z)), Planck\_noz (PSZ2 исключая объекты PSZ2(z)) и MCXCwp (MCXC исключая объекты PSZ2). Радиус сопоставления СЗ-источника и скопления в работе Бонжеан (2020) был равным  $R_{\text{match}} = 5'$ . Сравнение результатов нашего каталога СЗ-объектов (также для  $R_{\text{match}} = 5'$ ) с результатами статьи Бонжеан (2020) приведено в табл. 2. Как можно видеть, метрики для модели SZcat(base) хорошо согласуются с результатами Бонжеан (2020). Таким образом, мы можем сделать вывод, что в целом SZcat(base) достаточно близко воспроизводит модель сегментации СЗ-объектов из указанной работы.

На следующем этапе мы построили более точные модели сегментации СЗ-объектов, с применением техники дообучения на каталогах скоплений галактик ACT и MCXC.

**3.4.2. Дообучение модели сегментации на каталогах скоплений PSZ2, ACT и MCXC.** Идея дообучения нейросетевой модели сегментации СЗ-источников PLANCK на каталогах скоплений галактик, полученных другими микроволновыми и рентгеновскими обсерваториями, довольно проста.

**Таблица 2.** Полнота найденных скоплений галактик (Recall) по каталогам скоплений на всем небе (PSZ2, MCXC) в сравнении с результатами из работы (Бонжеан, 2020)

Выборки	PSZ2(z)	PSZ2*	MCXC*
Бонжеан (2020)	0.98	0.76	0.21
SZcat(base)	0.98	0.80	0.19

**Примечание.** PSZ2\*, MCXC\* — подвыборки PSZ2 и MCXC соответственно после удаления объектов PSZ2(z). Радиус сопоставления СЗ-объекта и скопления здесь был выбран (как и в работе Бонжеан, 2020) равным  $R_{\text{match}} = 5'$ .

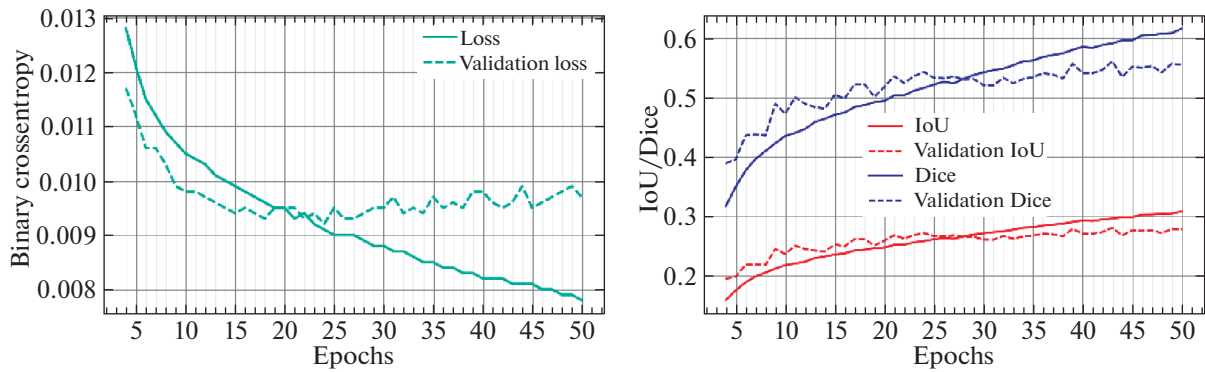


Рис. 4. Зависимость функции ошибок (бинарной кросс-энтропии  $QE$ ), а также метрик сегментации ( $IoU$ ,  $DICE$ ) от эпохи обучения на валидационных и тренировочных данных для лучшей нейросетевой модели.

Выборка PSZ2(z) скоплений PSZ2, имеющих оптическую спектроскопию, на которой была обучена базовая нейросетевая модель сегментации (аналогичная работе Бонжеан, 2020), содержит только СЗ-объекты с высоким уровнем значимости детектирования в данных PLANCK. Менее массивные или более далекие скопления галактик (тем не менее видимые в данных PLANCK на более низком уровне значимости) могут находиться в каталогах скоплений галактик, полученных по данным других обсерваторий.

Основной проблемой для обучения нейросетевой модели на всех имеющихся каталогах скоплений является вероятное наличие в них (в частности, в каталоге скоплений АСТ) большого числа скоплений, которые в данных PLANCK находятся глубоко под уровнем шума. Включение их в обучение снизит качество нейросетевой модели. Чтобы решить данную проблему, мы использовали технику дообучения, в рамках которой в процесс тренировки моделей включаются не все скопления из каталогов, а только объекты, которые нейросетевая модель обнаружила на предыдущих этапах детектирования (рис. 3).

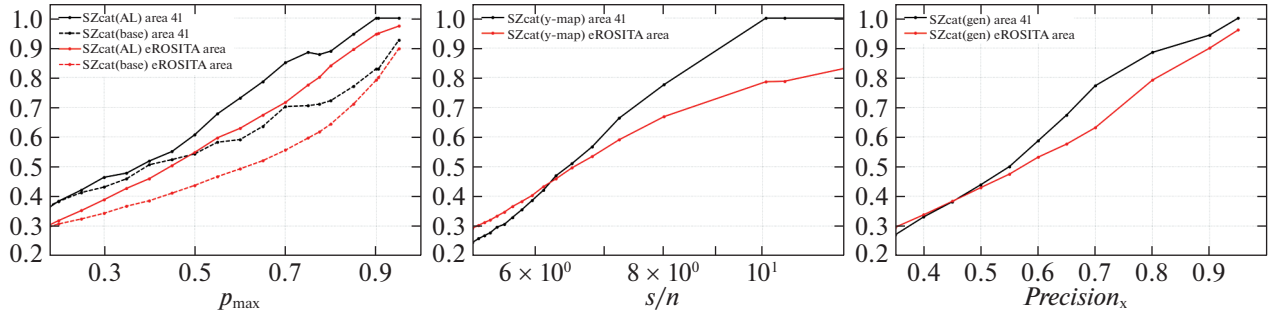
Обучив базовую нейросетевую модель на данных PSZ2(z) и построив каталог детектирования, мы сопоставили его с каталогами скоплений PSZ2, MCXC, АСТ. Сопоставление каталогов проводилось в радиусе  $R = 400''$ , внутрь которого попадает большая часть верных сопоставлений при минимальном уровне случайных объектов. Все СЗ-детектирования, которые оказались соотнесены со скоплениями галактик в каталогах, были добавлены в обучающую выборку, и далее на ней было проведено дообучение нейросетевой модели (стартуя с весов базовой модели). Области для дообучения  $64 \times 64$  выбирались случайно по небесной сфере с условием, чтобы в каждое такое изображение обязательно попадало хотя бы одно скопление каталога АСТ из новой обучающей выборки.

Мы построили каталог СЗ-источников путем выделения на карте областей с вероятностью сегментации выше порога ( $p_i > 0.1$ ). Центром источника считался барицентр выбранной области. Для каждого источника также определялся параметр  $p_{\max}$  (наибольшее значение параметра сегментации в выбранной области).

### 3.5. Объединенный каталог СЗ-объектов

Для каждого СЗ-объекта в каталогах детектирования определялся параметр значимости источника. Для базового каталога, полученного по картам параметра комптонизации, значимость источника имела физический смысл — максимальное отношение сигнал/шум в области источника на картах  $y$ -параметра. Для нейросетевого каталога параметр значимости  $p_{\max}$  определяется как максимальное значение вероятности сегментации внутри области источника. Отметим, что параметр значимости нейросетевой модели детектирования не имеет четкого физического обоснования в терминах сигнал/шум. Фактически отбор объектов нейросетью ведется согласно некоторому внутреннему критерию (который определяется архитектурой нейросетевой модели и доступной обучающей выборкой) и требует калибровки относительно стандартных величин статистической значимости источника. Данное свойство присуще нейросетевым методам детектирования в целом (см., например, обсуждение нейросетевых моделей детектирования радиисточников SKA SDC2, Хартли и др., 2022).

На рис. 5 приведена зависимость метрики точности детектирования от порога по значимости СЗ-источника в нейросетевых каталогах SZcat(base), SZcat(AL) (график слева), в каталоге на основе карт параметра комптонизации SZcat( $y$ -map) (посередине). Черными линиями показана точность детектирования, рассчитанная на объединенной выборке скоплений галактик из каталогов



**Рис. 5.** Зависимость метрики точности детектирования ( $Precision$ ) от порога по значимости СЗ-источника в нейросетевых каталогах SZcat(AL), SZcat(AL) (слева), в каталоге на основе карт параметра комптонизации SZcat(y-map) (посередине) и в объединенном каталоге SZcat(AL) (справа). Черными линиями показана точность детектирования, рассчитанная на объединенной выборке скоплений галактик из каталогов PSZ2(z), MCXC, АСТ в юго-западной тестовой области. Красные линии — оценка точности детектирования на тестовой выборке скоплений из каталога протяженных источников еРОЗИТА (1 год) в восточной внегалактической области ( $b > 20^\circ$ ,  $0 < l < 180^\circ$ ).

PSZ2(z), MCXC, АСТ в юго-западной тестовой области. Красные линии ( $Precision_X$ ) — оценка точности детектирования на тестовой выборке скоплений из каталога скоплений еРОЗИТА в восточной внегалактической области ( $b > 20^\circ$ ,  $0 < l < 180^\circ$ ). На основе последней зависимости, для каждого СЗ-детектирования из каталогов SZcat(AL) и SZcat(y-map), мы определили универсальный параметр достоверности СЗ-источника следующим образом:

$$\begin{cases} Precision_X(p_{\max}), & obj \in SZcat(AL), \\ Precision_X(S/N), & obj \in SZcat(y-map). \end{cases} \quad (7)$$

Имея определенный параметр достоверности  $Precision_X$  для всех СЗ-детектирований, мы объединили каталоги, полученные нейросетью и с использованием карт параметра комптонизации в единый каталог SZcat(gen). На рис. 5 (слева) приведена зависимость метрики точности детектирования от порога по достоверности СЗ-источников в объединенном каталоге.

Подробнее о публикуемом объединенном каталоге СЗ-детектирований PLANCK (см. Приложение).

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

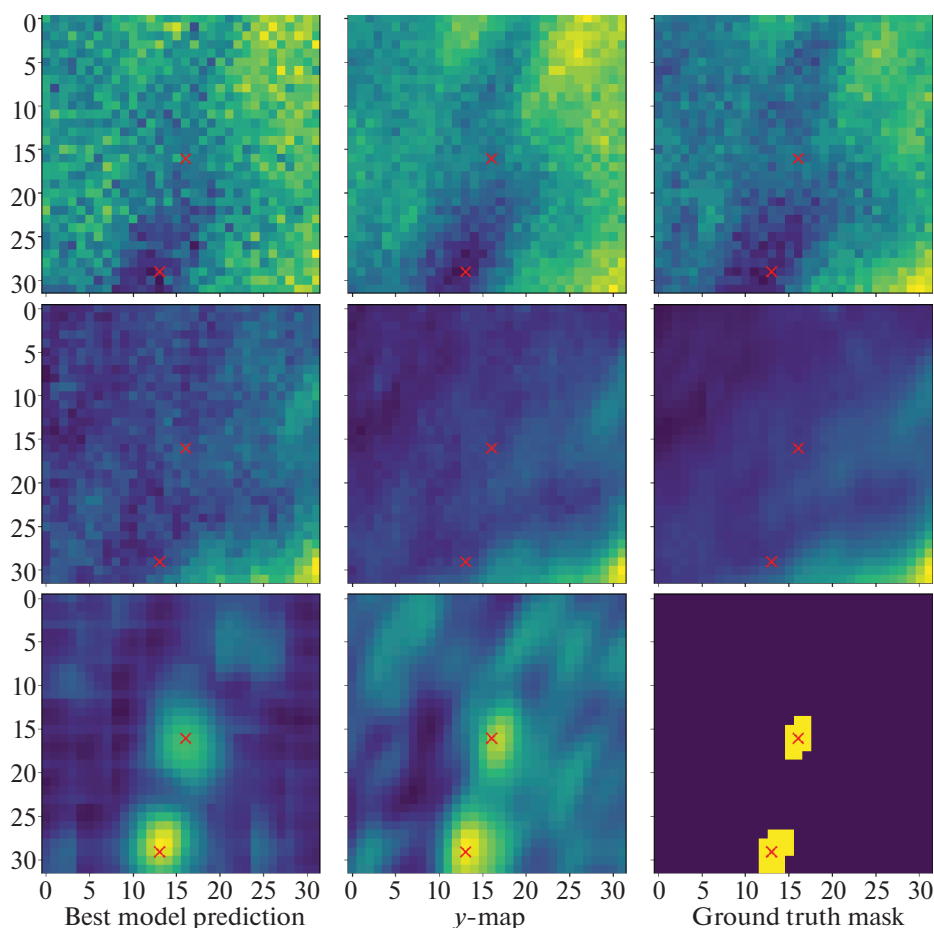
С помощью моделей сегментации и детекции объектов, описанных в предыдущих разделах, нами были созданы карты сегментации и каталоги СЗ-объектов по данным PLANCK. Каталоги SZcat(base) и SZcat(AL) были получены на основе карт сегментации, произведенных алгоритмами глубокого обучения на базе архитектуры U-Net. При этом модель сегментации SZcat(base) близко (по архитектуре модели, разбиению неба на тренировочные/тестовые области, схеме аугментации и пр.) воспроизводит модель сегментации

СЗ-источников из работы Бонжеан (2020) и была обучена на выборке PSZ2(z) объектов каталога PSZ2 со спектральными красными смещениями. Более точная модель сегментации SZcat(AL) отличается от варианта SZcat(base) использованием процедуры дообучения на каталогах скоплений АСТ, MCXC, PSZ2. Наконец, каталог SZcat(y-map) был получен без использования глубокого обучения путем поиска объектов на картах параметра комптонизации (см. п. 3.3). Объединенный каталог SZcat(gen) содержит СЗ-детектирования из лучшего нейросетевого SZcat(AL) и базового SZcat(y-map) каталогов.

Ниже представлены основные результаты работы. В п. 4.1 обсуждается нейросетевая карта сегментации СЗ-источников. Далее, в п. 4.2 проанализированы построенные нами каталоги СЗ-объектов.

##### 4.1. Нейросетевая карта сегментации СЗ-сигнала

На рис. 6 для случайно отобранного скопления из каталога PSZ2 показан пример нейросетевой карты сегментации СЗ-сигнала, полученной моделью SZcat(AL) (нижняя левая панель), в сравнении с картой параметра комптонизации (нижний средний рисунок) той же области и исходными картами интенсивности в каналах PLANCK HFI (верхние и нижние панели). Поле центрировано на скопление PSZ2 G104.98-54.79 ( $\alpha = 2.558396^\circ$ ,  $\delta = 6.633860^\circ$ , центр скопления отмечен крестиком) на красном смещении  $z = 0.2912$  с массой  $M_{500} = 4.80 \times 10^{14} M_\odot$ . Достаточно близко к выбранному объекту (внизу на границе изображения) расположено еще одно скопление галактик PSZ2 G104.71-54.54 на красном смещении  $z = 0.2441$  с массой  $M_{500} = 4.90 \times 10^{14} M_\odot$  (также отмечено крестом на рисунках). На нижней правой панели показана маска сегментации в этой области.



**Рис. 6.** Пример данных PLANCK — нормированных карт интенсивности в шести HFI-каналах (верхняя и средняя панели) и соответствующая карта сегментации нейросетевой модели (слева внизу), карта параметра комптонизации (посередине внизу) и эталонная маска сегментации в данной области (правый нижний рисунок). В выбранной области находятся два скопления каталога PSZ2 (отмечены крестиками): PSZ2 G104.98-54.79 (на красном смещении  $z = 0.2912$  с массой  $M_{500} = 4.80 \times 10^{14} M_{\odot}$ ) по центру картинки и PSZ2 G104.71-54.54 ( $z = 0.2441$ ,  $M_{500} = 4.90 \times 10^{14} M_{\odot}$ ) в нижней части картинки.

Сравнивая нейросетевую карту сегментации SZcat(AL) и карту параметра комптонизации, можно видеть на первой заметное подавление шума в окрестности скоплений, что, в свою очередь, позволит найти меньше ложных СЗ-объектов в нейросетевом каталоге источников, полученном на ее основе. С другой стороны, морфология объектов, по-видимому, лучше видна на  $y$ -картах. На карте SZcat(AL) также заметен остаточный эффект от выбранной сетки сканирования при построении карты сегментации на всем небе (см. подпункт 3.4.1).

В дальнейшем мы планируем провести более детальное исследование морфологии скоплений на картах нейросетевой сегментации и выяснить, насколько она может отражать реальную картину диффузного СЗ-излучения и темного вещества в скоплениях (см. Бонжеан, 2020, рис. 8 и обсужде-

ние к нему). В данной работе мы сконцентрируемся на анализе каталогов СЗ-источников.

#### 4.2. Сравнение каталогов СЗ-источников

На рис. 7 показано распределение на небе источников из каталогов СЗ-детектирования, полученных нейросетевой моделью SZcat(AL) (слева) и базовой моделью на картах параметра комптонизации SZcat( $y$ -map) (справа), для внегалактической области  $|b| > 20^\circ$ .

В табл. 3 представлено сравнение полученных каталогов СЗ-источников по метрикам точности (*Precision*) и полноты (*Recall*) детектирования объектов (см. п. 3.2). Сравнение приводится для юго-восточной тестовой области и для восточной внегалактической области ( $|b| > 20^\circ$ ,  $0^\circ < l < 180^\circ$ ). Метрики были рассчитаны относительно нескольких “эталонных” каталогов

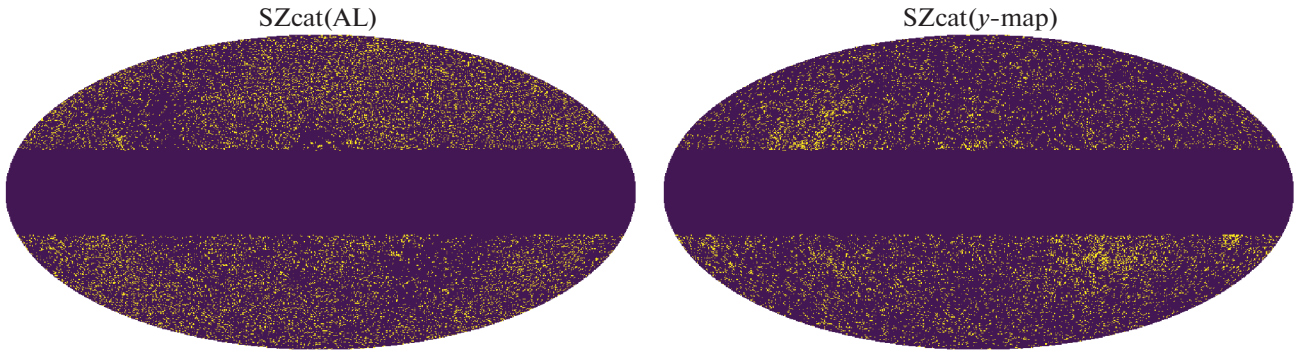


Рис. 7. Распределение объектов в расширенных каталогах СЗ-источников, построенных в данной работе.

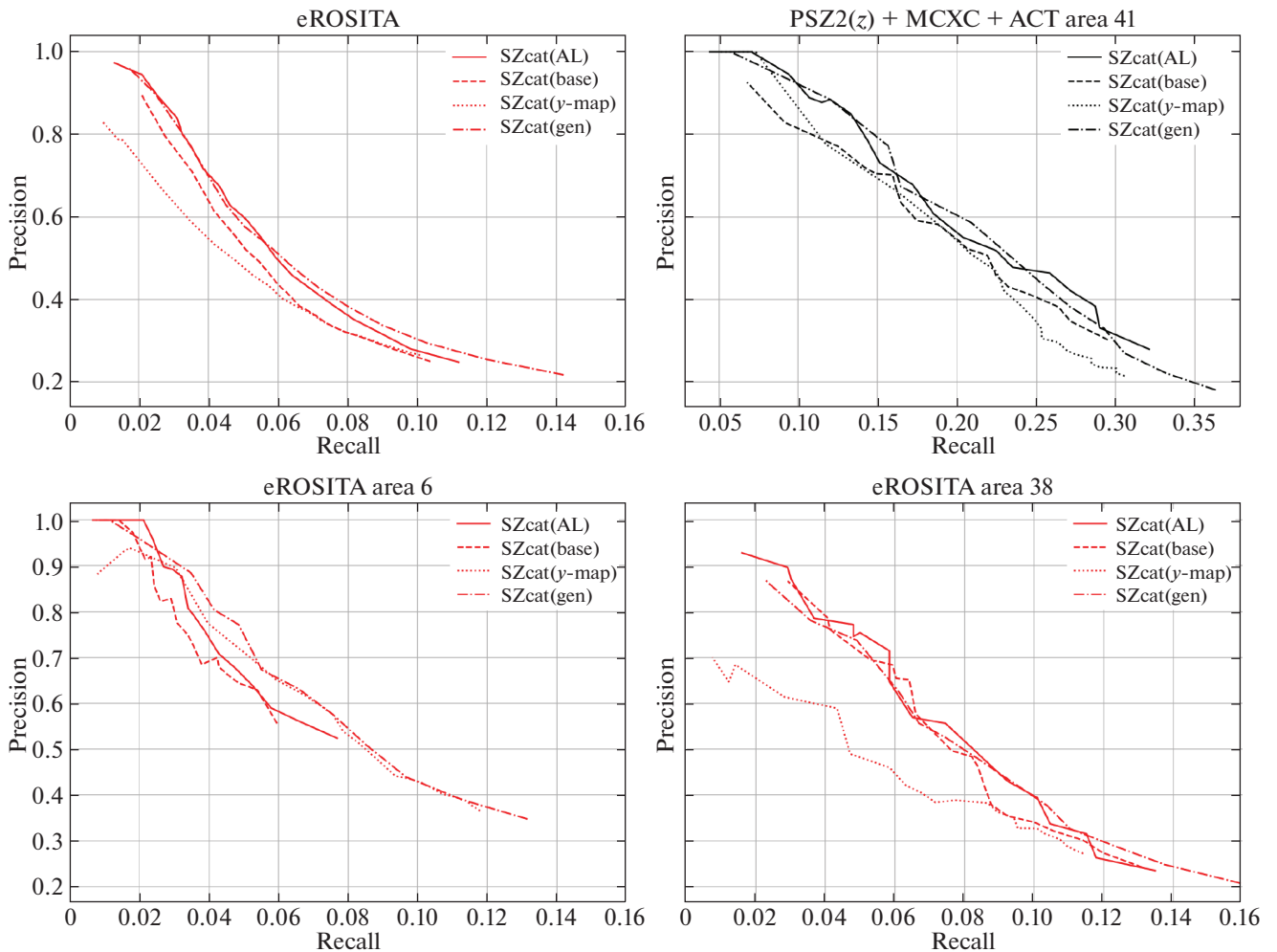


Рис. 8. Зависимости точности от полноты каталогов СЗ-источников для юго-западной (слева сверху) и восточной внегалактической  $|b| > 20^\circ$ ,  $0^\circ < l < 180^\circ$  (справа сверху), северо-восточной (слева внизу) и юго-восточной (справа внизу) тестовых областей. Северо-восточная тестовая область расположена вблизи северного полюса эклиптики, где чувствительность СРГ/еРОЗИТА и соответственно плотность рентгеновских скоплений максимальна.

скопления галактик: мы использовали каталоги PSZ2(z), MCXC, АСТ (по отдельности и в комбинации) и каталог протяженных рентгеновских источников еРОЗИТА 1 года (в восточной галакти-

ческой полусфере). Для соотнесения СЗ-объекта и скопления использовался ранее выбранный нами радиус сопоставления  $R_{\text{match}} = 400''$ . Для сравнения в таблице приведены также метрики



*Precision* и *Recall* для опубликованного второго каталога СЗ-источников миссии PLANCK–PSZ2.

Как можно видеть из табл. 3, 30–35% скоплений АСТ,  $\approx 50\%$  рентгеновских скоплений ROSAT и  $\approx 14\%$  рентгеновских скоплений ePOZITA (1 год) обнаруживаются в новых каталогах СЗ-детектирования PLANCK. Расширенные каталоги СЗ-детектирования PLANCK содержат несколько раз больше скоплений галактик, чем каталог PSZ2. В то же время новые СЗ-каталоги имеют значительную долю ложных объектов (более 70%). Долю ложных источников среди СЗ-детектирования можно значительно уменьшить, если отфильтровать объекты каталогов по параметру надежности детектирования.

На рис. 8 (верхняя панель графиков) приведены зависимости точности от полноты детектирования СЗ-источников — *Precision(Recall)*. Каждая точка на таком графике соответствует значению метрик, рассчитанных на выборке СЗ-детектирования, которые были отобраны выше некоторого порога по параметру надежности детектирования объекта. Изменяя величину порога от минимального до максимального значения надежности детектирования, мы получаем кривые *Precision(Recall)*, которые характеризуют построенные нами СЗ-каталоги для различных возможных режимов их использования (как в режиме высокой точности, так и в режиме высокой полноты отбираемых объектов). Чем выше лежит кривая каталога на графике *Precision(Recall)*, тем лучше соответствующий каталог СЗ-детектирования относительно выбранного класса объектов (в нашем случае — скоплений галактик).

На рис. 8 (нижняя панель графиков) приведены зависимости *Precision(Recall)* отдельно для северо-восточной (слева) и юго-восточной (справа) тестовых областей. В качестве эталонного каталога скоплений здесь использовались данные 1 года СРГ/ePOZITA. Северо-восточная тестовая область расположена вблизи северного полюса эклиптики, где чувствительность СРГ/ePOZITA и соответственно плотность рентгеновских скоплений значительно выше, чем в экваториальной эклиптической плоскости (например, в районе юго-восточной тестовой области).

Одной из проблем при использовании эмпирических алгоритмов глубокого обучения для сегментации СЗ-объектов стала неравномерность чувствительности на радио-картах по небесной сфере (увеличение чувствительности в области полюсов эклиптики), вызванная геометрией сканирования неба спутником PLANCK. Как можно видеть на нижней левой панели рис. 8, в северо-восточной тестовой области (примыкающей к северному полюсу эклиптики), в силу недостатка данных о

скоплениях, нейросетевой каталог СЗ-объектов оказался менее чувствительным, чем полученный стандартными методами по  $y$ -картам. В будущем мы планируем адаптировать наш алгоритм сегментации для эффективного поиска объектов на радиокартах разной чувствительности. Также представляется перспективным использование рентгеновского каталога СРГ/ePOZITA непосредственно для обучения модели (вместе или вместо каталога скоплений АСТ). В настоящей работе для получения максимально полного каталога СЗ-объектов по всему небу мы объединили каталоги SZcat(AL) и SZcat( $y$ -map), получив каталог SZcat(gen) (см. п. 3.5). Как можно видеть из сравнения кривых *Precision(Recall)* на рис. 8, объединенный каталог SZcat(gen) является наиболее точным и полным по данным во всех тестовых областях.

На рис. 9 показано распределение по красному смещению  $z$  (левая панель) и массе  $M_{500}$  скопления (правая панель) для СЗ-источников объединенного каталога SZcat(gen), ассоциированных (в радиусе  $R_{\text{match}} = 400''$ ) со скоплениями галактик по объединенным данным каталогов PSZ2( $z$ ), MCXC, АСТ. Для сравнения также приведено распределение объектов из выборки PSZ2( $z$ ). Из рисунка можно видеть, как дополнительные скопления галактик, содержащиеся в SZcat(gen), распределены по красному смещению и массе.

Разделив число объектов SZcat(gen), сопоставленных со скоплениями галактик (рис. 9), на полное число объектов в соответствующих каталогах скоплений PSZ2( $z$ ) + MCXC + АСТ (рис. 2), мы можем оценить функцию отбора скоплений галактик в каталоге SZcat(gen) по красному смещению и массе. На рис. 10 приведена функция отбора каталогов SZcat(AL), SZcat(gen) по красному смещению  $z$  (левая панель) и массе  $M_{500}$  (правая панель) относительно компиляции трех выборок скоплений галактик (PSZ2( $z$ ) + MCXC + АСТ) во внегалактической области  $|b| > 20^\circ$ . Сплошные и штриховые линии на графиках соответствуют каталогам SZcat(AL) и SZcat(gen). Для сравнения отдельной (штрихпунктирной) кривой показана зависимость функции отбора каталога PSZ2 от  $z$  и  $M_{500}$ .

Как видно из рис. 10, полнота отбора скоплений в представленных каталогах СЗ-детектирования убывает с ростом красного смещения, достигая  $\approx 40\%$  на  $z = 0.4$  и  $\approx 20\%$  на  $z = 0.6$ . Полнота отбора скоплений также падает с уменьшением массы, достигая  $\approx 40\%$  на массе  $M_{500} = 3 \times 10^{14} M_\odot$ . Отметим, что поскольку компилятивный каталог PSZ2( $z$ ) + MCXC + АСТ не является полной выборкой скоплений по массе и красному смещению, то оценки функции отбора SZcat(gen) на его

**Таблица 3.** Полнота и точность детектирования скоплений для каталогов СЗ-объектов на юго-западном тестовом пикселе (область 41) и в восточной внегалактической области ( $|b| > 20^\circ$ ,  $0^\circ < l < 180^\circ$ ) в сравнении с каталогами скоплений PSZ2(z), MCXC, ACT, а также в сравнении с каталогом рентгеновских скоплений из годового обзора неба eРОЗИТА. Значение метрики Precision приведено относительно каталога рентгеновских скоплений СРГ/eРОЗИТА

SZ-catalog	Recall	Recall	Recall	Recall	Precision
Юго-западная тестовая область					
	PSZ2(z)	MCXC	ACT	PSZ2(z) + MCXC + ACT	
SZ-catalog	Recall	Recall	Recall	Recall	Precision
SZcat(y-map)	0.962	0.500	0.284	0.305	0.219
SZcat(AL)	0.943	0.515	0.293	0.321	0.279
SZcat(gen)	0.943	0.529	0.345	0.363	0.181
PSZ2	1	0.382	0.113	0.144	1
Восточная внегалактическая область $ b  > 20^\circ$ , $0^\circ < l < 180^\circ$					
	PSZ2(z)	MCXC	ACT	eРОЗИТА: 1 год	
SZcat(y-map)	0.965	0.427	0.220	0.101	0.266
SZcat(AL)	0.988	0.421	0.274	0.112	0.248
SZcat(gen)	0.994	0.472	0.302	0.142	0.217
PSZ2	1	0.301	0.102	0.033	0.812

основе, приведенные выше, следует рассматривать как верхние пределы.

Наконец, используя доступный нам каталог eРОЗИТА, мы аналогичным образом нашли, что полнота отбора скоплений в SZcat(gen) падает с уменьшением рентгеновского потока скопления, достигая  $\approx 40\%$  на  $F_{X,0.5-2} = 8 \times 10^{-13}$  эрг/с/см<sup>2</sup>.

## 5. ВЫВОДЫ

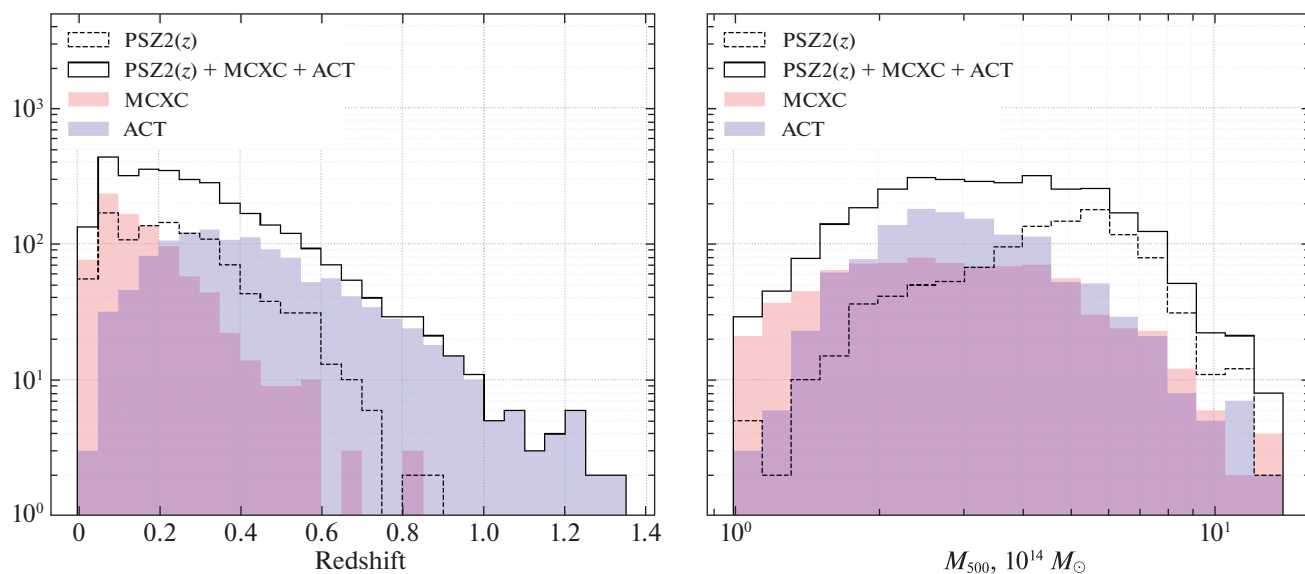
Результатом настоящей работы стал первый в своем роде расширенный каталог объектов Сюняева–Зельдовича, построенный по высокочастотным (HFI) данным миссии PLANCK с помощью техники глубокого обучения (модели семейства U-Net), дополненный источниками, детектируемыми на картах параметра комптонизации. Каталог также включает в себя источники с низким уровнем значимости и оценку достоверности детектирования.

Для полученного каталога СЗ-объектов мы проанализировали функцию отбора скоплений

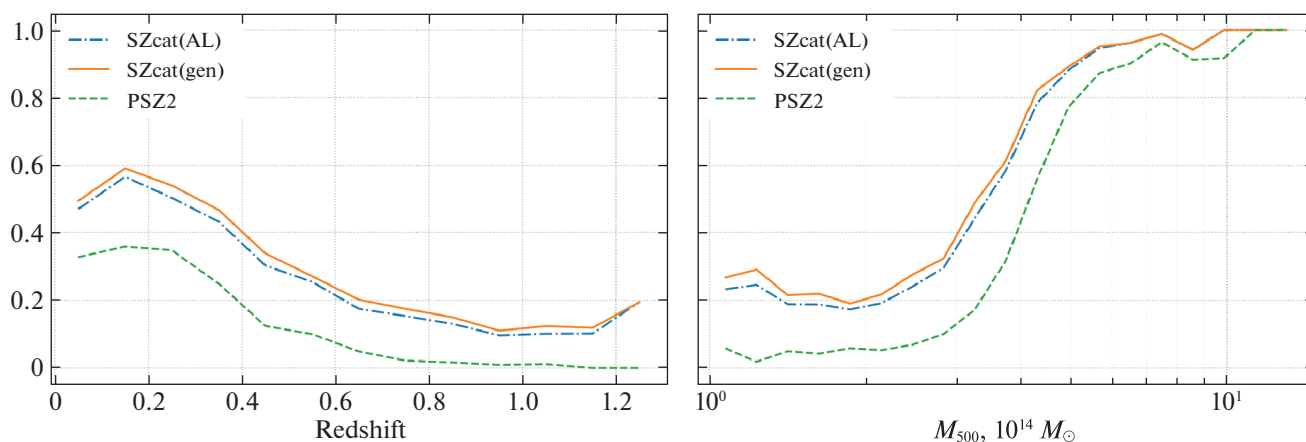
галактик от массы ( $M_{500}$ ), красного смещения ( $z$ ) и рентгеновского потока ( $F_{X,0.5-2}$ ).

Мы видим два сценария использования полученных нами расширенных каталогов СЗ-источников по данным PLANCK: (а) весь каталог СЗ-объектов имеет большое число ложных источников, но при этом содержит практически все возможные детектирования скоплений в данных PLANCK (он может использоваться совместно с другими каталогами кандидатов в скопления галактик, полученных независимо на других данных) и (б) выборка только надежных СЗ-объектов из каталога кандидатов может использоваться непосредственно, например, для поиска в ней уникальных объектов или исследования популяции скоплений.

Настоящее исследование основано на наблюдениях телескопа eРозита на борту обсерватории СРГ. Обсерватория СРГ изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице Института космических исследований (ИКИ) в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации



**Рис. 9.** Распределение числа скопления по красному смещению  $z$  (панель слева) и массе  $M_{500}$  (панель справа) для СЗ-источников объединенного каталога SZcat(gen) ассоциированных со скоплениями галактик, по данным PSZ2( $z$ ), MCXC, ACT и компилятивного каталога PSZ2( $z$ ) + MCXC + ACT.



**Рис. 10.** Функция отбора каталогов SZcat(AL), SZcat(gen) и PSZ2 (для сравнения) по красному смещению  $z$  (левая панель) и массе  $M_{500}$  (правая панель) относительно компиляции трех выборок скопления галактик (PSZ2( $z$ ) + MCXC + ACT) во внегалактической области  $|b| > 20^\circ$ . Сплошные и штриховые линии на графиках соответствуют каталогам SZcat(AL) и SZcat(gen).

и космонавтики (DLR). Рентгеновский телескоп SRG/eРозита изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной астрофизики Общества им. Макса Планка (МРЕ) при поддержке 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, Усурийске и Байконуре и финансируется Роскосмосом. Используемые в настоящей работе данные телескопа eРозита обработаны с по-

мощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом eРОЗИТА и программного обеспечения для обработки и анализа данных, разработанного российским консорциумом телескопа eРОЗИТА.

При анализ данных и построении нейросетевых моделей в данной работе использовались публично доступные пакеты программного обеспечения с открытым исходным кодом (open source): python3, NumPy, Pandas, Tensorflow, HealPy, AstroPy, Matplotlib, Scikit-Image.

**Таблица 4.** Первые несколько строчек из расширенного каталога СЗ-детектирований PLANCK

id	RA	DEC	$p_{\max}$	$S/N$	$Precision_X$
SZ_G203.64-20.20	80.739063	-1.298711	0.100002	9.563881	0.312993
SZ_G160.26+48.65	149.798243	54.081141	0.100004	-1.000000	0.312993
SZ_G224.47-43.95	64.810863	-26.402030	0.100010	-1.000000	0.312993
SZ_G123.16-22.95	13.129393	39.918397	0.100023	-1.000000	0.312995
SZ_G132.06+17.45	55.778215	77.164844	0.100039	-1.000000	0.312996
...	...	...	...	...	...

### ПРИЛОЖЕНИЕ

#### А. РАСШИРЕННЫЙ НЕЙРОСЕТЕВОЙ КАТАЛОГ СЗ-ИСТОЧНИКОВ PLANCK

Расширенный каталог СЗ-детектирований PLANCK объединяет в себе источники, найденные на высоких галактических широтах  $|b| > 20^\circ$  нейросетевым алгоритмом (SZcat(AL)) на картах интенсивностей в каналах HFI, и источники на картах параметра комптонизации (SZcat( $y$ -map)). Для каждого СЗ-объекта в каталоге мы записываем следующие характеристики:

- id — идентификатор источника,
- RA — прямое восхождение,
- DEC — склонение,
- $p_{\max}$  — максимальное значение вероятности сегментации по области объекта для источников SZcat(AL),
- $S/N$  — максимальное значение величины сигнал/шум в области источника на карте  $y$ -параметра для объектов SZcat( $y$ -map),
- $Precision_X$  — единая величина достоверности детектирования СЗ-объекта, определяемая через точность детектирования скопленных галактик в рентгеновском каталоге протяженных источников СРГ/еРОЗИТА (см. п. 3.5).

В табл. 4 приведены первые несколько строчек из каталога. Общее количество объектов в каталоге — 30 917, из них 23 352 найдены с помощью нейросетевой модели (SZcat(AL)), а 13 777 обнаружены на картах параметра комптонизации (SZcat( $y$ -map)). Количество общих объектов, найденных

обоими подходами, составляет 6212. Полную версию каталога можно найти в github-репозитории по ссылке [https://github.com/astromining/planck\\_szcat/blob/main/SZcatgen.csv](https://github.com/astromining/planck_szcat/blob/main/SZcatgen.csv). Следуя лучшим практикам воспроизводимости методов глубокого обучения, мы также выкладываем в репозитории исходный код для построенных нами моделей.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агуадо-Барохона и др. (A. Aguado-Barahona, R. Barrena, A. Streblyanska, A. Ferragamo, J.A. Rubiño-Martín, D. Tramonter, et al.), *Astron. Astrophys.* **631**, A148 (2019).
2. 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).
3. Бонд и др. (J.R. Bond, L. Kofman, and D. Pogosyan), *Nature* **380**, 603 (1996).
4. Бонжеан (V. Bonjean), *Astron. Astrophys.* **634**, A81 (2020).
5. Боскуэт и др. (S. Bocquet, J.P. Dietrich, T. Schrabback, L.E. Bleem, M. Klein, S.W. Allen, et al.), *Astrophys. J.* **878**, 55 (2019).
6. Буренин и др. (R.A. Burenin, A. Vikhlinin, Hornstrup, H. Ebeling, H. Quintana, and A. Mescheryakov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **172**, 561 (2007).
7. Буренин Р.А., и др., готовится к публикации (2022).
8. Буренин Р.А., Письма в Астрон. журн. **43**, 559 (2017) [R.A. Burenin, *Astron. Lett.* **43**, 507 (2017)].
9. Горски и др. (K.M. Górski, E. Hivon, A.J. Banday, B.D. Wandelt, F.K. Hansen, M. Reinecke, et al.), *Astrophys. J.* **622**, 759 (2005).
10. де Лаппарент и др. (V. de Lapparent, M.J. Geller, and J.P. Huchra), *Astrophys. J. (Lett.)* **302**, L1 (1986).
11. Карвальйо и др. (P. Carvalho, G. Rocha, and M.P. Hobson), *MNRAS* **393**, 681 (2009).
12. Кляйн и др. (M. Klein, S. Grandis, J.J. Mohr, M. Paulus, T.M. C. Abbott, J. Annis, et al.), *MNRAS* **488**, 739 (2019).

13. Коллаборация Планк и др. (Planck Collaboration, P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, et al.), *Astron. Astrophys.* **571**, A29 (2014).
14. Коллаборация Планк и др. (Planck Collaboration, R. Adam, P.A.R. Ade, N. Aghanim, Y. Akrami, M.I.R. Alves, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, A1 (2016a).
15. Коллаборация Планк и др. (Planck Collaboration, P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, A27 (2016b).
16. Коллаборация Планк и др. (Planck Collaboration, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Vaccigalupi, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, A22 (2016c).
17. Коллаборация Планк и др. (Planck Collaboration, N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, C. Vaccigalupi, et al.), *Astron. Astrophys.* **641**, A3 (2020a).
18. Коллаборация Планк и др. (Planck Collaboration, Y. Akrami, F. Argüeso, M. Ashdown, J. Aumont, C. Vaccigalupi, et al.), *Astron. Astrophys.* **641**, A2 (2020b).
19. Кравцов А.В., Вихлинин А.А., Мещеряков А.В., Письма в Астрон. журн. **44**, 4 (2018) [A.V. Kravtsov, A.A. Vikhlinin, and A.V. Meshcheryakov, *Astron. Lett.* **44**, 8 (2018)].
20. Кулуридис и др. (E. Koulouridis, N. Clerc, T. Sadibekova, M. Chira, E. Drigga, L. Faccioli, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2104.06617 (2021).
21. Лин и др. (Z. Lin, N. Huang, C. Avestruz, W.L. Kimmy Wu, S. Trivedi, J. Caldeira, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2102.13123 (2021).
22. Мелин и др. (J.B. Melin, J.G. Bartlett, and J. Delabrouille), *Astron. Astrophys.* **459**, 341 (2006).
23. Мелин и др. (J.B. Melin, J.G. Bartlett, P. Tarrío, and G.W. Pratt), *Astron. Astrophys.* **647**, A106 (2021).
24. Мерлони и др. (A. Merloni, P. Predehl, W. Becker, H. Böhringer, T. Boller, H. Brunner, et al.), *eROSITA Science Book: Mapping the Structure of the Energetic Universe* (2012).
25. Пиффаретти и др. (R. Piffaretti, M. Arnaud, G.W. Pratt, E. Pointecouteau, and J.B. Melin), *Astron. Astrophys.* **534**, A109 (2011).
26. Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A1 (2021).
27. Ремазеиллес и др. (M. Remazeilles, N. Aghanim, and M. Douspis), *MNRAS* **430**, 370 (2013).
28. Роннебергер и др. (O. Ronneberger, P. Fischer, and T. Brox), *U-Net: Convolutional Networks for Biomedical Image Segmentation* (2015).
29. 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).
30. Сюняев, Зельдович (R.A. Sunyaev and Y.B. Zeldovich), *Astrophys. Space Sci.* **7**, 20 (1970).
31. Сюняев, Зельдович (R.A. Sunyaev and Y.B. Zeldovich), *Comm. Astrophys. Sp. Phys.* **4**, 173 (1972).
32. 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).
33. Таррио и др. (P. Tarrío, J.B. Melin, and M. Arnaud), *Astron. Astrophys.* **626**, A7 (2019).
34. Хариер и др. (G. Hurier, J.F. Macías-Pérez, and S. Hildebrandt), *Astron. Astrophys.* **558**, A118 (2013).
35. Хариер и др. (G. Hurier, N. Aghanim, and M. Douspis), *Astron. Astrophys.* **653**, A106 (2021).
36. Хартли и др. (R.A. Hartley et al.), готовится к публикации (2022).
37. Хилтон и др. (M. Hilton, C. Sifón, S. Naess, M. Madhavacheril, M. Oguri, E. Rozo, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **253**, 3 (2021).
38. Цвикки (F. Zwicky), *Astrophys. J.* **86**, 217 (1937).
39. Эйбелл и др. (G.O. Abell, Corwin, and H.G. Jr.), *A Catalog of Rich Clusters of Galaxies*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* (1989).

# ТЕПЛОВЫЕ НЕЙТРИНО ОТ ВЗРЫВА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ МИНИМАЛЬНОЙ МАССЫ

© 2022 г. А. В. Юдин<sup>1\*</sup>, Н. В. Дунина-Барковская<sup>1</sup>, С. И. Блинников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НИИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 23.08.2022 г.

После доработки 11.09.2022 г.; принята к публикации 14.09.2022 г.

Представлен расчет теплового нейтринного излучения, сопровождающего взрыв нейтронной звезды минимальной массы. Светимость нейтрино при этом оказывается примерно на пять порядков ниже, чем светимость при взрыве сверхновой звезды, а унесенная нейтрино энергия мала по сравнению с энергией взрыва. Также показано, что потери энергии на нейтрино не препятствуют нагреву оболочки и кумуляции ударной волны при ее выходе на поверхность звезды и ускорению внешней части оболочки до ультрарелятивистских скоростей.

*Ключевые слова:* нейтронные звезды, релятивистская гидродинамика, гамма-всплески, нейтрино.

**DOI:** 10.31857/S032001082209008X

## ВВЕДЕНИЕ

В 2017 г. одновременное детектирование гравитационно-волнового сигнала GW170817 и гамма-всплеска GRB170817A (Аббот и др., 2017) подтвердило давно предсказанную связь (Блинников и др., 1984) между короткими гамма-всплесками и процессом слияния нейтронных звезд (НЗ). Сам процесс слияния обычно представляется именно как объединение (merging) двух НЗ в один объект — сверхмассивную нейтронную звезду или черную дыру, с небольшим выбросом массы (см., например, обзор Байотти, Реццола, 2017, и ссылки там). Однако существует конкурирующий механизм процесса: обдираание (stripping), в рамках которого более массивная НЗ пожирает своего легкого компаньона (Кларк, Эрдли, 1977). Отсылая заинтересованного читателя к недавним работам на эту тему (Блинников и др., 2021, 2022), остановимся здесь лишь на важнейшей составляющей данного механизма — взрыве нейтронной звезды минимальной массы (НЗММ). Сам процесс взрыва, впервые рассчитанный Д.К. Надёжиным (Блинников и др., 1990), по энергетике оказался близок к классической энергии взрыва сверхновой, порядка  $10^{51}$  эрг. При этом внешние слои звезды нагреваются до температур порядка  $T \sim 10^9 - 10^{10}$  К, производя слабый гамма-всплеск с энергией  $\sim 10^{43} - 10^{47}$  эрг, в замечательном согласии с наблюдениями GRB170817A.

Нейтронная звезда минимальной массы (порядка  $0.1M_{\odot}$ ) имеет специфическое строение: маленькое, порядка 10 км ядро, содержащее большую часть массы и протяженную оболочку с радиусом около 200–300 км. Поэтому эффекты Общей Теории Относительности для нее относительно малы. Однако в процессе взрыва НЗММ ее вещество приобретает среднюю скорость около 10% от скорости света  $c$ , а внешние слои ускоряются до ультрарелятивистских скоростей. В нашей недавней работе (Юдин, 2022) этот процесс был исследован в рамках релятивистской гидродинамики и было показано, что основные свойства взрыва остаются примерно такими же, как в случае использования нерелятивистского подхода. При этом возник вопрос: не могут ли потери энергии на излучение нейтрино из горячих внешних слоев взрывающейся НЗ значительно снизить их температуру и/или помешать процессу ускорения оболочки до скоростей порядка  $c$ ? Настоящая работа дает ответ на этот вопрос.

Статья организована следующим образом: сначала мы кратко опишем уравнения, используемые для расчета взрыва НЗММ. Затем обсудим тепловые процессы излучения нейтрино, принятые нами во внимание. Далее приведем основные результаты, полученные при моделировании. В заключение сравним наши результаты с известными ранее и обсудим, что еще необходимо сделать в рамках сценария взрыва НЗММ.

\*Электронный адрес: yudin@itep.ru

## ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Приведем основные уравнения задачи, следуя работам Хванга и Но (2016) и Юдина (2022). При этом мы сделаем акцент на тех изменениях, которые вызваны учетом нейтринного излучения. Уравнения записываются в лагранжевых координатах для случая сферической симметрии задачи.

Уравнение непрерывности имеет вид

$$\frac{1}{\rho_b \gamma} = \frac{4\pi}{3} \frac{\partial r^3}{\partial m_b}. \quad (1)$$

Здесь  $\rho_b$  — барионная плотность вещества,  $r$  — радиус (эйлерова координата),  $m_b$  — барионная масса (лагранжева координата), а  $\gamma$  — фактор Лоренца:

$$\gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad (2)$$

где  $v \equiv dr/dt$  — скорость вещества,  $t$  — координатное (шварцшильдово) время.

Уравнение энергии записывается в виде

$$\frac{dE}{dt} + P \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho_b} \right) = \frac{Q}{\rho_b} \frac{d}{dt} (\ln(\rho_b r^3)) - \frac{R_\nu}{\gamma}, \quad (3)$$

где  $E$  — внутренняя энергия вещества на единицу массы,  $P$  — давление вещества,  $Q \geq 0$  — фиктивная вязкость, выражение для которой мы берем из работы Либендорфера и др. (2001) (подробности см. в статье Юдина, 2022). Последний член в (3) с  $R_\nu \geq 0$  описывает потери энергии на излучение нейтрино, фактор  $1/\gamma$  возникает здесь из-за эффекта релятивистского замедления времени.

Уравнение движения (уравнение Эйлера) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left( \gamma v \left[ 1 + \frac{E+(P+Q)/\rho_b}{c^2} \right] \right) = & \quad (4) \\ = \gamma^3 \left( 1 + \frac{E+P/\rho_b}{c^2} \right) a_G - & \\ - 4\pi r^2 \frac{\partial(P+Q)}{\partial m_b} - \frac{3Q}{\gamma r \rho_b} - \frac{v}{c^2} R_\nu. & \end{aligned}$$

Здесь первый член в правой части описывает влияние гравитационного ускорения  $a_G$  (см. ниже), второй обусловлен градиентом давления, третий есть дополнительный вклад от фиктивной вязкости и, наконец, последний определяется влиянием излучения нейтрино.

Уравнение Пуассона для гравитационного потенциала  $\varphi$  можно переписать в виде уравнения для ускорения  $a_G = -\partial\varphi/\partial r$  как

$$\gamma \frac{\partial (r^2 a_G)}{\partial m_b} = -G \left[ 2\gamma^2 - 1 + \frac{1}{c^2} \left( (2\gamma^2 - 1)E + \right. \right. \quad (5) \\ \left. \left. + \frac{1}{\rho_b} ((2\gamma^2 + 1)P + 2(\gamma^2 - 1)Q) \right) \right].$$

Величины  $\rho_b$ ,  $E$ ,  $P$ ,  $Q$  и  $R_\nu$  относятся к сопутствующей системе отсчета,  $r$ ,  $v$  и  $\gamma$  — к лабораторной.

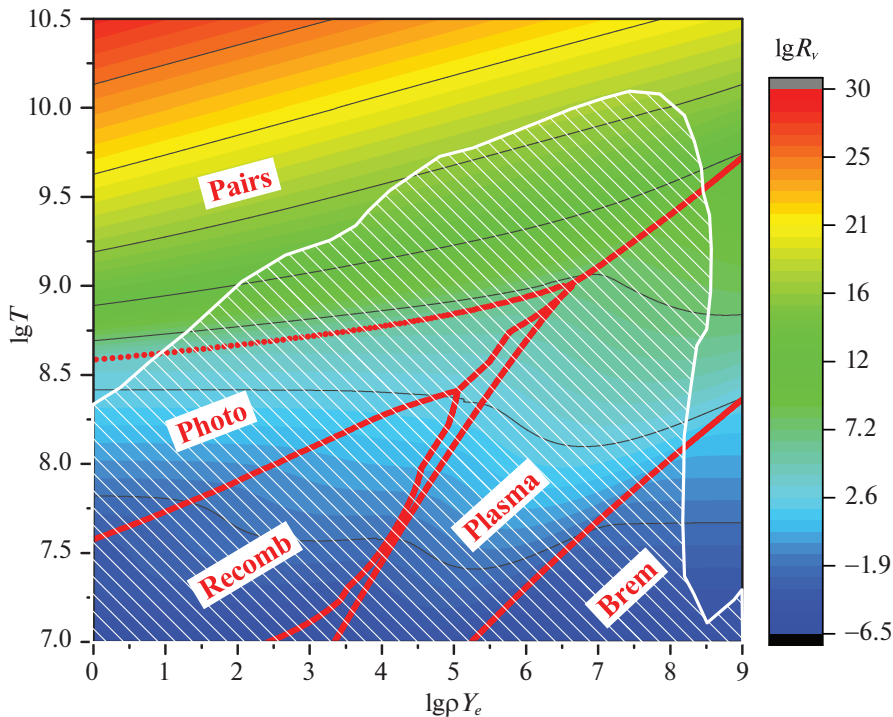
Чтобы замкнуть систему уравнений (1)–(5), нам нужно конкретизировать потери энергии на нейтринное излучение  $R_\nu$ , что будет сделано в следующем разделе, и использованное уравнение состояния. Относительно последнего (см. подробнее Юдин, 2022) скажем, что в нем термодинамические величины (давление, внутренняя энергия и т.п.) представляют сумму нескольких членов: основной, не зависящий от температуры вклад, учитывающий неидеальность вещества (Хензель, Потехин, 2004), и температурный вклад идеального газа и черного излучения.

Тем самым все уравнения задачи полностью определены. Расчет проводился на сферически-симметричной лагранжевой сетке с числом ячеек около 3000. Уравнения, записанные по неявной схеме, решались методом матричной прогонки.

## НЕЙТРИННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ

В этом разделе мы обсудим наиболее значимые тепловые потери энергии вещества на излучение нейтрино. При этом мы в основном будем следовать работе Ито и др. (1996). На сайте [https://cococubed.com/code\\_pages/nuloss.shtml](https://cococubed.com/code_pages/nuloss.shtml) доступны подпрограммы на языке FORTRAN, вычисляющие различные вклады в полный темп потери энергии  $R_\nu$ , обсуждаемые ниже. Именно их мы использовали в своих расчетах.

На рис. 1 на плоскости  $\lg T - \lg \rho Y_e$  ( $Y_e$  — отношение концентрации электронов к барионам в веществе) показаны линии уровня  $R_\nu$  для состава вещества, соответствующего  $^{56}\text{Fe}$ . Красные линии показывают границы областей, соответствующих преобладанию одного какого-либо механизма излучения (области подписаны, узкая полоса между рекомбинационными и плазменными нейтрино отвечает тормозному излучению). Белой штриховкой показана зона параметров, встречающихся в наших предыдущих расчетах взрывного разрушения НЗ минимальной массы (Юдин, 2022). Как видно, в области максимальных нейтринных потерь главенствуют потери на излучение пар, а также распад плазмона и фото-нейтринная реакция, остальные процессы важны при более низких температурах. Рассмотрим эти процессы подробнее.



**Рис. 1.** Линии уровня потерь энергии на нейтрино  $R_\nu$  [эрг/г/с] (цветовая панель справа) на плоскости  $\lg T$  [K] –  $\lg Y_e \rho$  [г/см<sup>3</sup>]. Белой штриховкой показана зона параметров, встречающихся в наших предыдущих расчетах взрыва НЗ. Красными линиями выделены области преобладания того или иного процесса: Pairs — аннигиляция пар, Photo — фото-нейтрино, Plasma — распад плазмона, Recomb — нейтрино от рекомбинации, Brem — тормозное излучение.

Нейтринные потери, вызванные процессом аннигиляции электрон-позитронных пар  $e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}$  (аннигиляционные потери) преобладают в той части плоскости  $\lg T - \lg \rho Y_e$ , где рождается достаточно много позитронов за счет высокой температуры (порядка массы электрона, в единицах  $k = c = 1$ ) и низкого вырождения. Указанные потери были рассчитаны Бодде и др. (1967), но без учета нейтральных токов, отвечающих за рождение сортов нейтрино, отличных от электронного. В работе Ито и др. (1996) нейтральные токи уже учтены.

Нейтринные потери, вызванные распадом плазмона  $\gamma_{\text{plasm}} \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ , также были рассмотрены Бодде и др. (1967), и указанные авторы предложили свою аппроксимацию для расчета указанных потерь, достаточно точную в области  $8 < \lg T < 10$ ,  $1 < \lg \rho < 14$  (здесь  $T$  измеряется в К, а  $\rho$  в г/см<sup>3</sup>). Позднее Блинников и Дунина-Барковская (1994) предложили свою аппроксимацию для данного процесса, более точную в области более низких температур, соответствующих остыванию горячих белых карликов. В указанной работе также был получен верхний предел на магнитный момент нейтрино, от которого зависят нейтринные потери, вызванные распадом плазмонов. Аппроксимация широкой области применимости и большой точ-

ности была также предложена в работе Кантор и Гусакова (2007).

Нейтринные потери, вызванные фото-нейтринной реакцией  $e^\pm + \gamma \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$ , были рассмотрены в работе Петросяна и др. (1967), но без учета плазменных поправок, которые были впоследствии учтены в работе Бодде и др. (1967). В работе Ито и др. (1996) были учтены также нейтральные токи.

Нейтринные потери, вызванные тормозным излучением  $e^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) + \nu + \bar{\nu}$ , зависят не только от соотношения  $Y_e = Z/A$ , но и непосредственно от заряда ядра  $Z$ . Например, на рис. 6 из работы Ито и др. (1996) видно, что при  $\lg T = 7$  и  $\lg \rho Y_e = 12$  нейтринные потери за счет тормозного излучения для <sup>56</sup>Fe почти на пять порядков выше, чем для <sup>12</sup>C (см. также Оффенгейм и др., 2014).

Нейтринные потери, вызванные рекомбинацией  $e^-_{\text{contin}} \rightarrow e^-_{\text{bound}} + \nu + \bar{\nu}$ , также зависят от заряда ядра  $Z$  при постоянном  $Y_e = Z/A$  и превышают прочие потери только в области сравнительно низких плотностей и температур, там, где нейтринные потери вообще малы.

При расчете взрыва мы считали ядерный состав каждой лагранжевой зоны фиксированным и равным начальному составу НЗММ (структура НЗММ показана, например, на рис. 2 в работе



Блинникова и др., 2021). С учетом отмеченной выше сильной зависимости некоторых процессов от конкретного состава (т.е. от  $Z$ ,  $Y_e$  и т.д.), данное упрощение является важным, хотя и не должно качественно повлиять на основные результаты.

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование взрывного разрушения НЗММ подробно описано в работе Юдина (2022), здесь мы лишь кратко обрисовываем основные этапы. После потери устойчивости расширение звезды начинается с поверхности и за долю секунды охватывает всю звезду. При этом акустические колебания, распространяясь по ниспадающему профилю плотности, превращаются в слабые ударные волны, прогревающие оболочку, имеющую радиус в сотни километров. К моменту примерно 0.3 с после начала разлета во внешней части звезды генерируется сильная ударная волна, которая разогревает оболочку до температур  $\sim 10^{10}$  К и ускоряет ее до ультрарелятивистских скоростей. При этом центральная часть звезды, содержащая большую часть массы, остается холодной. Дальнейшее расширение звезды происходит практически в режиме свободного разлета, со средней скоростью около 0.1 с. Как показал наш расчет, учет тепловых нейтрино не меняет эту картину.

Основные результаты, касающиеся свойств теплового нейтринного излучения, сопровождающего взрыв НЗММ, показаны на рис. 2. На нем сплошной красной линией показан логарифм нейтринной светимости  $L_\nu$  [эрг/с], а черной штриховой линией — логарифм полной энергии, унесенной нейтрино к данному моменту  $E_{\text{esc}}$  [эрг]. Как видно, светимость оказывается значительно меньше таковой при взрыве сверхновой с коллапсом ядра (порядка  $10^{53}$  эрг/с), а унесенная энергия мала по сравнению с кинетической энергией взрыва НЗММ ( $\sim 10^{51}$  эрг). Это и неудивительно, поскольку нагреву подвергается очень малая часть звезды (см. ниже).

Чтобы показать условия, сопутствующие генерации нейтринного излучения, нами было выбрано четыре момента времени в окрестности пика светимости, они показаны синими треугольниками с цифрами на рис. 2. Распределение плотности, температуры и скорости в звезде в эти моменты времени показано на рис. 3 как функции лагранжевой координаты  $m$  [ $M_\odot$ ] во внешней части оболочки звезды. Цифры на кривых маркируют моменты времени. Видно, что максимум нейтринной светимости совпадает с моментом выхода ударной волны на поверхность (момент времени 3). На этом графике мы показали лишь те области звезды, из которых исходит основное нейтринное излучение.

Как видно на рис. 1, области с большей плотностью вообще никогда не нагреваются достаточно для того, чтобы потери энергии в них были значимы. Области же с меньшей плотностью (перед ударным фронтом) в эти моменты времени еще слишком холодны, и излучение тепловых нейтрино там соответственно также мало.

Из приведенных данных легко оценить как преобладающий тип процесса, ответственный за излучение нейтрино в этот момент времени, так и долю массы звезды, из которой испускается это излучение. Действительно, на рис. 3 видно, что в районе пика  $L_\nu$  температура на ударном фронте оказывается порядка  $T \sim 10^{10}$  К, а плотность  $\rho \sim 10^8$  г/см<sup>3</sup>. Из рис. 1 ясно, что это — область преобладания аннигиляционного излучения электрон-позитронных пар, а мощность потерь есть  $R_\nu \sim 10^{16}$  эрг/г/с. Отсюда величина области, из которой испускаются нейтрино есть

$$\Delta m [M_\odot] = \frac{L_\nu}{R_\nu M_\odot} \sim 10^{-3}, \quad (6)$$

т.е. излучает в основном относительно узкая зона за ударным фронтом.

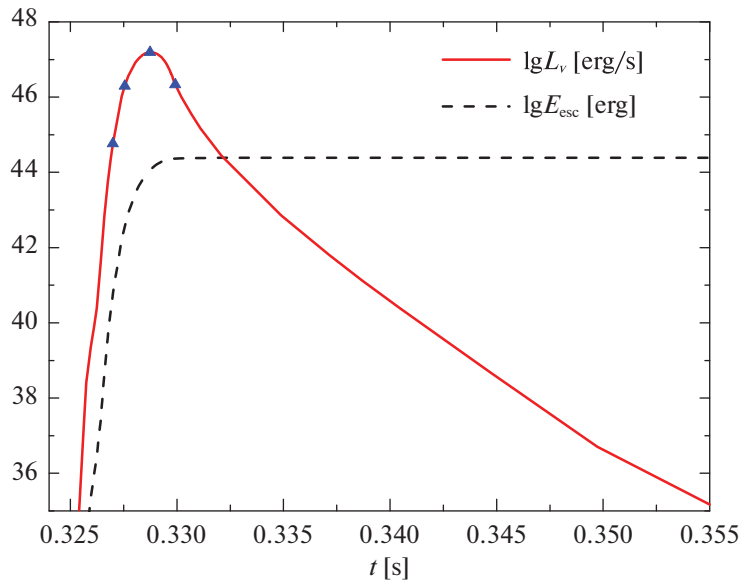
Еще один вопрос касается применимости использованной нами схемы “утечки” нейтринного излучения, позволяющей учитывать его только в объемных потерях энергии, без рассмотрения процессов переноса. Характерное сечение взаимодействия нейтрино с веществом есть (см., например, Бурроуз, Томпсон, 2004)  $\sigma_\nu \sim 10^{-43} (E_\nu / \text{МэВ})^2$  см<sup>2</sup>. Для преобладающего типа процесса излучения — аннигиляции пар, в рассматриваемом диапазоне плотностей и температур справедлива оценка (Мисиашек и др., 2006) для энергии нейтрино  $E_\nu \sim 4kT$ . Отсюда для  $\rho \sim 10^8$  г/см<sup>3</sup> и  $T \sim 10^{10}$  К  $\sim 1$  МэВ длина свободного пробега нейтрино есть

$$l_\nu \sim \frac{m_u}{\rho \sigma_\nu} \sim 10^{10} \text{ см}, \quad (7)$$

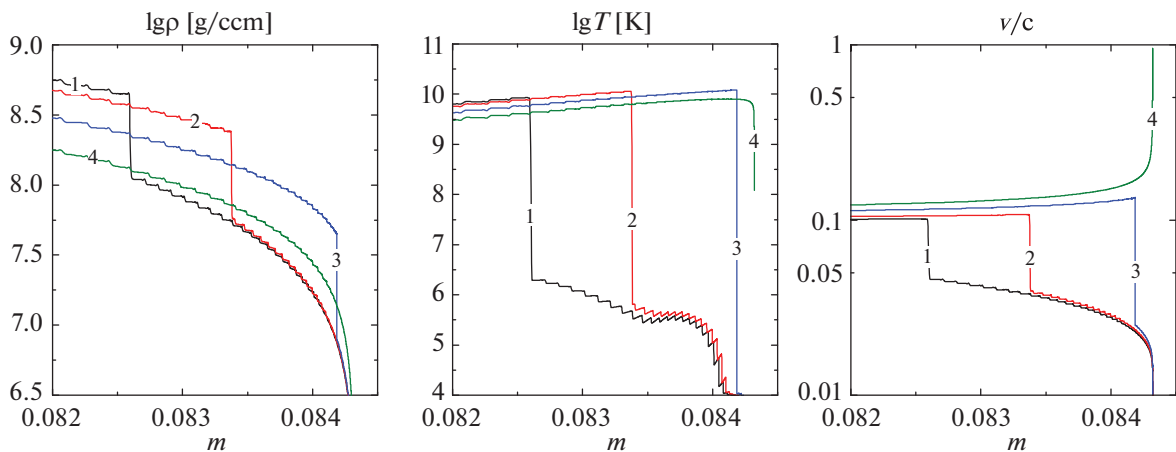
где  $m_u$  — атомная единица массы. Очевидно, что в этом случае рассмотрение нейтрино как свободно покидающих систему, без учета вероятности их повторного взаимодействия с веществом, вполне оправдано.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Основной мотивацией данной работы была проверка того, не могут ли тепловые потери на излучение нейтрино серьезно повлиять на процесс взрыва НЗММ и, в частности, на кумуляцию ударной волны при ее выходе на поверхность звезды. Как показали проведенные нами расчеты, эффект от этих потерь оказывается мал и не приводит к сколько-нибудь значимому изменению параметров



**Рис. 2.** Нейтринная светимость ([ $\text{эрг/с}$ ] красная сплошная линия) и полная энергия [ $\text{эрг}$ ], унесенная нейтрино (черная штриховая) как функции времени. Синими треугольниками с цифрами отмечены четыре момента времени, для которых на рис. 3 показаны распределения некоторых параметров в звезде.



**Рис. 3.** Слева направо: плотность  $\rho$  [ $\text{г/см}^3$ ], температура  $T$  [K] и скорость  $v/c$  разлета вещества как функции массовой координаты  $m$  [ $M_\odot$ ] для четырех выбранных моментов времени, показанных на рис. 2.

взрыва. Не приводит он и к сколько-нибудь заметному снижению температуры оболочки звезды (ср. с рис. 3 в Юдин, 2022).

Однако мы недаром везде подчеркивали, что в данном расчете речь идет только о *тепловых* нейтрино, испускаемых из самых внешних областей НЗ. На самом деле, при разрушении НЗММ ее сильно нейтронизованное вещество испытывает взрывную декомпрессию, при которой идут процессы нуклеосинтеза ( $\gamma$ -процесс, см. Панов, Юдин, 2020), сводящиеся в первом приближении к захвату нейтронов ядрами и их последующему бета-распаду. Также при этом, естественно, излучаются нейтрино, преимущественно  $\tilde{\nu}_e$ , и излучение идет из

всей массы вещества, а не из узкого слоя вблизи поверхности, как в рассмотренном нами случае. Попутно отметим, что здесь важно учитывать не только потери энергии на излучение нейтрино, но и нагрев, вызванный ядерными превращениями в веществе.

До сих пор было осуществлено лишь несколько расчетов такого рода процессов: в статьях Кольпи и др. (1989) и Сумийоши и др. (1998). Особенно следует отметить последнюю работу, в которой было проведено гидродинамическое моделирование взрыва НЗММ с учетом нейтринных потерь нетеплового характера. Пиковые светимости, полученные авторами, оказываются примерно на четыре

порядка больше рассчитанных нами ( $\sim 10^{52}$  эрг/с), а сам процесс взрыва оказывается растянутым по времени и не таким мощным, как в наших расчетах ( $10^{49}$  эрг в кинетической энергии вещества, а не  $10^{51}$  эрг, Юдин, 2022). К сожалению, как признают сами авторы, ими было использовано не очень реалистичное уравнение состояния вещества и свехупрощенное описание нуклеосинтеза и сопутствующих нейтринных потерь. Поэтому сейчас затруднительно сказать, насколько их выводы соответствуют реальности.

Существенно одномерная природа взрыва НЗММ (Мануковский, 2010) позволяет надеяться, что при его исследовании удастся избежать всех численных трудностей, связанных с 3-D моделированием процесса слияния нейтронных звезд. При этом в рамках 1-D модели взрыва НЗММ возможно значительно более подробное исследование явлений, происходящих при этом, в частности, адекватный расчет г-процесса и сопутствующего нейтринного сигнала. В настоящее время мы работаем над осуществлением такого расчета, учитывающего эволюцию ядерного состава вещества и всевозможные, а не только тепловые, нейтринные процессы.

Авторы благодарны анонимным рецензентам за ценные замечания. Работа А.В. Юдина по расчету взрыва НЗ поддержана грантом РФФ 21-12-00061. С.И. Блинников благодарен гранту РФФ 19-12-00229-П за поддержку разработки аппроксимаций нейтринного излучения от объектов типа GRB170817A.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аббот и др. (B.P. Abbott, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **848**, L:12 (2017).
2. Байотти, Реццола (L. Baiotti and L. Rezzolla), *Rep. Prog. Phys.* **80**, 096901 (2017).
3. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, I.D. Novikov, T.V. Perevodchikova, and A.G. Polnarev), *Sov. Astron. Lett.* **10** 177 (1984).
4. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, V.S. Imshennik, D.K. Nadyozhin, I.D. Novikov, T.V. Perevodchikova, and A.G. Polnarev), *Sov. Astron.* **34**, 595 (1990).
5. Блинников, Дунина-Барковская (S.I. Blinnikov and N.V. Dupina-Barkovskaya), *MNRAS* **266**, 289 (1994).
6. Блинников С.И., Надёжин Д.К., Крамарев Н.И., Юдин А.В., *Астрон. журн.* **98**, 379 (2021) [S.I. Blinnikov et al., *Astron. Rep.* **65**, 385 (2021)].
7. Блинников и др. (S. Blinnikov, A. Yudin, N. Kramarev, and M. Potashov), *Particles* **5**, 198 (2022).
8. Бьюрроуз, Томпсон (A. Burrows and T.A. Thompson), *Stellar Collapse* (Ed. Chris L. Fryer, **302**, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 133, 2004).
9. Бодэ и др. (G. Beaudet, V. Petrosian, and E.E. Salpeter), *Astrophys. J.* **150**, 979 (1967).
10. Ито и др. (N. Itoh, H. Hayashi, A. Nishikawa, and Y. Kohyama), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **102**, 411 (1996).
11. Кантор, Гусаков (E.M. Kantor and M.E. Gusakov), *MNRAS* **381**, 1702 (2007).
12. Кларк, Эрдли (J.P.A. Clark and D.M. Eardley), *Astrophys. J.* **215**, 311 (1977).
13. Кольпи и др. (M. Colpi, S.L. Shapiro, and S.A. Teukolsky), *Astrophys. J.* **339**, 318 (1989).
14. Либендорфер и др. (M. Liebendoerfer, A. Mezzacappa, and K.-F. Thielemann), *Phys. Rev. D* **63**, 104003 (2001).
15. Мануковский (K.V. Manukovskii), *Astron. Lett.* **36**, 191 (2010).
16. Мисиашек и др. (M. Miaszerek, A. Odrzywolek, and M. Kutschera), *Phys. Rev. D* **74**, 043006 (2006).
17. Офенгейм и др. (D.D. Ofengeim, A.D. Kaminker, and D.G. Yakovlev), *Europhys. Lett.* **108**, 3 (2014).
18. Панов И.В., Юдин А.В., Письма в *Астрон. журн.* **46**, 552 (2020) [I.V. Panov and A.V. Yudin, *Astron. Lett.* **46**, 518 (2020)].
19. Петросян и др. (V. Petrosian, G. Beaudet, and E.E. Salpeter), *Phys. Rev.* **154**, 1445 (1967).
20. Сумийоши и др. (K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, and W. Hillebrandt), *Astron. Astrophys.* **334**, 159 (1998).
21. Хванг, Но (J. Hwang and H. Noh), *Astrophys. J.* **833**, 180 (2016).
22. Хензель, Потехин (P. Haensel and A.Y. Potekhin), *Astron. Astrophys.* **428**, 191 (2004).
23. Юдин А.В., Письма в *Астрон. журн.* **48**, 393 (2022) [A.V. Yudin, *Astron. Lett.* **48** (2022)].

## МЕЖЗВЕЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЦИРРУСАХ В SDSS STRIPE 82

© 2022 г. Г. А. Гончаров<sup>1\*</sup>, А. В. Мосенков<sup>2,1</sup>, С. С. Савченко<sup>1,3,4</sup>, В. Б. Ильин<sup>1,3,5</sup>,  
А. А. Марчук<sup>1,3</sup>, А. А. Смирнов<sup>1,3</sup>, П. А. Усачев<sup>1,3,4</sup>, Д. М. Поляков<sup>1,3</sup>, З. Шекспир<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Department of Physics and Astronomy, Brigham Young University, Provo, USA

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

<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 29.04.2022 г.

После доработки 11.08.2022 г.; принята к публикации 14.09.2022 г.

Применен метод подсчета звезд с помощью диаграмм Вольфа для определения межзвездного поглощения в пяти галактических циррусах полосы Sloan Digital Sky Survey (SDSS) Stripe 82. Для этого мы использовали фотометрию звезд в фильтре GALEX NUV, а также фотометрию красных карликов в пяти полосах SDSS и четырех полосах SkyMapper Southern Sky Survey DR2. Циррусы выделены нами как области неба с повышенной инфракрасной эмиссией по карте Schlegel+1998. Поглощение в них вычислено относительно расположенных рядом областей сравнения с пониженной эмиссией. Результаты для разных фильтров хорошо согласуются, давая для каждого цирруса диапазон расстояний и закон поглощения. Найденные расстояния в диапазоне 140–415 пк согласуются с трехмерными картами покраснения. В диапазоне между фильтрами  $B$  и  $V$  найденные поглощения согласуются с оценками из Schlegel+1998 при законе поглощения Cardelli+1989 с  $R_V = 3.1$ . Однако найденные поглощения для всех фильтров лучше всего описываются не законом поглощения Cardelli+1989 с каким-либо  $R_V$ , а обратной пропорциональностью поглощения и длины волны со своим коэффициентом для каждого цирруса. В одном из циррусов наши результаты предполагают очень слабое уменьшение поглощения с длиной волны, т.е. большой вклад серого поглощения. В остальных циррусах также не исключено проявление серого поглощения. Это согласуется с прежними измерениями закона поглощения вдали от основной плоскости Галактики.

*Ключевые слова:* диаграмма Герцшпрунга–Рассела, галактические окрестности Солнца, межзвездная среда, межзвездные пылевые облака.

DOI: 10.31857/S0320010822090030

### ВВЕДЕНИЕ

Сто лет назад Вольф (1923) предложил метод определения межзвездного поглощения в пылевых облаках по фотометрии выборок звезд, полных до некоторой звездной величины. Описание этих так называемых диаграмм Вольфа дано, например, Паренаго (1954, с. 248–249) и Куликовским (1985, с. 147–149), а среди недавних исследований — Сзомору, Гухатакурта (1999) и Горбиковым, Брошем (2010). Поглощение в облаке определяется по отношению к заведомо малому поглощению в области сравнения вне облака. Поглощение делает

звезды внутри или за облаком более тусклыми по сравнению со звездами перед облаком или в области сравнения. Из-за этого кумулятивное (ярче заданной звездной величины) число звезд одного или нескольких близких классов внутри и за облаком меньше, чем в области сравнения.

При сопоставлении этих подсчетов звезд надо учитывать систематические различия в числе звезд одного класса для облака и для области сравнения, например, при их разном удалении от основной плоскости Галактики. Эта проблема решается либо введением поправок за разницу в положении облака и области сравнения на основе какой-либо надежной модели Галактики, либо рассмотрением облаков, близких к Солнцу, т.е. в

\*Электронный адрес: georgegontcharov@yahoo.com

пределах нескольких сотен парсек. Кроме того, при сравнении подсчетов звезд надо учитывать неизбежные случайные флуктуации плотности распределения звезд и их характеристик. Эта проблема решается использованием большого числа (многих тысяч) звезд. Следовательно, для успешного применения диаграмм Вольфа приходится использовать очень глубокие фотометрические обзоры со звездами наиболее распространенных классов, с максимальной пространственной плотностью распределения. В XX в. применение диаграмм Вольфа было затруднено как раз из-за отсутствия глубоких обзоров и надежных моделей Галактики, а также из-за трудностей в выделении звезд одного класса из наблюдаемой смеси звезд.

Отметим, что диаграммы Вольфа обычно не применимы к очень плотным облакам пыли из-за того, что в таких облаках велики градиенты характеристик среды. В такой ситуации теряют смысл средние характеристики облака, которые получаются из диаграмм Вольфа.

Преимущества диаграмм Вольфа по сравнению с другими методами определения поглощения видятся в следующем.

1. Используемая выборка звезд может быть смесью разных классов, лишь бы один класс был доминирующим.
2. Может использоваться фотометрия низкой точности и только в одном фильтре. Точность результата, как правило, определяется не точностью фотометрии, а распределением выборки по абсолютной звездной величине.
3. Результатом является именно межзвездное поглощение, а не покраснение, как во многих других методах. При использовании фотометрии в нескольких фильтрах это позволяет определить поглощение в каждом из них, а следовательно, закон поглощения, т.е. зависимость поглощения от длины волны. Таким образом, диаграммы Вольфа — один из немногих методов, обнаруживающих серое или почти серое поглощение, т.е. не зависящее или мало зависящее от длины волны.
4. При использовании качественных данных поглощение определяется по диаграммам Вольфа со сравнительно высокой точностью — порядка 0.01 звездной величины. Но сопутствующим недостатком является примерно одинаковая точность для всех фильтров при использовании одной и той же выборки звезд. Учитывая, что поглощение в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне гораздо больше, чем в видимом и тем более в инфракрасном (ИК) диапазоне, одинаковая

точность определения поглощения ведет к падению относительной точности с увеличением длины волны излучения. Это значит, что диаграммы Вольфа бесполезны для ИК-фотометрии: для не слишком плотных облаков найденное малое поглощение имеет очень низкую относительную точность, а для плотных облаков их неоднородная структура делает найденное среднее по облаку поглощение бессмысленным.

5. Диаграммы Вольфа позволяют определить не только поглощение, но и расстояние до облака, если известно распределение используемых звезд по абсолютной звездной величине (функция светимости).

Недавнее появление глубоких фотометрических обзоров неба с помощью ПЗС-матриц позволяет возродить применение диаграмм Вольфа. Фактически их первое успешное применение на новом уровне представлено Сзомору, Гухатакурта (1999), которые также дали содержательный обзор терминов и истории этого раздела астрономии.

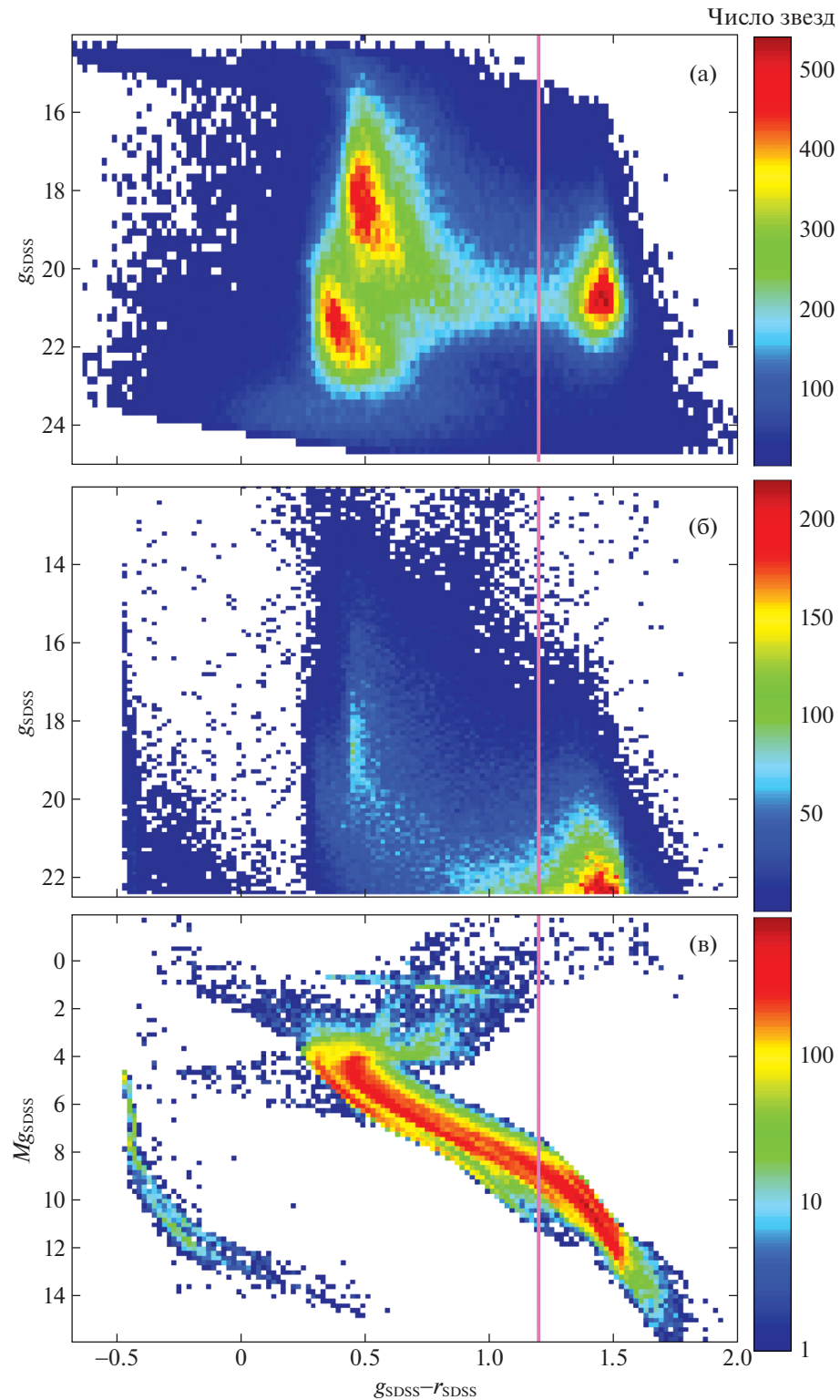
В настоящем исследовании мы рассматриваем диаграммы Вольфа для пылевых облаков Stripe 82, в которой есть глубокая фотометрия во многих фильтрах. Узкая полоса небесной сферы Stripe 82 вдоль небесного экватора шириной  $-1.25^\circ < \delta < 1.25^\circ$ , длиной  $-50^\circ < \alpha < +60^\circ$  и площадью около 275 квадратных градусов известна прежде всего ее интенсивными фотометрическими наблюдениями в фильтрах *uSDSS*, *gSDSS*, *rSDSS*, *iSDSS*, *zSDSS* обзора неба Sloan Digital Sky Survey (SDSS; Флири, Трухильо, 2016). Перспективы и преимущества исследования облаков в высоких галактических широтах методом диаграмм Вольфа с использованием фотометрии SDSS описаны Сзомору, Гухатакурта (1999).

Кроме фотометрии SDSS нами использована достаточно глубокая фотометрия объектов Stripe 82 в фильтре NUV (ближний ультрафиолет) обзора, выполненного телескопом Galaxy Evolution Explorer<sup>1</sup> (GALEX; Мартин и др. 2005) и представленного Бьянки и др. (2017, а также в фильтрах *gSMSS*, *rSMSS*, *iSMSS*, *zSMSS* обзора неба SkyMapper Southern Sky Survey DR2<sup>2</sup> (SMSS; Онкен и др., 2019).

Stripe 82 пересекает средние и высокие галактические широты ( $-64^\circ < b < -24^\circ$ ), что предполагает сравнительно малое поглощение. Stripe 82

<sup>1</sup><https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/II/335>

<sup>2</sup><https://skymapper.anu.edu.au>



**Рис. 1.** (а) — Диаграмма  $(g_{\text{SDSS}} - r_{\text{SDSS}}) - g_{\text{SDSS}}$  для выборки звезд Флири, Трухильо (2016) в циррусе 1 полосы Stripe 82, (б) — то же по модели звездного населения TRILEGAL, (в) — соответствующая диаграмма Герцшпрунга–Рассела  $(g_{\text{SDSS}} - r_{\text{SDSS}}) - M_{g_{\text{SDSS}}}$  по TRILEGAL. Вертикальная прямая отделяет использованные нами красные карлики с  $g_{\text{SDSS}} - r_{\text{SDSS}} > 1.2$ .

содержит волокнистые пылевые облака малой оптической толщины, т.е. оптические и ИК высокоширотные галактические циррусы (Сзомору, Гухатакурта, 1999; Марчук и др., 2021, и ссылки в этих работах). Наша статья посвящена оценке поглощения, расстояния и закона поглощения с помощью диаграмм Вольфа для нескольких галактических циррусов в Stripe 82 с использованием фотометрии SDSS, SMSS и GALEX.

## ДАННЫЕ

В данных SDSS<sup>3</sup> нами оставлены только звезды, но не галактики (в данных Флири, Трухильо (2016) параметр разделения на звезды и галактики  $S/G = 1$ , а эксцентриситет изображения объекта  $Ellipticity \leq 0.4$  говорит о том, что изображение не слишком вытянутое) с хорошим качеством изображения ( $Flags \leq 10$ ). Также мы ограничили точность фотометрии: выше 0.4 звездной величины в фильтре  $u_{SDSS}$  и 0.25 звездной величины в фильтрах  $g_{SDSS}$ ,  $r_{SDSS}$  и  $i_{SDSS}$ . Отметим, что для не слишком слабых звезд фотометрия SDSS сравнительно точна: например, эти ограничения на точность фотометрии исключают менее 1% звезд с  $g_{SDSS} < 24$ .

Распределение отобранных звезд на диаграмме цвет–величина  $(g_{SDSS} - r_{SDSS}) - g_{SDSS}$  в части полосы Stripe 82 (циррусе 1, обсуждаемом далее) показано на рис. 1а. В других частях полосы Stripe 82 это распределение аналогично. На рис. 1а видны три области повышенной плотности распределения звезд на диаграмме цвет–величина, что говорит о преобладании в выборке трех классов звезд.

Характеристики этих классов определены нами из моделирования звездного населения рассматриваемых областей неба с помощью модели TRILEGAL<sup>4</sup> (Жирарди и др., 2005) с учетом модели строения и эволюции звезд PARSEC<sup>5</sup> (Брессан и др., 2012). Для сравнения с наблюдаемой диаграммой на рис. 1б показана модельная диаграмма цвет–величина, а на рис. 1в — соответствующая модельная диаграмма Герцшпрунга–Рассела (ГР) для цирруса 1 при ограничении  $g_{SDSS} < 22.5$ , которое близко к фактическому ограничению на рис. 1а. При этом нами приняты параметры TRILEGAL по умолчанию, но с более реалистичными оценками поглощения для циррусов и областей сравнения. Видно, что среди звезд преобладают карлики трех классов:

- карлики класса G с примерно солнечной металличностью, находящиеся около точки поворота Главной последовательности (ГП) и относящиеся к тонкому диску, формируют сгущение сравнительно ярких и горячих звезд на диаграмме цвет–величина на рис. 1а и 1б при  $g_{SDSS} - r_{SDSS} \approx 0.55$  и  $g_{SDSS} \approx 18$ ;
- субкарлики класса G с низкой металличностью, также находящиеся около точки поворота ГП, но относящиеся к толстому диску, формируют на диаграмме ГР вторую ГП ниже и левее основной, а на диаграмме цвет–величина — сгущение сравнительно тусклых и горячих звезд при  $g_{SDSS} - r_{SDSS} \approx 0.4$  и  $g_{SDSS} \approx 21.5$  на рис. 1а и 1б, причем на графике (б) это сгущение едва заметно, так как, видимо, TRILEGAL недооценивает число субкарликов толстого диска в направлении цирруса 1;
- красные карлики класса M с различной металличностью преимущественно в диапазоне  $M/H = -0.25 \pm 0.30$  формируют сгущение холодных звезд на диаграмме цвет–величина на рис. 1а и 1б.

Карликов и субкарликов класса K на на рис. 1а и 1б гораздо меньше потому, что они сильно уступают классу M в количестве, а классу G в светимости.

Отметим, что результаты моделирования TRILEGAL и, соответственно, диаграммы цвет–величина и ГР заметно варьируются в зависимости от принятой начальной функции масс и параметров учета двойных звезд. Но в любом случае TRILEGAL показывает преобладание отмеченных нами трех классов карликов.

Как отмечено ранее, использование звезд только одного класса повышает точность диаграмм Вольфа. Поэтому мы решили использовать только красные карлики класса M, отобранные с помощью ограничения  $g_{SDSS} - r_{SDSS} > 1.2$ , как показано на рис. 1. Разумное варьирование этого критерия отбора меняет состав выборки меньше, чем на 2%, т.е. незначительно. Использование красных карликов кроме прочих преимуществ должно резко сократить в выборке примесь неотожествленных галактик, так как подавляющее большинство наблюдаемых в проекте SDSS галактик при малом красном смещении гораздо голубее красных карликов, а при большом красном смещении гораздо слабее звезд нашей выборки, как показано Стратевой и др. (2001) и Флири, Трухильо (2016).

Для определения медианных характеристик используемой выборки красных карликов, отметим, что на рис. 1 максимум их распределения по

<sup>3</sup><https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/MNRAS/456/1359>

<sup>4</sup><http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/trilegal>

<sup>5</sup>[http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd\\_3.6](http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd_3.6)

цвету приходится на наблюдаемый цвет  $g_{SDSS} - r_{SDSS} \approx 1.48$ . Для этой области неба популярная карта покраснения Шлегеля и др. (1998, далее — SFD98) дает  $E(B - V) \approx 0.1$ , т.е.  $E(g_{SDSS} - r_{SDSS}) \approx 0.1$  при использовании наиболее популярного закона поглощения Карделли и др. (1989, далее — CCM89) с соотношением поглощения и покраснения  $R_V \equiv A_V/E(B - V) = 3.1$ . Тогда медиана нормального цвета используемых красных карликов  $(g_{SDSS} - r_{SDSS})_0 \approx 1.38$ , соответствующая медиана массы — около  $0.48 M_{\odot}$ , медиана абсолютной звездной величины  $M_{g_{SDSS}} \approx 10.7$  и медиана металличности  $[M/H] = -0.2$  в соответствии с TRILEGAL и PARSEC.

Оценим, как далеко могут находиться галактические циррусы, которые можно исследовать с помощью рассматриваемой выборки красных карликов. Флири, Трухильо (2016) показали, что их разделение наблюдаемых объектов на звезды и галактики надежно при  $g_{SDSS} < 23$ . Поэтому более слабые объекты мы использовали только для контроля результатов. Из рис. 1 видно, что число красных карликов уменьшается при  $g_{SDSS} > 21.5$ . Однако это уменьшение вызвано не столько неполнотой выборки, сколько существенным уменьшением пространственной плотности распределения красных карликов с удалением от плоскости Галактики, так как рассматриваются высокие галактические широты. Поскольку подавляющее большинство используемых нами красных карликов имеют  $M_{g_{SDSS}} < 13$  и поглощение  $A_{g_{SDSS}} < 0.5$  (что следует из TRILEGAL, PARSEC и результатов нашего исследования), полноты выборки до  $g_{SDSS} < 23$  достаточно для анализа облаков на расстоянии до  $R = 10^{(23+5-13-0.5)/5} \approx 800$  пк от Солнца. Эта оценка подтверждается моделированием с TRILEGAL. Наиболее надежные оценки расстояний до рассматриваемых циррусов в Stripe 82 дают трехмерные карты покраснения Гончарова (2017а, далее — G17)<sup>6</sup>, Грина и др. (2019, далее — GSZ19)<sup>7</sup> и Лаллемент и др. (2022, далее — LVB22)<sup>8</sup>. Первая карта предполагает рассматриваемые циррусы на расстоянии 100–320 пк, вторая — 140–380 пк, третья — 120–380 пк от Солнца. Таким образом, столь близкие к нам галактические циррусы вполне можно анализировать с помощью рассматриваемой выборки красных карликов.

В данных SMSS нами оставлены объекты с качественной фотометрией (все Flags = 0). Как

из SDSS, мы отобрали из SMSS только красные карлики и существенно уменьшили примесь галактик с помощью ограничения  $g_{SMSS} - r_{SMSS} > 0.7$ <sup>9</sup>. Фотометрия SMSS имеет высокую точность. Нами исключено всего лишь около 0.01% красных карликов, которые демонстрируют точность фотометрии хуже 0.3 звездной величины хотя бы в одном из фильтров SMSS.

Для исключения галактик в данных GALEX нами оставлены только объекты, с вероятностью >50%, являющиеся звездами и при этом отмеченные как ‘not extended object’ (не расширен). Отметим, что эти ограничения исключают только 3% объектов с фотометрией GALEX NUV в полосе Stripe 82 и не влияют на результаты. В то же время мы не ограничили данные по точности фотометрии GALEX NUV. Эта точность довольно низка: ее медиана составляет 0.4 звездной величины. Но, как отмечено ранее, точность получаемого поглощения определяется не точностью фотометрии, а стандартным отклонением абсолютной звездной величины рассматриваемых звезд, которое больше одной звездной величины, согласно PARSEC и TRILEGAL. Звезды с фотометрией GALEX NUV ярки в УФ-диапазоне и включают звезды OB, голубые субкарлики, гиганты горизонтальной ветви с низкой металличностью и другие классы. Согласно PARSEC и TRILEGAL, все они покрывают примерно один и тот же диапазон абсолютных величин. Поэтому мы не выделяли из объектов GALEX какой-либо класс звезд. Это, а также меньшее число звезд с фотометрией GALEX NUV, чем с фотометрией в оптических фильтрах SDSS и SMSS, привело к несколько худшей точности определения поглощения в фильтре GALEX NUV, как видно из табл. 1 с нашими результатами.

Для применения диаграмм Вольфа области неба с предполагаемым повышенным поглощением должны быть отделены от областей сравнения с пониженным поглощением. Для такого разделения мы использовали оценки покраснения  $E(B - V)$  вдоль лучей зрения до бесконечности из SFD98. Такой подход при выделении облака и области сравнения для анализа диаграмм Вольфа ранее применен, например, Сзомору, Гухатакурта (1999). Оценки покраснения получены в SFD98 путем калибровки оценок эмиссии пыли в далеком ИК диапазоне по цвету эллиптических галактик. В свою очередь, эти оценки эмиссии получены космическими телескопами Cosmic Background Explorer (COBE) и Infrared Astronomical Satellite (IRAS). Отметим, что оценки покраснения в

<sup>6</sup><https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/PAZh/43/521>

<sup>7</sup><http://argonaut.skymaps.info/>

<sup>8</sup><https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/A+A/661/A147>

<sup>9</sup>Это дает качественно то же разделение, что критерий  $g_{SDSS} - r_{SDSS} > 1.2$ . Различие в числах вызвано разницей фильтров  $g_{SDSS}$  и  $g_{SMSS}$ .



**Таблица 1.** Найденная разность поглощения  $\Delta A$  в циррусе и в области сравнения для различных циррусов и фотометрических фильтров

Фильтр	$\lambda_{\text{eff}}$	Циррус 1	Циррус 2	Циррус 3	Циррус 4	Циррус 5
GALEX NUV	231	$0.232 \pm 0.04$	$0.401 \pm 0.04$	$0.098 \pm 0.04$	$0.194 \pm 0.04$	$0.298 \pm 0.04$
$u_{\text{SDSS}}$	353	$0.197 \pm 0.03$	$0.196 \pm 0.03$	$0.094 \pm 0.03$	$0.119 \pm 0.03$	$0.207 \pm 0.03$
$g_{\text{SDSS}}$	475	$0.194 \pm 0.03$	$0.260 \pm 0.03$	$0.082 \pm 0.03$	$0.059 \pm 0.03$	$0.173 \pm 0.03$
$r_{\text{SDSS}}$	622	$0.165 \pm 0.03$	$0.207 \pm 0.03$	$0.058 \pm 0.03$	$0.029 \pm 0.03$	$0.129 \pm 0.03$
$i_{\text{SDSS}}$	763	$0.197 \pm 0.03$	$0.149 \pm 0.03$	$0.050 \pm 0.03$	$0.033 \pm 0.03$	$0.125 \pm 0.03$
$z_{\text{SDSS}}$	905	$0.192 \pm 0.03$	$0.100 \pm 0.03$	$0.053 \pm 0.03$	$0.019 \pm 0.03$	$0.119 \pm 0.03$
$g_{\text{SMSS}}$	514	$0.175 \pm 0.03$	$0.193 \pm 0.03$	$0.096 \pm 0.03$	$0.038 \pm 0.03$	$0.129 \pm 0.03$
$r_{\text{SMSS}}$	615	$0.177 \pm 0.03$	$0.144 \pm 0.03$	$0.072 \pm 0.03$	$0.044 \pm 0.03$	$0.116 \pm 0.03$
$i_{\text{SMSS}}$	776	$0.169 \pm 0.03$	$0.143 \pm 0.03$	$0.089 \pm 0.03$	$0.041 \pm 0.03$	$0.110 \pm 0.03$
$z_{\text{SMSS}}$	913	$0.188 \pm 0.03$	$0.096 \pm 0.03$	$0.084 \pm 0.03$	$0.050 \pm 0.03$	$0.075 \pm 0.03$

**Примечание.**  $\lambda_{\text{eff}}$  — эффективная длина волны фильтра в нанометрах.

Stripe 82 на основе других исследований очень близки к оценкам SFD98. Например, оценки покраснения по наблюдениям космического телескопа Planck (2014), откалиброванные Майснером, Финкбайнером (2015) по цвету звезд SDSS, фактически совпадают с оценками SFD98: их коэффициент корреляции составляет 0.97.

На рис. 2 показаны вариации покраснения  $E(B - V)$  в рассматриваемой нами части полосы Stripe 82 с  $-50^\circ < \alpha < +50^\circ$ . Мы не рассматриваем небольшую часть Stripe 82 с  $+50^\circ < \alpha < +60^\circ$ , т.к. по всем оценкам поглощение в ней слишком велико ( $A_V > 1$ ) для получения точных результатов с помощью диаграмм Вольфа. Отметим, что пикселизация на рис. 2 отражает угловое разрешение 6.1 угл. мин для карты SFD98.

В табл. 2 даны примерные галактические координаты центров рассматриваемых циррусов, их площади и другие характеристики. В качестве циррусов мы рассматриваем обособленные области неба с покраснением выше предела  $E(B - V)_{\text{cirrus}}$ , указанного в табл. 2. Для каждого цирруса этот предел свой. Пять рассматриваемых циррусов показаны в нижней половине рис. 2. Аналогично в качестве областей сравнения мы рассматриваем

окрестности циррусов с покраснением ниже предела  $E(B - V)_{\text{bg}}$ , указанного в табл. 2. Области сравнения разных циррусов могут пересекаться. Важной характеристикой каждого цирруса или области сравнения является медиана покраснения, указанная в табл. 2. Разность медиан покраснений для цирруса и его области сравнения  $\Delta E(B - V)$  рассматривается нами как оценка покраснения собственно внутри цирруса. Для результативности исследования,  $\Delta E(B - V)$  должна быть достаточно велика, а следовательно, кроме циррусов и областей сравнения в Stripe 82 есть обширные области, не отнесенные нами ни к тем, ни к другим. Кроме того, предельные значения  $E(B - V)_{\text{cirrus}}$  и  $E(B - V)_{\text{bg}}$  подбираются так, чтобы площади цирруса и области сравнения были в точности равны и достаточно велики для применимости диаграмм Вольфа.

Для каждого цирруса полученные нами оценки поглощения в нем можно сравнить с оценкой поглощения  $\Delta A_{V \text{ SFD98}}$  из табл. 2, которая вычислена на основе  $\Delta E(B - V)$  по данным SFD98. Не стоит ожидать полного совпадения наших оценок поглощения с оценками из SFD98, т.к. методы их получения и исходные данные совершенно различ-

Таблица 2. Характеристики рассматриваемых циррусов

Характеристика	Циррус 1	Циррус 2	Циррус 3	Циррус 4	Циррус 5
$l$	49°	63°	101°	133°	178°
$b$	-28°	-45°	-62°	-63°	-48°
Площадь	13.9 <sup>□</sup>	18.2 <sup>□</sup>	8.7 <sup>□</sup>	9.5 <sup>□</sup>	18.2 <sup>□</sup>
$E(B - V)_{\text{cirrus}}$	>0.088	>0.085	>0.035	>0.035	>0.060
Медиана $E(B - V)_{\text{cirrus}}$	0.100	0.103	0.039	0.040	0.081
$E(B - V)_{\text{bg}}$	<0.064	<0.050	<0.021	<0.021	<0.032
Медиана $E(B - V)_{\text{bg}}$	0.052	0.046	0.019	0.020	0.028
$\Delta E(B - V)$	0.048	0.057	0.020	0.020	0.053
$\Delta A_{V \text{ SFD98}}$	0.148	0.176	0.062	0.062	0.163

**Примечание.** Примерные галактические координаты  $l$  и  $b$  центров рассматриваемых циррусов, принятая нами площадь цирруса в квадратных градусах, принятое ограничение на покраснение SFD98 для цирруса  $E(B - V)_{\text{cirrus}}$ , медиана покраснения SFD98 для цирруса, принятое ограничение на покраснение SFD98 для области сравнения  $E(B - V)_{\text{bg}}$ , медиана покраснения SFD98 для области сравнения, разность медиан покраснений  $\Delta E(B - V)$  в циррусе и в соответствующей области сравнения, оценка поглощения  $\Delta A_{V \text{ SFD98}}$  в циррусе на основе  $\Delta E(B - V)$  и закона поглощения CCM89 с  $R_V = 3.1$ .

ны. Кроме того, оценки SFD98 совершенно не учитывают возможные значительные вариации закона поглощения в высоких широтах, обнаруженные Горбиковым, Брошем (2010), Гончаровым (2012) и другими авторами, в то время, как диаграммы Вольфа способны показать такие вариации. Более того, как заявлено самими авторами SFD98 и показано многими дальнейшими исследованиями, оценки  $E(B - V)$  из SFD98 содержат существенные случайные и систематические ошибки (см. обзор Гончарова, 2016б, и обсуждение Гончарова, Мосенкова, 2017, 2018, 2021). Например, декларированная авторами SFD98 неопределенность калибровки ‘ИК-эмиссия — покраснение’ составляет  $\sigma(E(B - V)) = 0.028$ . С другой стороны, существенны и ошибки найденных нами поглощений. Поэтому сравнение наших результатов с SFD98, представленное в разделе ‘‘Результаты’’, весьма интересно.

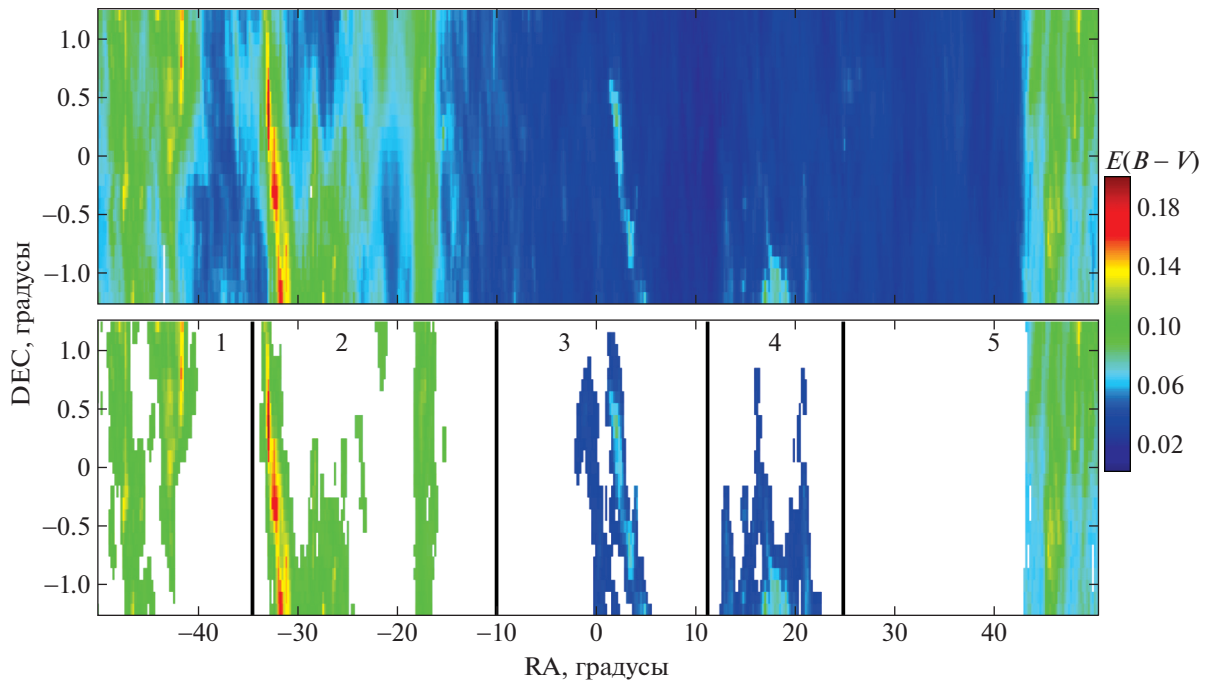
В табл. 2 показано, что ради достаточно большого числа звезд в циррусах и областях сравнения мы вынуждены увеличивать их площадь и, следовательно, включать в них области со сравнительно малым и большим покраснением соответственно. В результате медианы  $E(B - V)_{\text{bg}}$  довольно велики,

особенно в циррусах 1 и 2. Циррусы 3 и 4 имеют наименьшие  $\Delta E(B - V)$  (т.е. не сильно отличаются от фона) и наименьшую площадь. Это делает результаты для них наименее надежными.

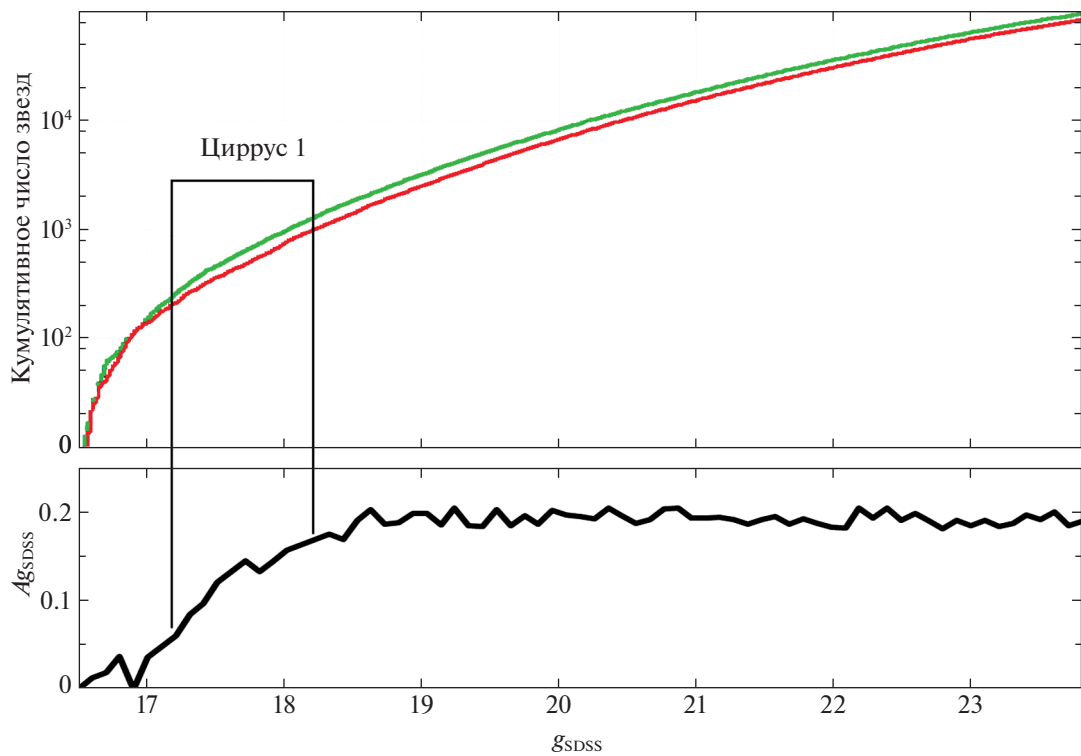
Полоса Stripe 82 слишком узка для того, чтобы полностью вместить циррусы, пересекающие ее. Но полностью они отчетливо видны на карте SFD98. Она показывает, что, хотя циррусы 1, 2 и 5 внутри Stripe 82 можно разделить на отдельные волокна, за пределами Stripe 82 волокна, отнесенные нами к одному циррусу, действительно соединяются. Для обоснования рассмотрения циррусов 1, 2 и 5 как единых объектов мы вычислили поглощения и расстояния с помощью диаграмм Вольфа не только для единых циррусов, но и для их частей, визуально различимых на рис. 2, и получили результаты, совпадающие друг с другом в пределах их неопределенностей.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Типичная диаграмма Вольфа для цирруса 1 и фильтра  $g_{\text{SDSS}}$  показана на рис. 3. Для нее использовано несколько десятков тысяч красных



**Рис. 2.** Вверху: покраснение  $E(B - V)$  по данным карты SFD98 в рассматриваемой части полосы Stripe 82. Внизу: области Stripe 82, отнесенные к рассматриваемым циррусам, обозначены цветом и номерами. Вертикальные линии примерно разграничивают области неба, включающие циррус, его область сравнения и область, не относящуюся ни к циррусу, ни к области сравнения.



**Рис. 3.** Диаграмма Вольфа для цирруса 1 и фильтра  $g_{SDSS}$ . Вверху: кумулятивное число красных карликов в зависимости от  $g_{SDSS}$  в областях с малой и большой ИК-эмиссией пыли — верхняя (зеленая) и нижняя (красная) кривая соответственно. Внизу: разность между этими кривыми вдоль оси абсцисс есть поглощение  $A_{g_{SDSS}}$  в зависимости от  $g_{SDSS}$ . Диапазон значительного роста  $A_{g_{SDSS}}$  отмечен как циррус 1.

карликов. Измеренное поглощение  $A_{g_{SDSS}}$  соответствует расстоянию вдоль оси абсцисс между кумулятивным числом красных карликов в области сравнения и в соответствующем циррусе, т.е. между цветными кривыми. Поглощение  $A_{g_{SDSS}}$  представлено на нижнем графике рис. 3. Видно, что это поглощение нарастает в диапазоне величин  $17.2 < g_{SDSS} < 18.2$ , а затем стабилизируется на уровне  $A_{g_{SDSS}} = 0.194$ . Этот диапазон величин соответствует диапазону расстояний  $186 < R < 270$  пк для цирруса 1, если принять медианную абсолютную величину  $M_{g_{SDSS}} = 10.7$  используемых красных карликов, фоновое поглощение перед циррусом  $A_{g_{SDSS}} \approx 0.15$  (судя по данным о покраснении в области сравнения) и добавленное к нему поглощение внутри цирруса, которое растет от 0 до  $\Delta A_{g_{SDSS}} = 0.194$ .

Поглощения, найденные по всем циррусам и фильтрам, представлены в табл. 1. Подчеркнем, что это — оценки поглощений в самих циррусах, не включающие в себя дополнительное фоновое поглощение в областях сравнения, которое стоит прибавить к поглощению, указанному в табл. 1, если необходимо оценить полное поглощение сквозь всю пыль в направлении этих циррусов. Неопределенности поглощений оценены, исходя из числа используемых звезд, их распределения по абсолютной величине на основе PARSEC и TRILEGAL, флуктуаций этого распределения, точности фотометрии и неопределенности в разности положений цирруса и области сравнения в пространстве. Последняя неопределенность весьма существенна (не меньше  $\pm 0.02$  звездной величины) из-за соответствующей неопределенности расстояний до циррусов и областей сравнения, хотя очевидная близость рассматриваемых циррусов к Солнцу делает эту неопределенность приемлемой. Полученные результаты надежны с точки зрения статистики, так как в каждой рассматриваемой области (циррус или область сравнения) использованы многие тысячи звезд.

Для контроля полученных результатов мы сравнили для каждого цирруса покраснение  $E(g_{SDSS} - r_{SMSS}) = A_{g_{SDSS}} - A_{r_{SDSS}}$ , вычисленное по табл. 1, с таким же покраснением, найденным совершенно другим методом: как разница в модах распределения красных карликов по цвету  $g_{SDSS} - r_{SMSS}$  в циррусе и области сравнения. Неопределенности покраснений в обоих методах примерно равны. Покраснения, полученные этими двумя методами, согласуются в пределах неопределенностей.

В табл. 3 для каждого цирруса даны четыре оценки диапазона расстояний, в котором располагается циррус, найденные в нашем исследова-

нии (среднее по всем фильтрам) и по картам покраснения G17, GSZ19 и LVB22. Указанные в табл. 3 диапазоны включают и неопределенности этих диапазонов. В этих неопределенностях доминирует неопределенность распределения используемых звезд по абсолютной величине.

Из табл. 3 видно, что все четыре оценки расстояний существенно пересекаются только для циррусов 2 и 5, т.е. самых крупных и с наибольшим поглощением. Видимо, неопределенность расстояний до остальных циррусов вызвана как раз их меньшим размером и поглощением. Диапазон пересечения оценок расстояний  $R^*$  можно рассматривать как наиболее вероятную оценку расстояния до центра соответствующего цирруса. Этот диапазон указан в нижней строке табл. 3. Для цирруса 4 пересечение диапазонов для всех четырех оценок отсутствует, но мы указали для него пересечение диапазонов без учета оценки из LVB22, которая сильно отличается от остальных. Отметим, что для цирруса 4 нами обнаружен небольшой рост поглощения при  $R > 500$  пк. Возможно, циррус 4 является проекцией на небесную сферу двух циррусов на разных расстояниях от Солнца. Для столь высокоширотного цирруса это означает существование пыли на удалении  $|Z| > 445$  пк от основной плоскости Галактики. Этот рост поглощения может быть и результатом некой ошибки из-за того, что только малая часть цирруса 4 оказалась внутри Stripe 82.

Для того чтобы определить наблюдаемый закон поглощения в каждом циррусе, оценки поглощения из табл. 1 представлены черными ромбами на рис. 4 в зависимости от величины, обратной длине волны  $1/\lambda_{\text{eff}}$  в микронах. Видно, что для всех циррусов линейная аппроксимация закона поглощения (со своим коэффициентом для каждого цирруса) лучше аппроксимации законом поглощения ССМ89 с любым  $R_V$ . Это особенно заметно для всех циррусов в фильтре NUV и для цирруса 1 в фильтрах  $z_{SDSS}$  и  $i_{SDSS}$ , где закон поглощения ССМ89 с любым  $R_V$  нельзя провести через найденные поглощения. С учетом неопределенностей наши результаты уверенно показывают очень слабый рост поглощения с величиной  $1/\lambda_{\text{eff}}$  для цирруса 1 и не исключают сравнительно слабый рост для остальных циррусов. Это предполагает существенный вклад серого поглощения в полное поглощение.

Тем не менее для качественной оценки наблюдаемого закона поглощения в сравнении с ССМ89 с  $R_V = 3.1$  мы вычислили оптимальный  $R_V$  и показали закон ССМ89 с ним красной кривой на рис. 4. Под оптимальным  $R_V$  мы подразумеваем такой, который наиболее близок к 3.1, но позволяет закону поглощения пройти через наши оценки

**Таблица 3.** Найденный диапазон расстояний до цирруса в сравнении с оценками по разным картам покраснения

Расстояние, пк	Циррус 1	Циррус 2	Циррус 3	Циррус 4	Циррус 5
$R$	150–310	195–415	150–270	170–300	140–340
$R_{G17}$	120–200	100–280	160–320	160–200	140–200
$R_{GSZ19}$	200–380	140–210	170–230	170–190	150–200
$R_{LVB22}$	120–260	180–340	230–380	270–360	130–210
$R^*$	200	195–210	230	170–190	150–200

**Примечание.**  $R$  — найденный диапазон расстояний до цирруса,  $R_{G17}$ ,  $R_{GSZ19}$  и  $R_{LVB22}$  — оценки диапазона расстояний до цирруса по картам Гончарова (2017а), Грина и др. (2019) и Лаллемент и др. (2022), соответственно. В нижней строке указан диапазон  $R^*$  пересечения оценок. Для цирруса 4  $R^*$  указан без учета оценки из LVB22.

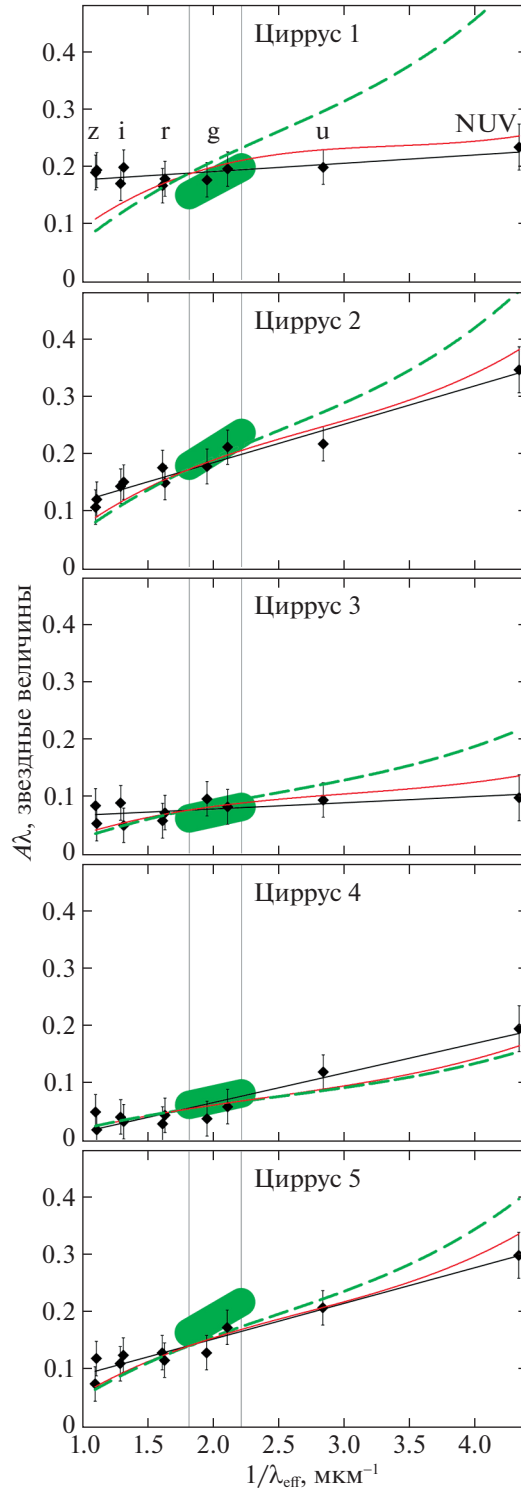
поглощения для коротковолновых фильтров в пределах их неопределенностей и максимально близко к нашим оценкам для длинноволновых фильтров. Оптимальные коэффициенты  $R_V = 6.9, 4.0, 5.1, 2.9$  и  $3.7$  для пяти циррусов соответственно. Так как эти числа не являются полноценными статистическими оценками, а закон поглощения с оптимальным  $R_V$ , очевидно, хуже линейной аппроксимации, мы не оценивали неопределенности этих оптимальных коэффициентов. Для всех циррусов, кроме четвертого, оптимальный  $R_V > 3.1$ . Это качественно согласуется с оценками по карте пространственных вариаций  $R_V$ , полученной Гончаровым (2012):  $3.4 < R_V < 3.9$  для рассматриваемых циррусов, если принять для них расстояния из табл. 3. Но, согласно Гончарову (2012), в высоких широтах  $R_V$  существенно зависит от расстояния. И низкое значение оптимального  $R_V$  для цирруса 4 может объясняться найденным нами компонентом этого цирруса на большом удалении от Солнца, так как, согласно Гончарову (2012),  $R_V < 3.1$  при  $R > 500$  пк.

Слабый рост поглощения с величиной  $1/\lambda_{\text{эф}}$ , т.е. проявление серого поглощения, наряду со значительными пространственными вариациями закона поглощения, является типичным для пылевой среды вдали от основной плоскости Галактики (при удалении от нее  $|Z| > 200$  пк), как показано Горбиковым, Брошем (2010), Давенпортом и др. (2014), Гончаровым (2012), Гончаровым (2013), Гончаровым (2016а) и в обзоре Гончарова (2017б).

Наши результаты для цирруса 2 стоит сравнить с результатами Сзомору, Гухатакурта (1999), которые исследовали с помощью диаграмм Вольфа другую часть этого цирруса (обозначена ими как

облако PV1), отстоящую на 2 градуса от полосы Stripe 82. Особого внимания заслуживает найденный ими для этой части цирруса наилучший закон поглощения ССМ89 с очень малым  $R_V \approx 1.7$ . Казалось бы, это противоречит найденному нами для цирруса 2 слабо нарастающему закону поглощения, близкому к ССМ89 с  $R_V \approx 4$ . Поэтому отметим различия в этих исследованиях. Часть цирруса 2, исследованная Сзомору, Гухатакурта (1999), имеет примерно вдвое большее поглощение  $A_V$  и поэтому может обладать иными свойствами, включая иной закон поглощения. Исследованная ими площадь примерно на порядок меньше площади, исследованной нами. Используемая ими фотометрия в полосах  $UBVRI$  менее точна и менее глубока, чем использованная нами. В результате найденные ими поглощения имеют примерно втрое большие неопределенности, чем наши (см. их рис. 4 и 6). И вывод Сзомору, Гухатакурта (1999) о малой величине  $R_V \approx 1.7$  недостаточно надежен: их результаты для разных фильтров фактически одинаково хорошо описываются законом ССМ89 с широким диапазоном  $1.5 < R_V < 3.5$ . Таким образом, сравнение наших результатов с Сзомору, Гухатакурта (1999) прежде всего показывает прогресс в этой области астрономии за 23 года.

Для сравнения с нашими результатами мы представили на рис. 4 оценки из SFD98 с учетом их неопределенностей, комбинированные с законом поглощения ССМ89 при  $R_V = 3.1$ , как зеленые области между эффективными длинами волн фильтров  $B$  и  $V$ , которые показаны вертикальными прямыми. Видно, что для всех циррусов оценки SFD98 согласуются с полученными нами оценками поглощений в фильтрах  $gSDSS$  и  $rSMSS$  с учетом



**Рис. 4.** Поглощение  $A_{\lambda_{\text{eff}}}$  в зависимости от величины, обратной длине волны  $\lambda_{\text{eff}}$  в микронах, для рассматриваемых пяти циррусов: найденные поглощения — ромбы, их линейная аппроксимация — черная прямая, аппроксимация законом поглощения ССМ89 с  $R_V = 3.1$  — толстый зеленый пунктир, аппроксимация законом поглощения ССМ89 с оптимальным  $R_V$  — тонкая красная кривая, эффективные длины волн фильтров  $B$  и  $V$  — вертикальные прямые, предсказание на основе SFD98 с законом поглощения ССМ89 при  $R_V = 3.1$  с учетом неопределенности — зеленая область. Буквами отмечены пары фильтров  $z_{\text{SMSS}}$  и  $z_{\text{SDSS}}$ ,  $i_{\text{SMSS}}$  и  $i_{\text{SDSS}}$ ,  $r_{\text{SDSS}}$  и  $r_{\text{SMSS}}$ ,  $g_{\text{SMSS}}$  и  $g_{\text{SDSS}}$ , а также фильтры  $u_{\text{SMSS}}$  и GALEX NUV.

их неопределенностей (два черных ромба находятся внутри или касаются зеленых областей барами неопределенностей). Это значит, что наши результаты подтверждают правильность калибровки ‘ИК-эмиссия—покраснение’ для SFD98 в диапазоне длин волн между фильтрами  $B$  и  $V$ . В частности, это значит, что оценки поглощения внутри циррусов  $\Delta A_{V,SFD98}$  из табл. 2 правдоподобны. Но из рис. 4 следует, что экстраполяция оценок SFD98 (зеленых областей) влево и вправо охватит наши результаты для других фильтров, пожалуй, только для цирруса 4. Следовательно, если наши оценки закона поглощения верны, предсказания SFD98, вообще говоря, не стоит экстраполировать на другие диапазоны длин волн. Этот вывод особенно важен для космологии и исследования внегалактических объектов, как показано Богомазовым, Тутуковым (2011).

## ОБСУЖДЕНИЕ ЗАКОНА ПОГЛОЩЕНИЯ

Чилингарян и др. (2010), Чилингарян, Золотухин (2012) и Чилингарян и др. (2017, далее — CZK17) показали, что эллиптические галактики без текущего звездообразования, демонстрирующие небольшое красное смещение, после исправления их цвета за покраснение и введения  $k$ -поправки образуют на диаграммах цвет—абсолютная звездная величина компактную “красную последовательность” со сравнительно малой дисперсией по цвету. Это позволяет независимо сравнить наблюдаемый закон поглощения в рассматриваемых циррусах и в областях сравнения, проанализировав цвета таких галактик.

Для отбора эллиптических галактик в рассматриваемых нами циррусах и областях сравнения мы воспользовались выборкой Боттрелл и др. (2019), которая содержит результаты фотометрической декомпозиции почти 17 тысяч галактик в SDSS Stripe 82 с измеренными спектроскопическими красными смещениями. Мы не смогли воспроизвести критерии отбора галактик, примененные CZK17, так как в рассматриваемых циррусах и областях сравнения только меньшинство эллиптических галактик имеет точные фотометрические оценки в полосе GALEX NUV, лежащие в основе критериев CZK17. Однако мы получили достаточно полную выборку эллиптических галактик “красной последовательности” с помощью других критериев: показатель Серсика  $n > 3.5$ , видимая эллиптичность  $e < 0.5$  и вклад дискового компонента в полную светимость  $D/T = 0$ . Стоит отметить, что наша выборка включает галактики с фотометрическими профилями, близкими к девокулеровским с  $n = 4$  (де Вокулер, 1948) или даже более крутыми, что свойственно для ярких

эллиптических галактик (Каон и др., 1993). Из сформированной выборки мы отобрали только те галактики, у которых ошибки фотометрии в обеих полосах  $g$  и  $r$  меньше 0.1 (использованы петросяновские звездные величины вслед за CZK17).

В каждом циррусе и области сравнения оказалось примерно 200 галактик. Красное смещение этих галактик сравнительно мало (не превосходит  $z = 0.3$  и имеет медиану  $z = 0.1$ ), что необходимо для высокой точности вычисления  $k$ -поправки. Распределение галактик по абсолютной звездной величине примерно одинаково в циррусах и соответствующих областях сравнения, а также согласуется с распределением галактик, использованных CZK17, при тех же красных смещениях. Цвета и абсолютные величины галактик исправлены нами за покраснение и поглощение по карте SFD98 с использованием закона поглощения CCM89 при  $R_V = 3.1$ . Кроме того, мы применили  $k$ -поправку с использованием  $K$ -corrections calculator<sup>10</sup>, используя аналитические аппроксимации из Чилингаряна и др. (2010).

Исправленные нами цвета галактик должны систематически различаться в рассматриваемых циррусах и областях сравнения, если в них различен закон поглощения. При более плоском законе поглощения в циррусе по сравнению с соответствующей областью сравнения, т.е. при сравнительно большем поглощении в длинноволновой части спектра, как на рис. 4 для цирруса 1, цвета галактик будут переисправлены за покраснение и окажутся голубее. Этот эффект должен быть заметнее при большей разнице длин волн рассматриваемой пары фильтров, т.е., например, для цвета  $u_{SMSS} - z_{SMSS}$ . Однако фотометрия в полосе  $u_{SDSS}$  оказалась недостаточно точной. Наиболее многообещающие из остальных цветов,  $g_{SDSS} - i_{SDSS}$  и  $g_{SDSS} - z_{SDSS}$ , показали очень схожие результаты. Поэтому мы обсуждаем только вариации цвета  $g_{SDSS} - z_{SDSS}$ . Медиана цвета  $g_{SDSS} - z_{SDSS}$  для каждого цирруса и области сравнения представлена в табл. 4. В качестве неопределенности найденного цвета мы указали стандартное отклонение среднего, следуя подходу CZK17.

В табл. 4 показано, что только в циррусе 1 галактики заметно, на  $\Delta(g_{SDSS} - z_{SDSS}) = 0.050 \pm 0.014$  звездной величины голубее, чем в соответствующей области сравнения. С другой стороны, рис. 4 показывает, что по диаграммам Вольфа цвет звезд в циррусе 1 на  $\Delta(g_{SDSS} - z_{SDSS}) = 0.13 \pm 0.05$  голубее, чем по закону CCM89 при  $R_V = 3.1$ .

<sup>10</sup><http://kcor.sai.msu.ru/>

**Таблица 4.** Медиана цвета  $g_{SDSS} - z_{SDSS}$  отобранных галактик в циррусе и его области сравнения

Параметр	Циррус	Область сравнения
Циррус 1	$1.33 \pm 0.01$	$1.38 \pm 0.01$
Циррус 2	$1.40 \pm 0.01$	$1.39 \pm 0.01$
Циррус 3	$1.39 \pm 0.01$	$1.40 \pm 0.01$
Циррус 4	$1.39 \pm 0.01$	$1.41 \pm 0.01$
Циррус 5	$1.38 \pm 0.01$	$1.38 \pm 0.01$

**Примечание.** В качестве неопределенности указано стандартное отклонение среднего.

Результаты по звездам (диаграммам Вольфа) и по цветам галактик могут различаться прежде всего из-за различия в распределении используемых звезд и галактик на небе в комбинации с довольно грубым выделением нами циррусов как ячеек размером  $6.1 \times 6.1$  угловой минуты в соответствии с угловым разрешением карты SFD98. Эти ячейки относились или не относились нами к циррусу целиком. Но так как волокна циррусов могут быть тоньше  $6.1$  угл. мин<sup>11</sup>, возможно, только часть такой ячейки содержит циррус. Следовательно, только часть галактик в ячейке цирруса на самом деле служат для него фоном и демонстрируют тот же закон поглощения. В такой ситуации галактики в ячейке цирруса, фактически находящиеся вне его проекции на небо, увеличивают оценку  $g_{SDSS} - z_{SDSS}$  для цирруса. Аналогично возможно и уменьшение оценки  $g_{SDSS} - z_{SDSS}$  в области сравнения.

Кроме того, разногласия в результатах для звезд и галактик могут объясняться изменением закона поглощения с расстоянием, если в направлении цирруса есть три слоя пыли (перед, внутри и за циррусом) с разным законом поглощения. Первый слой дает поглощение и закон поглощения для области сравнения, первый и второй слои — для цирруса, все три слоя — для галактик. Как отмечено ранее, именно такое изменение закона поглощения

с расстоянием в высоких широтах было найдено Гончаровым (2012).

Отметим, что во всех циррусах и областях сравнения галактики оказались несколько голубее цвета, предсказанного CZK17 для “красной последовательности” с помощью их системы уравнений (1) в зависимости от абсолютной величины. Для всех циррусов и областей сравнения медиана предсказанного цвета оказалась одинакова:  $g_{SDSS} - z_{SDSS} = 1.440 \pm 0.001$  (в качестве неопределенности указано стандартное отклонение среднего). Отобранная нами “красная последовательность” оказалась чуть голубее предсказанной, видимо, из-за различий в критериях отбора.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы применили подсчеты звезд на диаграммах Вольфа для определения межзвездного поглощения в пяти галактических циррусах (волоконистых пылевых облаках с небольшим поглощением) SDSS Stripe 82, в средних и высоких галактических широтах. Для этого мы использовали УФ-фотометрию звезд в фильтре GALEX NUV, а также глубокую фотометрию красных карликов в пяти полосах обзора SDSS  $u_{SDSS}$ ,  $g_{SDSS}$ ,  $r_{SDSS}$ ,  $i_{SDSS}$ ,  $z_{SDSS}$  и четырех полосах обзора SMSS  $g_{SMSS}$ ,  $r_{SMSS}$ ,  $i_{SMSS}$ ,  $z_{SMSS}$ . Циррусы выделены нами как области неба с повышенной ИК-эмиссией по карте SFD98. Поглощение в них вычислено относительно расположенных рядом областей сравнения с пониженной ИК-эмиссией по SFD98. Результаты для разных фильтров согласуются, давая для каждого цирруса диапазон расстояний и закон поглощения. Найденные расстояния в диапазоне 140–415 пк хорошо согласуются с трехмерными картами покраснения Гончарова (2017а), Грина и др. (2019) и Лаллемент и др. (2022).

В диапазоне длин волн между фильтрами  $B$  и  $V$  найденные поглощения согласуются с оценками из SFD98 при законе поглощения CCM89 с  $R_V = 3.1$ . Но для более коротко- и длинноволновых фильтров найденные поглощения существенно отклоняются от этого закона. Наблюдаемый закон поглощения лучше всего описывается как обратная пропорциональность поглощения и длины волны со своим коэффициентом для каждого цирруса. Наши результаты уверенно показывают очень слабое уменьшение поглощения с длиной волны для цирруса 1 и не исключают сравнительно слабое уменьшение для остальных циррусов. Это предполагает существенный вклад серого поглощения в полное поглощение. Эти результаты согласуются с прежними измерениями закона поглощения вдали от основной плоскости Галактики, представленными в обзоре Гончарова (2017б).

<sup>11</sup> Структура циррусов обсуждается Марчуком и др. (2021). Панопулу и др. (2022) показали, что характерная толщина волокна молекулярного облака составляет 0.1 пк, что для рассматриваемых нами циррусов означает 1.5–2 угл. мин. Панопулу и др. (2022) использовали содержательные данные, но допустили методическую ошибку, которую исправили в Corrigendum к их статье.



Настоящее исследование можно рассматривать как успешную пилотную проверку метода диаграмм Вольфа на современном наблюдательном материале. В дальнейшем можно привлечь фотометрические данные глубоких обзоров в других фильтрах и применить более рафинированное начальное выделение волокон циррусов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 20-72-10052).

Авторы благодарят Максима Ховричева за помощь в доступе к интернет-ресурсам, Таисию Рахматулину и Сергея Антонова за помощь в доступе к данным SkyMapper Southern Sky Survey, а также рецензентов за полезные замечания.

В настоящем исследовании использованы ресурсы Страсбургского центра астрономических данных (<http://cdsweb.u-strasbg.fr>), включая базу данных SIMBAD и сервис X-Match. Это исследование использует систему онлайн визуализации данных Filtergraph (Бургер и др., 2013, <https://filtergraph.com>). Это исследование основано на данных обзора неба Sloan Digital Sky Survey (<http://www.sdss3.org/>). Используются цифровые продукты из SkyMapper Southern Sky Survey (<https://skymapper.anu.edu.au>), который принадлежит и управляется Исследовательской школой астрономии и астрофизики Австралийского Национального Университета. Исследование использует сервис “K-corrections calculator”, доступный на <http://kcor.sai.msu.ru/>, а также данные Galaxy Evolution Explorer, GALEX, одной из миссий NASA, управляемых Jet Propulsion Laboratory.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богомазов А.И., Тутуков А.В., *Астрон. журн.* **88**, 541 (2011) [A.I. Bogomazov and A.V. Tutukov, *Astron. Rep.* **55**, 497 (2011)].
2. Боттрелл и др. (C. Bottrell, L. Simard, J.T. Mendel, and S.L. Ellison), *MNRAS* **486**, 390 (2019).
3. Брессан и др. (A. Bressan, P. Marigo, L. Girardi, B. Salasnich, C. Dal Cero, S. Rubele, and A. Nanni), *MNRAS* **427**, 127 (2012).
4. Бургер 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).
5. Бьянки и др. (L. Bianchi, B. Shiao, and D. Thilker), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **230**, 24 (2017).
6. Вольф (M. Wolf), *Astron. Nachr.* **219**, 109 (1923).
7. Гончаров Г.А., *Письма в Астрон. журн.* **38**, 15 (2012) [G.A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **38**, 12 (2012)].
8. Гончаров Г.А., *Письма в Астрон. журн.* **39**, 620 (2013) [G.A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **39**, 550 (2013)].
9. Гончаров Г.А., *Письма в Астрон. журн.* **42**, 494 (2016a) [G.A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **42**, 445 (2016a)].
10. Гончаров Г.А., *Астрофизика* **59**, 617 (2016b) [G.A. Gontcharov, *Astrophysics*, **59**, 548 (2016b)].
11. Гончаров Г.А., *Письма в Астрон. журн.* **43**, 521 (2017a) [G. A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **43**, 472 (2017a)].
12. Гончаров (G.A. Gontcharov), *Stars: From Collapse to Collapse, Proceedings of a conference held at Special Astrophysical Observatory, Nizhny Arkhyz* (Ed. Yu.Yu. Balega, D.O. Kudryavtsev, I.I. Romanyuk, and I.A. Yakunin, San Francisco: Astron. Soc. of the Pacific, 2017), p. 71 (2017b).
13. Гончаров, Мосенков (G.A. Gontcharov and A.V. Mosenkov), *MNRAS* **472**, 3805 (2017).
14. Гончаров, Мосенков (G.A. Gontcharov and A.V. Mosenkov), *MNRAS* **475**, 1121 (2018).
15. Гончаров, Мосенков (G.A. Gontcharov and A.V. Mosenkov), *MNRAS* **500**, 2590 (2021).
16. Горбиков, Брош (E. Gorbikov and N. Brosch), *MNRAS* **401**, 231 (2010).
17. Грин и др. (G.M. Green, E.F. Schlafly, C. Zucker, J.S. Speagle, and D.P. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **887**, 93 (2019).
18. Давенпорт и др. (J.R.A. Davenport, Z. Ivezić, A.C. Becker, J.J. Ruan, N.M. Hunt-Walker, K.R. Covey, A.R. Lewis, Y. AlSayyad, and L.M. Anderson), *MNRAS* **440**, 3430 (2014).
19. де Вокулер (G.H. de Vaucouleurs), *Annales d’Astrophysique* **11**, 247 (1948).
20. Жирарди и др. (L. Girardi, M.A.T. Groenewegen, E. Hatziminaoglou, and L. Da Costa), *Astron. Astrophys.* **436**, 895, (2005).
21. Каон и др. (N. Caon, M. Capaccioli, and M. D’Onofrio), *MNRAS* **265**, 1013 (1993).
22. Карделли и др. (J.A. Cardelli, G.C. Clayton, and J.S. Mathis), *Astrophys. J.* **345**, 245 (1989).
23. Куликовский П.П., *Звездная астрономия* (М.: Наука, 1985).
24. Лаллемент и др. (R. Lallement, J.L. Vergely, C. Babusiaux, and N.L.J. Cox), *Astron. Astrophys.* **661**, A147, (2022).
25. Майснер, Финкбайнер (A.M. Meisner and D.P. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **798**, 88 (2015).
26. Мартин и др. (D.C. Martin, J. Fanson, D. Schiminovich, P. Morrissey, P.G. Friedman, T.A. Barlow, T. Conrow, R. Grange, P.N. Jelinsky et al.), *Astrophys. J.* **619**, L1 (2005).
27. Марчук и др. (A.A. Marchuk, A.A. Smirnov, A.V. Mosenkov, V.B. Il’in, G.A. Gontcharov, S.S. Savchenko, and J. Roman), *MNRAS* **508**, 5825 (2021).

28. 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).
29. Панопулу и др. (G.V. Panopoulou, S.E. Clark, A. Nasar, F. Heitsch, J. Kainulainen, E. Ntormousi, D. Seifried, and R.J. Smith), *Astron. Astrophys.* **663**, C1, (2022).
30. Паренаго П.П., *Курс звездной астрономии* (М.: ГИТТЛ, 1954).
31. Планк (Planck Collaboration), *Astron. Astrophys.* **571**, A11 (2014).
32. Сзомору, Гухатакурта (A. Szomoru and P. Guhathakurta), *Astron. J.* **117**, 2226 (1999).
33. Стратева и др. (I. Strateva, Z. Ivezić, G.R. Knapp, V.K. Narayanan, M.A. Strauss, J.E. Gunn, R.H. Lupton, D. Schlegel, N.A. Bahcall, et al.), *Astron. J.* **122**, 1861 (2001).
34. Флири, Трухильо (J. Fliri and I. Trujillo), *MNRAS* **456**, 1359 (2016).
35. Чилингарян, Золотухин (I.V. Chilingarian and I.Yu. Zolotukhin), *MNRAS* **419**, 1727 (2012).
36. Чилингарян и др. (I.V. Chilingarian, A.-L. Melchior, and I.Yu. Zolotukhin), *MNRAS* **405**, 1409 (2010).
37. Чилингарян и др. (I.V. Chilingarian, I.Yu. Zolotukhin, I.Yu. Katkov, A.-L. Melchior, E.V. Rubtsov, and K.A. Grishin), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **228**, 14 (2017).
38. Шлегель и др. (D.J. Schlegel, D.P. Finkbeiner, and M. Davis), *Astrophys. J.* **500**, 525 (1998).

# DR21(OH) SUB-CORES: Inferring an Evolutionary Status Using the Prestaline Tool<sup>1</sup>

© 2022 г. G. Van Looveren<sup>1</sup>, O. V. Kochina<sup>2\*</sup>, D. S. Wiebe<sup>2,3</sup>, A. I. Buslaeva<sup>2</sup>

<sup>1</sup>University of Vienna, Vienna, Austria

<sup>2</sup>Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

<sup>3</sup>Lebedev Physical Institute, Samara Branch, Samara, Russia

Поступила в редакцию 17.08.2022 г.

После доработки 04.10.2022 г.; принята к публикации 05.10.2022 г.

In this work we present the results of chemical modelling of two sub-cores in a well-known region of massive star-formation DR21(OH): MM1a and MM1b. These sub-cores are situated in close proximity to each other but exhibit distinguishable difference in their observed spectra, mostly in the intensity of S-bearing species emission lines. Calculations of the chemical evolution and synthetic spectra for these regions allowed us to trace and explain the origin of these features. The research was performed using the PRESTALINE (PRESTA + RADEX) tool, a package for modelling and analysing spectral data.

*Keywords:* star-formation, ISM, astrochemistry, synthetic spectra

**DOI:** 10.31857/S0320010822090054

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Araya et al. (E.D. Araya, S. Kurtz, P. Hofner, et al.), *Astrophys. J.* **698**, 1321 (2009).
- Bottinelli et al. (S. Bottinelli, C. Ceccarelli, R. Neri, et al.), *Astrophys. J.* **617**, L69 (2004).
- Fish et al. (V.L. Fish, M.J. Reid, A.L. Argon, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **160**, 220 (2005).
- Fish et al. (V.L. Fish, T.C. Muehlbrad, P. Pratap, et al.), *Astrophys. J.* **729**, 14 (2011).
- Garrod et al. (R.T. Garrod, S.L. Widicus Weaver, and E. Herbst) *Astrophys. J.* **682**, 283 (2008).
- Hasegawa et al. (T.I. Hasegawa, E. Herbst, and C.M. Leung), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **82**, 167 (1992).
- Hasegawa, Herbst (T.I. Hasegawa and E. Herbst), *MNRAS* **261**, 83 (1993).
- Ho et al. (P.T.P. Ho, J.M. Moran, and K.Y. Lo), *Astrophys. J.* **616**, L1 (2004).
- Jørgensen et al. (J.K. Jørgensen, T.L. Bourke, Q. Nguyen Luong, et al.), *Astron. Astrophys.* **534**, A100 (2011).
- Kalenskii, Johansson (S.V. Kalenskii and L.E.B. Johansson), *Astron. Rep.* **54**, 295 (2010).
- Kochina et al. (O.V. Kochina, D.S. Wiebe, S.V. Kalenskii, et al.), *Astron. Rep.* **57**, 818 (2013).
- Kogan, Slysh (L. Kogan and V. Slysh), *Astrophys. J.* **497**, 800 (1998).
- Kurtz et al. (S. Kurtz, P. Hofner, and C.V. Ivarez), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **155**, 149 (2004).
- López-Sepulcre et al. (A. López-Sepulcre, N. Sakai, R. Neri, et al.), *Astron. Astrophys.* **606**, A121 (2017).
- Mangum et al. (J.G. Mangum, A. Wootten, and L.G. Mundy), *Astrophys. J.* **378**, 576 (1991).
- Mangum et al. (J.G. Mangum, A. Wootten, and L.G. Mundy), *Astrophys. J.* **388**, 467 (1992).
- McElroy et al. (D. McElroy, C. Walsh, A.J. Markwick, et al.), *Astron. Astrophys.* **550**, A36 (2013).
- Minh et al. (Y.C. Minh, H.-R. Chen, Y.-N. Su, et al.), *JKAS* **45**, 157 (2012).
- Murga et al. (M.S. Murga, D.S. Wiebe, A.I. Vasyunin, V.N. Varakin, and A.V. Stolyarov), *Russian Chemical Rev.* **89**, 430 (2020).
- Ospina-Zamudio et al. (J. Ospina-Zamudio, B. Lefloch, and C. Ceccarelli), *Astron. Astrophys.* **618**, A145 (2018).

\*E-mail: okochina@inasan.ru

<sup>1</sup>Полная версия статьи публикуется в английской версии журнала *Astronomy Letters* (V. 48, No. 9, 2022).

21. Pavlyuchenkov et al. (Y.N. Pavlyuchenkov, D.S. Wiebe, V.V. Akimkin, et al.), *MNRAS* **421**, 2430 (2012).
22. Plambeck, Menten (R.L. Plambeck and K.M. Menten), *Astrophys. J.* **364**, 555 (1990).
23. Rygl et al. (K.L.J. Rygl, A. Brunthaler, A. Sanna, et al.), *Astron. Astrophys.* **539**, A79 (2012).
24. Santangelo et al. (G. Santangelo, C. Codella, S. Cabrit, et al.), *Astron. Astrophys.* **584**, A126 (2015).
25. Schöier et al. (F.L. Schöier, F.F.S. van der Tak, E.F. van Dishoeck, et al.), *Astron. Astrophys.* **432**, 369 (2005).
26. van der Tak et al. (F.F.S. van der Tak, J.H. Black, F.L. Schöier, et al.), *Astron. Astrophys.* **468**, 627 (2007).
27. van der Tak et al. (F. van der Tak, F. Lique, A. Faure, et al.), *Atoms*. **8**, 15 (2020).
28. Van Looveren et al. (G. Van Looveren, O. Kochina, and D. Wiebe), *Open Astron.* **30**, 96 (2021).
29. Zapata et al. (L.A. Zapata, L. Loinard, Y.-N. Su, et al.), *Astrophys. J.* **744**, 86 (2012).

## SRGe J214919.3+673634 — КАНДИДАТ В ПЕРЕМЕННЫЕ ТИПА AM Her, ОБНАРУЖЕННЫЙ ТЕЛЕСКОПОМ eРОЗИТА ОРБИТАЛЬНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ “СПЕКТР–РЕНТГЕН–ГАММА”

© 2022 г. И. Ф. Бикмаев<sup>1,2,3\*</sup>, А. И. Колбин<sup>4,1</sup>, В. В. Шиманский<sup>4</sup>, И. М. Хамитов<sup>5,1</sup>, Э. Н. Иртуганов<sup>1,2,3</sup>, Е. А. Николаева<sup>1,2,3</sup>, Н. А. Сахибуллин<sup>1,2</sup>, Р. И. Гумеров<sup>1,2</sup>, Р. А. Буренин<sup>6</sup>, М. Р. Гильфанов<sup>6,7</sup>, И. А. Зазнобин<sup>6</sup>, Р. А. Кривонос<sup>6</sup>, П. С. Медведев<sup>6</sup>, А. В. Мещеряков<sup>6</sup>, С. Ю. Сазонов<sup>6</sup>, Р. А. Сюняев<sup>6,7</sup>, Г. А. Хорунжев<sup>6</sup>, А. В. Моисеев<sup>4,6</sup>, Е. А. Малыгин<sup>4</sup>, Е. С. Шабловинская<sup>4</sup>, С. Г. Желтоухов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, Казань, Россия

<sup>2</sup>Академия Наук РТ, Казань, Россия

<sup>3</sup>Государственный астрономический Институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

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

<sup>5</sup>Государственная обсерватория ТУБИТАК, Анталья, Турция

<sup>6</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>7</sup>Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

Поступила в редакцию 05.10.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.; принята к публикации 05.10.2022 г.

Представлены результаты оптического отождествления, классификации, а также анализа фотометрических и спектральных наблюдений рентгеновского транзиента SRGe J214919.3+673634, обнаруженного телескопом eРОЗИТА орбитальной обсерватории “Спектр–Рентген–Гамма”, летом 2021 г. в ходе четвертого обзора неба. Фотометрические наблюдения оптического компаньона источника SRGe J214919.3+673634, выполненные на 6-м телескопе БТА САО РАН, 1.5-м Российско-Турецком телескопе РТТ-150 и 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ, а также архивные данные 48-двойного телескопа ZTF показали, что источник является катаклизмической переменной с орбитальным периодом  $P = 85 \pm 0.4$  мин и демонстрирует долговременную переменность блеска от  $23.5^m$  (низкое состояние) до  $20^m$  (высокое состояние). Показано, что кривые блеска в высоком состоянии согласуются с моделью аккрецирующего замагниченного белого карлика и позволяют сделать предположение о принадлежности SRGe J214919.3+673634 к переменным типа AM Her. Спектры оптического компаньона, полученные в низком состоянии блеска на БТА, согласуются со спектральным распределением энергии белого карлика с температурой  $\sim 24\,000$  К.

*Ключевые слова:* звезды — новые, катаклизмические переменные; индивидуальные — SRGe J214919.3+673634; методы — фотометрия, спектроскопия.

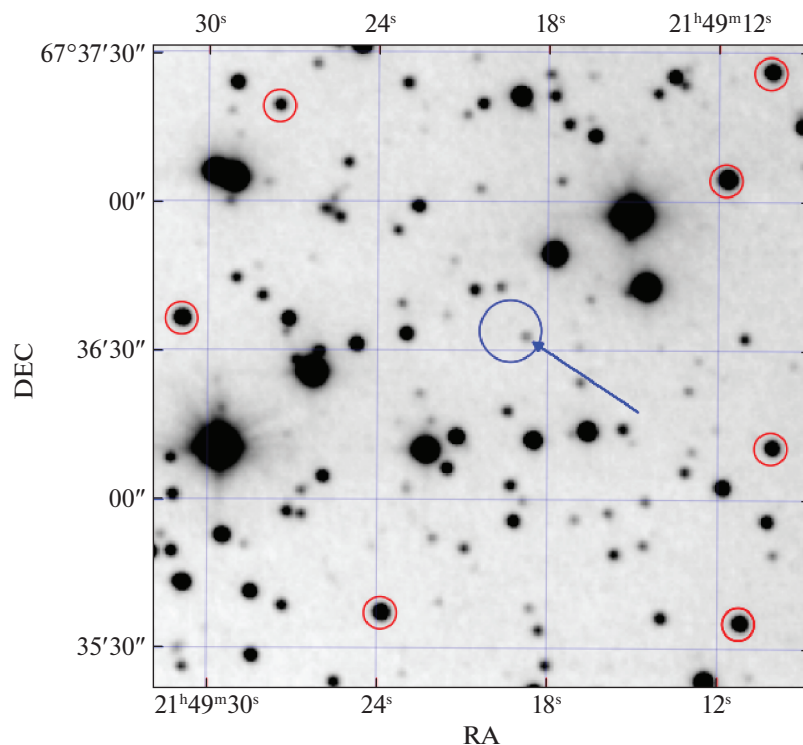
DOI: 10.31857/S0320010822090017

### ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновская обсерватория СРГ (Сюняев и др., 2021), запущенная 13 июля 2019 г., успешно работает на орбите вокруг точки Лагранжа  $L_2$  системы Солнце–Земля. Основная цель обсерватории — обзор всего неба в широком диапазоне энергий 0.3–30 кэВ. К середине декабря 2021 г.

были завершены четыре полных обзора неба. В состав обсерватории входят два рентгеновских телескопа с оптикой косоугольного падения: СРГ/eРОЗИТА, работающий в диапазоне 0.3–10 кэВ (Предел и др., 2020) и СРГ/АРТ-ХС им. М.Н. Павлинского, диапазон 5–30 кэВ (Павлинский и др., 2021). В результате четырех обзоров неба телескоп СРГ/eРОЗИТА зарегистрировал более двух миллионов рентгеновских источников на половине неба, за обработку данных на которой отвечают

\* Электронный адрес: [ibikmaev@yandex.ru](mailto:ibikmaev@yandex.ru)



**Рис. 1.** Изображение окрестностей источника в фильтре  $i$ , полученное путем усреднения изображений РТТ-150. Синий кружок радиусом  $5.5''$  показывает область 98% локализации рентгеновского источника. Центр кружка соответствует положению рентгеновского источника  $RA = 327.33046^\circ$ ,  $DEC = +67.60941^\circ$ . Стрелкой показан вероятный оптический компаньон с координатами  $RA = 327.32866^\circ$ ,  $DEC = +67.60914^\circ$  на эпоху J2000. Красными кружками обозначены звезды сравнения, использованные при фотометрии.

российские ученые. Подавляющее большинство из зарегистрированных источников являются активными ядрами галактик (АЯГ) и квазарами. Наряду со стационарными источниками, зарегистрированными во всех четырех сканах, телескопом СРГ/еРОЗИТА в период с 2019 по 2022 г. регистрировались и переменные рентгеновские источники, поток от которых изменялся более чем в 7 раз между сканами, либо они регистрировались лишь в одном из сканов. К числу таких переменных источников относятся обнаруженные телескопом СРГ/еРОЗИТА явления приливного разрушения звезд в окрестностях активных ядер галактик (Сазонов и др., 2021).

В ряде случаев в результате оптических наблюдений переменные рентгеновские источники отождествлялись с катаклизмическими переменными звездами, обнаруженными в период их поярчания в рентгеновском диапазоне. К числу таких источников относится и источник SRGe J214919.3+673634, исследуемый в настоящей работе. Источник SRGe J214919.3+673634 был обнаружен в 4-м скане СРГ/еРОЗИТА в июле 2021 г. В области 98% локализации радиусом  $R_{98} = 5.5''$  вокруг рентгеновских ко-

ординат СРГ/еРОЗИТА по архивным данным каталога The CatWISE2020 Catalog (Марокко и др., 2021) находится инфракрасный источник J214918.91+673633.3. На расстоянии  $0.3''$  от инфракрасного источника обзором ZTF (Маски и др., 2018) 12 июля 2021 г. был зарегистрирован кандидат в оптические транзиенты ZTF21ablobhh  $RA = 327.32858^\circ$ ,  $DEC = +67.609050^\circ$ . Указанный транзиент имел видимую звездную величину  $r = 20.1 \pm 0.2^m$ .

Проведенная на БТА поисковая фотометрия в фильтре  $i$ -SDSS обнаружила в области локализации оптический компаньон, совпадающий по координатам с ZTF21ablobhh. На рис. 1 показано положение найденного источника. Блеск источника явно изменялся между соседними экспозициями. На 1.5-м телескопе РТТ-150 были получены продолжительные фотометрические ряды, показавшие признаки переменности блеска, характерные для катаклизмических переменных. Для определения параметров этого оптического кандидата SRGe J214919.3+673634 (далее в статье для краткости обозначенного как SRGe2149) была проведена серия фотометрических и спектральных наблюдений на 1.5-м телескопе РТТ-150, 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ и 6-м телескопе БТА

САО РАН. Результаты этих наблюдения анализируются в данной статье.

Катаклизмические переменные представляют собой тесные двойные системы, состоящие из аккрецирующего белого карлика (первичная компонента) и звезды главной последовательности (вторичная компонента), заполняющей свою полость Роша и теряющей вещество через окрестности точки Лагранжа  $L_1$  (Уорнер, 1995). Орбитальные периоды этих систем лежат в диапазоне от  $\approx 82$  мин (Книгге и др., 2011) до нескольких часов.

Аккреция в катаклизмических переменных зависит от напряженности магнитного поля белого карлика. В системах со слабой замагниченностью белого карлика ( $B \lesssim 0.1$  МГс) образуется аккреционный диск. Многие представители таких систем проявляют периодические вспышки с амплитудой  $\Delta V = 2-6^m$  и называются карликовыми новыми. Вспышки происходят благодаря тепловой нестабильности аккреционного диска, возникающей при низких темпах аккреции ( $\dot{M} \lesssim 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ ). Вспышки карликовых новых длятся от нескольких дней до нескольких месяцев и могут повторяться на масштабах времени от недель до десятков лет. Другим типом катаклизмических переменных являются новоподобные звезды, которые не проявляют вспышечной активности. Считается, что данные системы имеют высокий темп аккреции ( $\dot{M} \gtrsim 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ ), при котором диск является стабильным. Родственными к катаклизмическим переменным являются звезды типа AM CVn с вырожденными донорами (Солхейм, 2010). Они характеризуются короткими орбитальными периодами ( $P_{\text{orb}} = 5-65$  мин) и отсутствием линий водорода в оптических спектрах.

При сильной замагниченности белого карлика ( $B \sim 10-200$  МГс) аккреционный диск не образуется. Ионизованный газ аккреционной струи быстро достигает альвеновского радиуса и, не успев обернуться вокруг белого карлика, перетекает вдоль линий магнитного поля в направлении магнитных полюсов. Системы такого типа называются переменными типа AM Her или полярами. Сильное магнитное поле в полярах приводит к синхронизации вращения белого карлика с орбитальным движением ( $P_{\text{spin}} = P_{\text{orb}}$ ). Падающее на аккректор вещество формирует на поверхности белого карлика горячие ( $T \sim 10-50$  кэВ) аккреционные пятна, которые являются источниками рентгеновского излучения и циклотронного излучения в оптическом диапазоне. Для более детального знакомства с системами типа AM Her мы отсылаем читателя к обзору Кроппер (1990). Системы с более слабыми магнитными полями белого карлика ( $B \sim 0.1-10$  МГс) относят к типу DQ Her или промежуточным полярам (Паттерсон, 1994). В них могут образовываться

аккреционные диски, которые разрушаются изнутри магнитным полем белого карлика. В отличие от поляров, в промежуточных полярах отсутствует синхронизация вращательного и орбитального движения белого карлика (среднее отношение периода вращения к орбитальному  $\langle P_{\text{spin}}/P_{\text{orb}} \rangle \approx 0.1$ ).

## РЕНТГЕНОВСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ СРГ/еРОЗИТА

Источник SRGe J214919.3+673634 был обнаружен телескопом СРГ/еРОЗИТА в четвертом обзоре неба и наблюдался в проходах в период с 2021/07/16 по 2021/07/19. Рентгеновские координаты источника  $RA = 327.33046^\circ$  и  $DEC = 67.60941^\circ$ , ошибка локализации рентгеновского источника  $R98 = 5.5''$ . В четвертом обзоре было зарегистрировано 44 рентгеновских фотона от источника в диапазоне 0.3–2.2 кэВ. Средний поток источника в четвертом обзоре равен  $(11.2 \pm 2) \times 10^{-14}$  эрг/с/см<sup>2</sup>. Интересно, что телескоп еРОЗИТА наблюдал область источника спустя всего четыре дня с момента яркой оптической вспышки ZTF21ablobhh, и на данном месте обнаружил яркий источник уже в рентгеновском диапазоне.

Источник не детектировался в предыдущих обзорах неба СРГ/еРОЗИТЫ. Верхний предел по сумме трех предыдущих обзоров еРОЗИТЫ равен  $0.6 \times 10^{-14}$  эрг/с/см<sup>2</sup> (0.3–2.2 кэВ). Верхний предел на рентгеновский поток в 3 обзоре неба равен  $1.4 \times 10^{-14}$  эрг/с/см<sup>2</sup>. Таким образом, источник стал ярче в рентгене более чем в 8 раз между третьим и четвертым обзорами. Такая значительная полугодовая переменность позволяет отнести источник к выборке рентгеновских транзиентов еРОЗИТЫ и провести более детальные многоволновые исследования источника для его классификации.

## НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

### Фотометрия

В рамках исследования по оптическому отождествлению источника SRGe J214919.3+673634 первые изображения получены в фильтре *i*-SDSS на 6-м телескопе БТА САО РАН с помощью многорежимного фокального редуктора SCORPIO-2 (Афанасьев, Моисеев, 2011) 2021/10/10. Детектор E2V CCD261-84 в режиме бинирования  $2 \times 2$  обеспечивал поле зрения  $6.8'$  с дискретностью  $0.4''$  на пиксель. Было получено шесть экспозиций длительностью 15 сек. Внутри радиуса R98 обнаружен оптический компаньон, блеск которого менялся от 23 до 21 звездной величины. Чтобы понять природу источника, решено было получить долговременные

Таблица 1. Журнал фотометрических наблюдений SRGe J214919.3+673634

Телескоп	Дата	Период наблюдений, HJD-2459000	$N$	Фильтр	$\Delta t_{\text{exp}}$ , с	$\Delta T$ , ч	$\langle m \rangle$ , $m$
РТТ-150	14/15 Окт. 2021	502.32845–502.43391	19	$i$	300	2.5	21.6
РТТ-150	18/19 Окт. 2021	506.36633–506.47173	28	$i$	300	2.4	21.8
РТТ-150	19/20 Окт. 2021	507.21642–507.53612	60	$i$	300	8	21.9
РТТ-150	20/21 Окт. 2021	508.21643–508.63550	111	$i$	300	10.6	22.1
РТТ-150	28/29 Окт. 2021	516.23887–516.29336	14	$i$	180, 300	1.7	22.8
РТТ-150	05/06 Нояб. 2021	524.20206–524.22764	4	$i$	600	0.7	23.7
РТТ-150	05/06 Нояб. 2021	524.23487–524.36515	19	C	600	3.1	23.7
2.5-м КГО	05/06 Нояб. 2021	524.23724–524.34754	22	$r$	300	3	23.5
РТТ-150	16/17 Нояб. 2021	535.22147–535.26842	7	C	600	1.1	23.2
РТТ-150	02/03 Окт. 2022	855.31460–855.35774	12	$i$	300	1.0	21.8
РТТ-150	03/04 Окт. 2022	856.20068–856.33360	36	$i$	300	3.1	22.0
РТТ-150	04/05 Окт. 2022	857.32003–857.37078	11	$i$	300	1.2	21.9

**Примечание.** Перечислены телескопы, задействованные в наблюдениях, наблюдательные ночи, период наблюдений в гелиоцентрических юлианских датах, количество полученных изображений ( $N$ ), использованные фильтры (C — наблюдения без фильтра), продолжительность единичных экспозиций ( $\Delta t_{\text{exp}}$ ), общая продолжительность наблюдений в часах ( $\Delta T$ ) и средняя звездная величина  $\langle m \rangle$ .

фотометрические наблюдения и провести спектроскопию источника.

Фотометрические наблюдения SRGe2149 проводились на 1.5-м Российско-Турецком телескопе РТТ-150 (Турецкая национальная обсерватория TUBITAK) с 14-го октября по 16 ноября 2021 г. и 2–4 октября 2022 г. Использовались прибор TFOSS и фильтр  $i$  системы SDSS. В качестве приемника излучения использовалась ПЗС-камера Andor iKon-L 936 VEX2-DD-9ZQ размером  $2048 \times 2048$  пикселей. Качество изображений составляло  $1.5\text{--}2''$  в разные периоды наблюдения, поэтому использовался вариант наблюдений с бинированием  $2 \times 2$  и элементом изображения  $0.65''/\text{пиксель}$ . Дополнительные фотометрические наблюдения были выполнены 5 ноября 2021 г. на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ в полосе  $r$  системы SDSS параллельно со спектральными наблюдениями на 6-м телескопе БТА. Измерения проводились на охлаждаемом жидким азотом ПЗС-фотометре NBI<sup>1</sup> (с размером чипа  $4096 \times 4096$  пикселей и масштабом изображения  $0.155''/\text{пиксель}$ ), установленном в

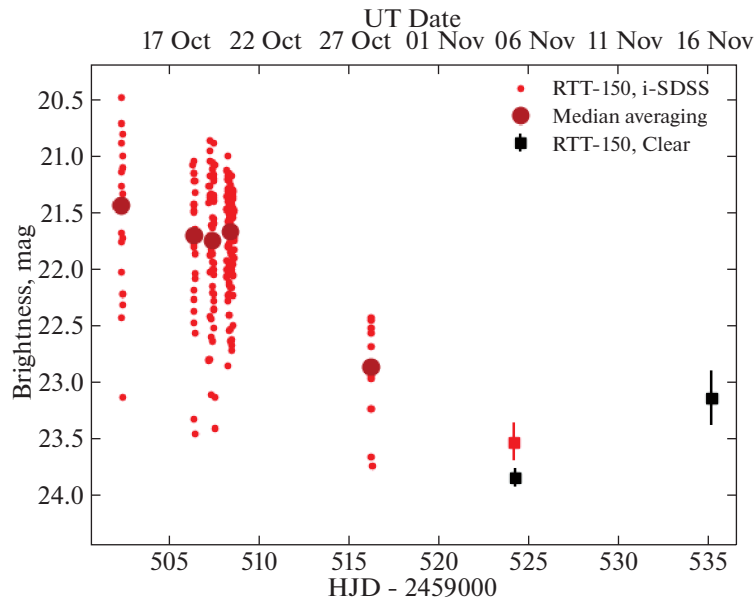
фокусе Кассегрена телескопа. Был проведен мониторинг объекта длительностью около 3 ч, при длительности одной экспозиции 300 с. Во время мониторинга качество изображения составляло  $0.8\text{--}1''$  и не наблюдалось вариаций прозрачности атмосферы. Журнал фотометрических наблюдений e2149 представлен в табл. 1.

Обработка полученного материала проводилась с использованием стандартных средств пакета IRAF<sup>2</sup>. Из изображений вычитались кадры электронного нуля (байеса), на основе кадров плоского поля выполнено исправление изображений за мультипликативные ошибки, проведена чистка изображений от следов космических частиц с применением алгоритма LaCosmic (ван Доккум, 2001). Поиск звездообразных источников на изображениях проводился с помощью алгоритма DAOFIND. Апертурная фотометрия SRGe2149 выполнялась с использованием нескольких звезд сравнения, показанных на рис. 1. Анализ их блеска относительно контрольной звезды не выявил их переменности в течение всего периода наблюдений. Выбор оптимальной апертуры проводился путем

<sup>1</sup>Более подробная информация о детекторе доступна по адресу: <https://obs.sai.msu.ru/cmo/sai25/wfi/>.

<sup>2</sup>Пакет обработки и анализа астрономических данных разработан Национальной оптической обсерваторией США и доступен по адресу: <https://iraf-community.github.io/>.





**Рис. 2.** Долговременная кривая блеска SRGe2149, построенная на основе наблюдений на телескопе РТТ-150. Показаны кривые блеска, полученные в фильтре  $i$  в период с 14 по 28 октября 2011 г. (красные точки), а также их средние медианные яркости (коричневые кружки). Также представлены оценки среднего блеска звезды, полученные без использования фотометрических фильтров 5 и 16 ноября (черные квадраты). Кроме того, дана оценка среднего блеска SRGe2149 в полосе  $r$ , найденная по наблюдениям 5 ноября.

минимизации стандартного отклонения блеска контрольных звезд, сравнимых по яркости с SRGe2149.

### Спектроскопия

Спектроскопические наблюдения e2149 были выполнены на 6-м телескопе БТА САО РАН с использованием многорежимного фокального редуктора SCORPIO-2 в режиме длиннощелевой спектроскопии (Афанасьев, Моисеев, 2011). Наблюдения проводились в ночь с 5 по 6 ноября 2021 г. в хороших астроклиматических условиях (размер звездного изображения  $\approx 1''$ ). При получении спектров использовались гризма VPHG1200@540 и щель шириной  $1.5''$ , обеспечивающие регистрацию спектров в диапазоне  $\lambda = 3650\text{--}7250 \text{ \AA}$  с эффективным спектральным разрешением  $\Delta\lambda \approx 6.5 \text{ \AA}$ . Длина щели —  $6.8'$  при масштабе  $0.4''/\text{пиксель}$ . К сожалению, к моменту наблюдений источника SRGe2149 на 6-м телескопе его видимый блеск ослаб до  $i \approx 23.5^m$ . Всего было получено пять экспозиций суммарной длительностью 6000 с.

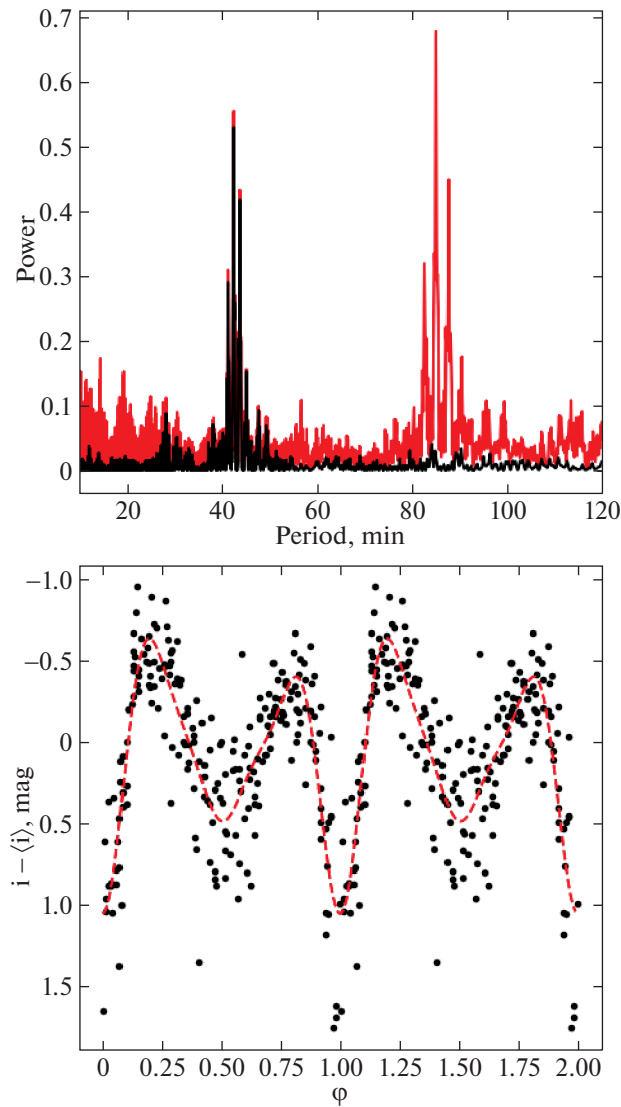
Обработка полученных данных выполнялась с помощью пакета программ в среде IDL, разработанного в САО РАН для редукции длиннощелевых спектров, получаемых с прибором SCORPIO-2. Основные этапы обработки описаны в ряде статей, например в Егоров, Моисеев (2019). Но, в отличие от стандартной методики, чистка следов космических частиц проводилась на индивидуальных

кадрах уже после приведения спектров в шкалу длин волн и вычитания спектра свечения ночного неба. Такая методика обусловлена относительно большими размерами следов космических частиц при наблюдениях с детектором E2V CCD261-84 (Афанасьева и др., 2022).

Спектрофотометрическая калибровка выполнялась по спектру звезды-стандарта BD+28°4655, наблюдавшейся в ту же ночь перед наблюдениями SRGe2149 на близком зенитном расстоянии. Экстракция спектра SRGe2149 выполнялась в прямоугольной апертуре шириной  $5''$ .

### АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИИ

В течение фотометрических наблюдений средний блеск SRGe2149 испытывал большие изменения. Кривая блеска, построенная по всем наблюдениям, полученным на РТТ-150 в 2021 г., представлена на рис. 2. Видно, что в период 14–20 октября 2021 г. средний блеск объекта находился на уровне  $\langle i \rangle = 21.4\text{--}21.8^m$ , а затем упал до величины  $\langle i \rangle \approx 23.5^m$ , зарегистрированной 5 ноября 2021 г. 28 октября SRGe2149 наблюдался в промежуточном состоянии со средним блеском  $\langle i \rangle \approx 22.8^m$ . Из табл. 1 видно, что в период 2–4 октября 2022 г. источник вновь находился в высоком состоянии со средним блеском  $\langle i \rangle \approx 21.9^m$ . Помимо долговременной переменности объект демонстрирует короткопериодические изменения блеска на масштабах времени  $\sim 1$  ч.

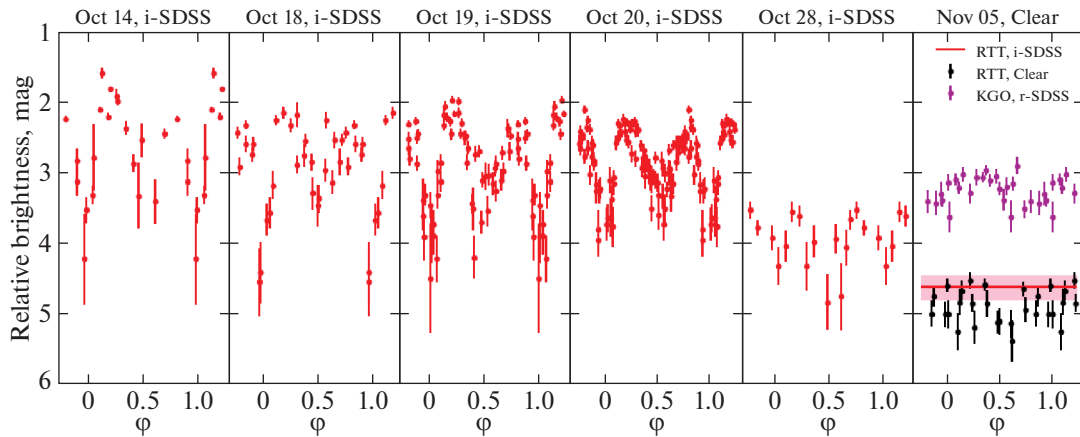


**Рис. 3.** На верхней панели показаны периодограммы Ломба–Скаргла SRGe J214919.3+673634 в высоком и промежуточном состоянии блеска (14–28 октября 2021 г.). Черная кривая — спектр мощности, полученный с использованием одной гармоники, красная кривая — спектр мощности, полученный с применением четырех гармоник. На нижней панели представлена кривая блеска высокого состояния SRGe J214919.3+673634, построенная в фазах фотометрического периода согласно эфемеридам (1). Пунктирная линия — аппроксимация тригонометрическим полиномом с четырьмя гармониками.

Анализ короткопериодических изменений блеска SRGe2149 проводился методом Ломба–Скаргла (ВандерПлас, 2018). При построении периодограмм использовались наблюдения, полученные в период нахождения объекта в высоком и промежуточном состоянии блеска (14–28 октября 2021 г.). Из кривых блеска отдельных ночей был вычтен средний уровень блеска, а наблюдения с плохим детектированием были исключены из рассмотрения. Анализ переменности на основе одной гармоники ( $\cos(\omega t)$ ) дал значимый пик мощности, соответствующий периоду  $P \approx 42.5$  мин (рис. 3). Однако более надежный период выделяется при использовании двух и более гармоник. На рис. 3

представлена периодограмма Ломба–Скаргла, полученная на основе четырех гармоник ( $\cos(i\omega t)$ ,  $i = 1, \dots, 4$ ), обеспечивающих удовлетворительное (в пределах ошибок) описание фазовой кривой блеска. Максимум мощности соответствует периоду  $P = 85.0 \pm 0.4$  мин.

Существуют и физические ограничения, указывающие на истинность последнего периода. Первый период ( $P \approx 42.5$  мин) существенно меньше предельного периода катаклизмических переменных  $P_{\min} \approx 82$  мин (Книгге и др., 2011), и, если бы он соответствовал орбитальной переменности, то указывал бы на принадлежность SRGe2149 к системам типа AM CVn. Однако это входит в



**Рис. 4.** Кривые блеска SRGe J214919.3+673634. Представлены наблюдения, выполненные в период 14–28 октября в фильтре  $i$  (красные точки). На последней панели дана кривая блеска, полученная 5 ноября без использования фотометрических фильтров (черные точки). Около нее красной горизонтальной линией представлен средний блеск объекта в полосе  $i$ . Там же показана кривая блеска SRGe J214919.3+673634, полученная на 2.5-м телескопе КГО в фильтре  $r$  системы SDSS. Эта кривая блеска не калибровалась по абсолютным потокам и произвольно смещена по оси ординат.

противоречие с проявлением линии  $\text{H}\alpha$  в спектрах SRGe2149 (см. ниже), которая, как и другие водородные линии, не наблюдается у представителей типа AM CVn. Можно было бы также предположить, что наблюдаемая периодичность связана с вращением аккректора, а орбитальный период  $P \gtrsim P_{\min}$ , т.е. исследуемая система является промежуточным полярком. Однако тогда возникают сложности в интерпретации высокой амплитуды блеска  $\Delta i \approx 1.5^m$ , нетипичной для такого рода систем.

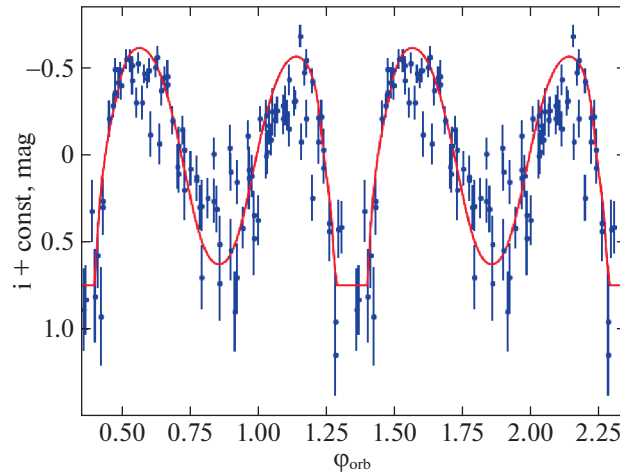
Найденный период близок к пределу  $P_{\min}$  и, с другой стороны, близок к наиболее вероятному орбитальному периоду катаклизмической переменной (т.е. соответствует максимуму наблюдаемого распределения катаклизмических переменных (Гэнзике и др., 2009)). Свернутая с ним кривая блеска e2149 представлена на рис. 3. Она имеет сложную форму с двумя различающимися по форме и глубине минимумами. Эфемериды главного минимума блеска SRGe2149+6736 имеют вид

$$BJD_{\min} = 2459502.3339(6) + 0.0590(2)E. \quad (1)$$

Рассмотрим подробнее кривую блеска на рис. 3. Центр главного минимума, расположенного на фазе  $\varphi = 0$ , является более узким ( $\Delta\varphi \approx 0.2$ ), имеет резкий вход и выход. Вторичный минимум, расположенный на фазе  $\varphi \approx 0.5$ , менее глубокий, отличается плавным входом и выходом. Изменение кривой блеска SRGe2149 в течение проведенных наблюдений представлено на рис. 4. Очевидно уменьшение амплитуды блеска с уменьшением среднего блеска объекта. Наибольшую амплитуду демонстрируют наблюдения 14–20 октября ( $\Delta i \approx 1.5 - 2^m$ ) при среднем блеске  $i \approx 21.7^m$  (рис. 2).

Затем 28 октября блеск звезды уменьшился на  $\approx 1^m$ , амплитуда упала до  $\Delta i \approx 1^m$ . В низком состоянии блеска 5 ноября наблюдения переменности SRGe2149 на PTT-150 были возможны лишь без использования фотометрических фильтров. На полученной кривой блеска изменения яркости не выделяются и можно наложить ограничения на амплитуду  $\Delta m \lesssim 0.5^m$ . В ту же ночь SRGe2149 наблюдался на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории МГУ в фильтре  $r$  системы SDSS. В отличие от поведения блеска в высоком состоянии в полосе  $i$ , полученная кривая блеска является одnogорбой с амплитудой  $\Delta r \approx 0.5^m$ . Отметим, что ввиду ошибки в найденном периоде, кривые блеска от 5 ноября могут быть смещены по фазе на  $\Delta\varphi \approx 0.5$ .

Кривая блеска SRGe2149 в высоком состоянии напоминает поведение блеска некоторых полярков. Примерами могут служить полярки BS Tri (Колбин и др., 2022), EP Dra (Швопе, Менгель, 1997), V379 Vir (Дебес и др., 2006). Минимум блеска в них обусловлен заходом аккреционного пятна за диск звезды, а во время прохождения пятна по звездному диску образуется двухгорбый максимум. Двухгорбость кривой блеска обусловлена особенностями циклотронного излучения. При некоторых физических условиях излучающей среды его интенсивность максимальна при углах между линией магнитного поля и лучом зрения  $\theta \sim 90^\circ$  и падает с уменьшением  $\theta$ . Вероятно, похожий сценарий реализуется в SRGe2149, однако, он отличается от представленных примеров более узким минимумом. Последнее можно связать с меньшим углом наклона оси вращения белого карлика к лучу зрения и, как следствие, меньшей продолжительностью пребывания аккреционного пятна за диском



**Рис. 5.** Сравнение наблюдаемой (точки с барами фотометрических ошибок) и теоретической (непрерывная линия) кривой блеска SRGe J214919.3+673634. Кривые блеска приведены в шкале фаз орбитального периода модели SRGe J214919.3+673634 (фаза  $\varphi_{\text{orb}} = 0$  соответствует наибольшему удалению белого карлика от наблюдателя).

звезды (при условии, что пятно находится около полюса вращения, обращенного к наблюдателю). В низком состоянии блеска, вероятно, темп аккреции в системе ослаблен. Это ведет к пониженной яркости аккреционного пятна с соответствующим уменьшением амплитуды блеска.

К сожалению, низкая яркость SRGe2149 в период его спектральных наблюдений ( $i \approx 23.5^m$ ) не позволила получить материал, пригодный для оценки параметров системы (массы компонент, наклонение орбиты) и напряженности магнитного поля белого карлика. Знание этих параметров позволило бы промоделировать кривые блеска с определением ориентации магнитного диполя и положения аккреционного пятна. В данной работе мы ограничимся лишь интерпретацией кривой блеска SRGe2149 в высоком состоянии в рамках модели аккрецирующего замагниченного белого карлика с доминированием излучения аккреционного пятна в оптическом диапазоне. Для выполнения этой работы нами использован код расчета и аппроксимации кривых блеска полярных, описанный в статье Колбин, Борисов (2020). Данный код использует простую модель белого карлика с дипольным магнитным полем. Предполагается, что аккреционное пятно является геометрически-тонким и вычерчивается на поверхности звезды линиями магнитного поля, пересекающими баллистическую траекторию аккреционной струи. Аккреционное пятно считается однородным по температуре и плотности. Расчет интенсивности его излучения проводится в предположении высокого фарадеевского вращения, сводящим вычисление параметров Стокса к двум независимым уравнениям для обыкновенной и необыкновенной волны. Основной вклад в излучение аккреционного пятна в оптическом диапазоне

принадлежит циклотронному излучению. Для вычисления его интенсивности использовались коэффициенты поглощения, рассчитываемые по методу Чэнмьюгэм, Далк (1981). Аккреционное пятно полагалось точечным плоскопараллельным источником, т.е. глубина пятна вдоль луча зрения  $\ell$  ведет себя как  $\ell \sim 1/\cos \gamma$ , где  $\gamma$  — угол между нормалью к поверхности звезды и лучом зрения.

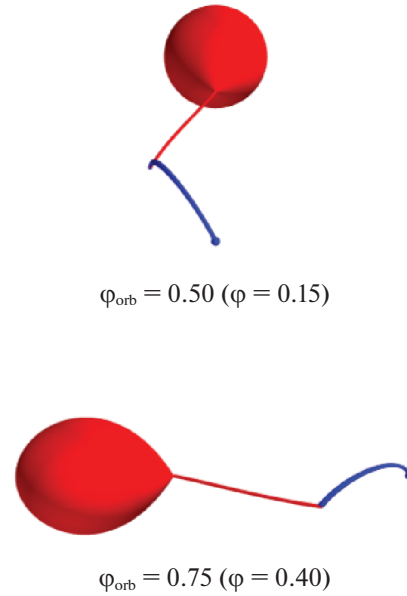
С помощью описанного подхода была промоделирована кривая блеска SRGe2149, полученная 20 октября 2021 г. Для расчета баллистической траектории код Колбин, Борисов (2020) требует массы компонент системы. Масса белого карлика предполагалась равной  $0.83M_{\odot}$ , т.е. средней массе аккретора в катаклизмических системах (Зоротович и др., 2011). Масса вторичной компоненты была принята равной  $0.07M_{\odot}$  (Книгге и др., 2011). Наклонение орбитальной плоскости было зафиксировано на значении  $i = 60^{\circ}$ . Интенсивность циклотронного излучения быстро падает после частоты  $\approx 10\omega_c$ , где  $\omega_c = eB/m_e c$  — циклотронная частота (Вада и др., 1980). Это дает возможность наложить ограничение на напряженность магнитного поля  $B \gtrsim 10$  МГс, поскольку переменность, обусловленная источником циклотронного излучения, наблюдается в полосе  $i$ . При моделировании мы использовали напряженность магнитного поля  $B = 20$  МГс. Температура аккреционного пятна была принята равной 20 кэВ. Для вычисления интенсивности излучения пятна также требуется плазменный параметр  $\Lambda = \omega_p^2 H / \omega_c c$ , где  $\omega_p$  — плазменная частота, а  $H$  — глубина пятна. Данный параметр был зафиксирован на значении  $\Lambda = 10^3$ , типичным для полярных. Ориентация магнитного диполя и положение области стагнации

(т.е. области перехода с баллистической на магнитную траекторию), определяющей координаты пятна, находились путем аппроксимации кривой блеска методом наименьших квадратов. Для минимизации  $\chi^2$  использовался генетический алгоритм (см., например, Шарбонно, 1980). В итоге получены параметры ориентации магнитного диполя  $\beta = 22^\circ$ ,  $\psi = 70^\circ$ , где  $\beta$  — наклонение оси диполя к оси вращения, а  $\psi$  — долгота магнитного полюса, отсчитываемая от направления на вторичную компоненту по направлению орбитального движения. Область стагнации расположилась на азимутальном угле  $\alpha = 30^\circ$ , отсчитываемым от направления на вторичную компоненту. Сравнение теоретической кривой блеска с наблюдаемой дано на рис. 5. Наблюдения описываются с  $\chi^2_\nu \approx 11$ , а отклонение  $\chi^2_\nu$  от единицы обусловлено переменностью формы кривой блеска в течение наблюдений, а также возможными быстрыми изменениями блеска — фликкерингом. Трехмерная модель системы, видимая в двух фазах периода, представлена на рис. 6. Хотя и представленная модель может быть далека от реальной картины ввиду большого количества использованных предположений, настоящий пример показывает, что форма кривой блеска может быть интерпретирована моделью замагниченного белого карлика с циклотронным источником излучения и подкрепляет наше предположение о принадлежности объекта к системам типа AM Her.

## АНАЛИЗ СПЕКТРОВ

Усредненный спектр SRGe2149 показан на рис. 7. Для уменьшения влияния шума он был сглажен гауссианой шириной  $10 \text{ \AA}$ . Кроме того, потоки были исправлены на величину межзвездного поглощения  $E(B - V) = 0.57^m$  в направлении источника SRGe2149+6736. Полученное распределение энергии имеет монотонный наклон в красную область ( $dF/d\lambda \approx -2.6 \times 10^{-5} \text{ эрг/см}^2/\text{\AA}^2/\text{с}$ ). Наблюдается эмиссия в линии H $\alpha$ , а высокий уровень шумов не позволяет выделить в спектре какие-либо абсорбционные детали. На длине волны  $\lambda = 6561.1 \text{ \AA}$  выделяется эмиссионный пик, интенсивность которого в 3.7 раза превышает уровень шумов в его окрестности, а полуширина  $\Delta\lambda \approx 10 \text{ \AA}$  соответствует спектральному разрешению. Данная эмиссия, вероятно, является линией H $\alpha$   $\lambda 6562.8 \text{ \AA}$  с доплеровским смещением для лучевой скорости  $V_r \approx -80 \text{ км/с}$ .

Наблюдаемое распределение потоков качественно соответствует тепловому при температуре излучающего объекта выше  $T_{\text{eff}} = 20\,000 \text{ К}$ . Поэтому мы выполнили его описание теоретическими спектрами белых карликов с разными значениями



**Рис. 6.** Модель системы SRGe J214919.3+673634, видимая со стороны наблюдателя в двух фазах орбитального периода. Красной линией показана баллистическая траектория аккреционной струи, текущей с заполняющего свою полость Роша донора. Она переходит в магнитную траекторию (синяя линия), которая оканчивается на поверхности белого карлика. Указаны фазы орбитального периода  $\varphi_{\text{orb}}$ , а также фотометрические фазы  $\varphi$ , при которых  $\varphi = 0$  соответствует середине главного минимума в кривой блеска.

$T_{\text{eff}}$ . Для расчета модельных спектров использовались программа STAR и плоско-параллельные модели атмосфер белых карликов с лучистым и конвективным переносом, полученные в Митрофанова и др. (2014). Содержания всех элементов, кроме водорода, принимались равными нулю, а профили линий бальмеровской серии H $\beta$  моделировались с применением теории VCS Вайдэл и др. (1973). Спектры вычислялись для набора атмосфер белых карликов с  $T_{\text{eff}} = 20\,000\text{--}40\,000 \text{ К}$  при фиксированном значении силы тяжести  $\log g = 8.3$ , примерно соответствующем массе  $M = 0.8M_\odot$ . Полученные спектры сворачивались с аппаратной функцией спектрографа и сравнивались с наблюдаемым путем вычисления среднеквадратического отклонения отношений потоков:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left( \frac{F_\lambda^{\text{obs}}}{F_\lambda^{\text{mod}}} - 1 \right)^2 d\lambda}, \quad (2)$$

где  $F_\lambda^{\text{obs}}$  и  $F_\lambda^{\text{mod}}$  — потоки в наблюдаемом и теоретическом спектрах. При сравнении использовался диапазон  $\lambda = 4400\text{--}6700 \text{ \AA}$  с более низким уровнем шумов с исключением областей расположения линий H $\alpha$  и H $\beta$  шириной по  $\Delta\lambda = 50 \text{ \AA}$  в обе

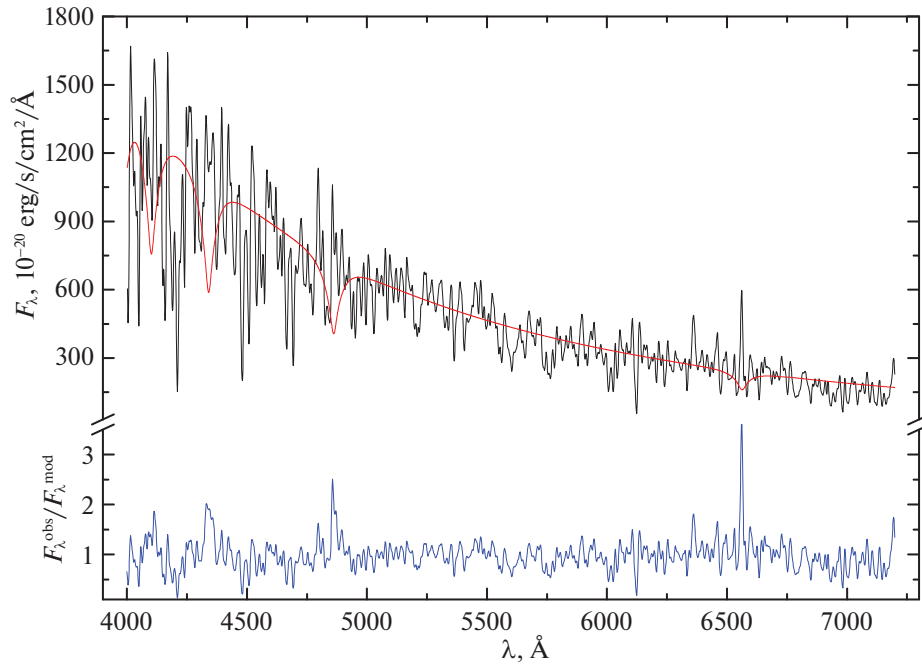


Рис. 7. Наблюдаемый спектр SRGe J214919.3+673634 (черная линия), модельный спектр белого карлика при  $T_{\text{eff}} = 24\,000$  К (красная линия) и их отношение (синяя линия).

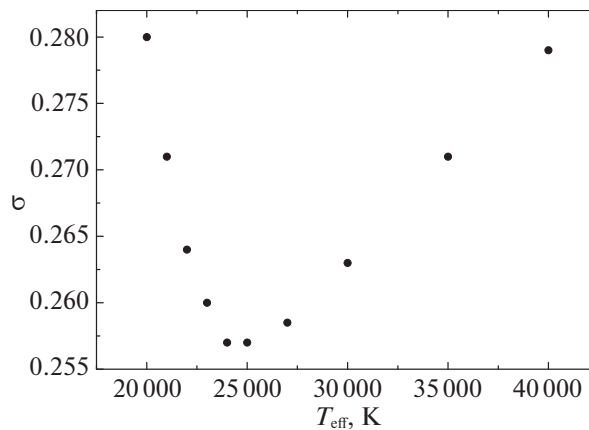


Рис. 8. Зависимость среднеквадратичных отклонений  $\sigma$  от эффективной температуры белого карлика.

стороны от их лабораторных длин волн. Названные исключения делались для нивелирования возможного влияния эмиссий, неопределенности выбора величины  $\log g$ , а также возможного зеемановского расщепления. Зависимость значений  $\sigma$  от эффективной температуры представлена на рис. 8, а сравнение модельного и наблюдаемого спектров при  $T_{\text{eff}} = 24\,000$  К на рис. 7.

Среднее отношение сигнал/шум в сглаженном спектре составляет  $S/N \approx 4.1$  и обуславливает значение  $\sigma_{\text{lim}} = 0.244$  при абсолютно точном моделировании наблюдаемого распределения  $F_\lambda$ . Сравнение минимального значения  $\sigma = 0.257$  при  $T_{\text{eff}} = 24\,000$  К с величиной  $\sigma_{\text{lim}}$  показывает, что в этом

случае ошибка модельного описания распределения  $F_\lambda$  равна 8%. Диапазон возможных вариаций температуры белого карлика  $T_{\text{eff}} = 21\,000\text{--}35\,000$  К определен условием удвоения разницы уклонений  $\sigma$  и  $\sigma_{\text{lim}}$  по сравнению с минимумом. В нижней части рис. 7 представлено распределение отношения наблюдаемого и модельного потоков по  $\lambda$ , качественно иллюстрирующее возможные эмиссионные детали в спектре SRGe2149. Кроме отмеченной выше эмиссии в линии  $H\alpha$  появились аналогичные детали в остальных линиях Бальмеровской серии. Их наблюдаемые интенсивности понижаются от  $H\alpha$  к  $H\delta$ , что характерно для аккрецирующих структур в катаклизмических переменных. Однако высокий

уровень шумов в синем диапазоне не позволяет провести эффективный анализ этих эмиссий. В целом мы пришли к выводу, что наблюдаемый в низком состоянии спектр SRGe2149 может быть корректно представлен спектром белого карлика с температурой около  $T_{\text{eff}} = 24\,000$  К с дополнительным излучением в эмиссиях H $\alpha$ , вероятно, формирующихся в аккреционной структуре.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе выполнены оптические исследования рентгеновского источника SRGe J214919.3+673634, обнаруженного телескопом ePOZITA в четвертом скане в ходе рентгеновского обзора неба орбитальной обсерваторией Спектр-РГ. В ходе фотометрических наблюдений SRGe J214919.3+673634 было зарегистрировано два состояния блеска, различающиеся на  $\Delta i \approx 2^m$ . В высоком состоянии объект имел двухпиковые кривые блеска с амплитудой  $\Delta i = 1.5\text{--}2^m$ . В низком состоянии кривые блеска имеют меньшую амплитуду ( $\Delta r \approx 0.5^m$ ), а спектры показывают голубой континуум и проявляют эмиссионную линию H $\alpha$  ( $EW = 18 \pm 5$  Å). Фотометрический период оказался равным  $P = 85.0 \pm 0.4$  мин, т.е. близким к предельному орбитальному периоду  $P_{\text{min}} \approx 82$  мин для катаклизмических переменных (Книгге и др., 2011). С другой стороны, периоды, близкие к  $P_{\text{min}}$ , не являются редкими среди катаклизмических переменных и, более того, соответствуют максимуму их распределения (Гэнзике и др., 2009).

Исходя из перечисленных наблюдательных особенностей можно предположить, что SRGe J214919.3+673634 является представителем магнитных катаклизмических переменных типа AM Нег (или поляр). Быстрые переключения состояния блеска в несколько звездных величин в долговременных кривых блеска в таких системах связывают с изменением темпа переноса вещества через точку Лагранжа L $_1$ , вероятно, обусловленным магнитной активностью донора (Кинг, Каннizzo, 1998). Нами было показано, что двухгорбая форма кривых блеска в высоком состоянии может быть описана моделью белого карлика с циклотронным источником излучения (аккреционным пятном). Высокая амплитуда блеска  $1.5\text{--}2^m$  также свойственна полярам с доминирующим вкладом аккреционного пятна в оптическое излучение. В низком состоянии спектр SRGe J214919.3+673634 согласуется со спектром белого карлика с температурой  $T_{\text{eff}} = 24\,000$  К, что следовало бы ожидать при пониженном темпе аккреции. Однозначная классификация SRGe J214919.3+673634 как поляра может быть

проведена на основе его поляриметрических наблюдений, либо его спектральных наблюдений с обнаружением гармоник циклотронной линии.

Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии). 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”.

Часть исследования выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-60048. Фотометрические наблюдения на 1.5-м телескопе РТТ-150 и 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ и их первичная обработка выполнены при поддержке гранта РНФ 21-12-00210 (ИФБ, ЭНИ, ЕАН, СГЖ). Работа НАС, РИГ, ИМХ финансировалась за счет субсидии Минобрнауки РФ № 671-2020-0052, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности.

Это исследование основано на наблюдениях телескопа ePOZITA на борту обсерватории СРГ. Обсерватория СРГ изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице Института космических исследований (ИКИ) в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации и космонавтики (DLR). Рентгеновский телескоп СРГ/ePOZITA изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной астрофизики Общества им. Макса Планка (MPE) при поддержке DLR. Космический аппарат СРГ 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. Используемые в настоящей работе данные телескопа ePOZITA обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом ePOZITA и программного обеспечения, разработанного российским консорциумом телескопа СРГ/ePOZITA.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *Baltic. Astron.* **20**, 363 (2011).
2. Афанасьева и др. (I. Afanasieva, V. Ardiljanov, V. Murzin, N. Ivaschenko, M. Pritychenko, A. Moiseev, E. Shablovinskaya, and E. Malygin), *ExpA*, submitted (2023).

3. Вада и др. (T. Wada, A. Shimizu, M. Suzuki, M. Kato, and R. Hoshi), *Progress Theoretic. Phys.* **64**, 1986 (1980).
4. Вайдэл и др. (C.R. Vidal, J. Cooper, and E.W. Smith), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **25**, 37 (1973).
5. ВандерПлас (J.T. VanderPlas), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **236**, 16 (2018).
6. Гэнзике и др. (B.T. Gänsicke, M. Dillon, J. Southworth, J.R. Thorstensen, P. Rodríguez-Gil, A. Aungwerojwit, T.R. Marsh, P. Szkody, et al.), *MNRAS* **397**, 2170 (2009).
7. Дебес и др. (J.H. Debes, M. López-Morales, A.Z. Bonanos, and A.J. Weinberger), *Astrophys. J.* **647**, 147 (2006).
8. ван Доккум (P.G. van Dokkum), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **113**, 1420 (2001).
9. Зоротович и др. (M. Zorotovic, M.R. Schreiber, and B.T. Gänsicke), *Astron. Astrophys.* **536**, 42 (2011).
10. Егоров, Моисеев (O.V. Egorov and A.V. Moiseev), *MNRAS* **20**, 363 (2011).
11. Кинг, Каннизо (A.R. King and J.K. Cannizzo), *Astrophys. J.* **499**, 348 (1998).
12. Книгге и др. (C. Knigge, I. Baraffe, and J. Patterson), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **194**, 28 (2011).
13. Колбин, Борисов (A.I. Kolbin and N.V. Borisov), *Astron. Lett.* **46**, 812 (2020).
14. 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).
15. Кроппер (M. Cropper), *Space Sci. Rev.* **54**, 195 (1990).
16. Марокко и др. (F. Marocco, P. Eisenhardt, J. Fowler, J. Kirkpatrick, A. Meisner, E. Schlafly, S. Stanford, N. Garcia, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **253**, 8 (2021).
17. Маски и др. (F. Masci, R. Laher, B. Rusholme, D.L. Shupe, S. Groom, J. Surace, E. Jackson, S. Monkewitz, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **131**, 995 (2018).
18. Менжевицкий и др. (V.S. Menzhevitski, N.N. Shimanskaya, V.V. Shimansky, and D.O. Kudryavtsev), *Astrophys. Bull.* **69**, 169 (2014).
19. Митрофанова и др. (A.A. Mitrofanova, N.V. Borisov, and V.V. Shimansky), *Astrophys. Bull.* **69**, 82 (2014).
20. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, A. Tkachenko, V. Levin, N. Alexandrovich, V. Arefiev, V. Babushkin, O. Batanov, Yu. Bodnar, et al.), *Astron. Astrophys.* **650**, A42 (2021).
21. Паттерсон (J. Patterson), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **106**, 209 (1994).
22. Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babushkin, O. Batanov, W. Becker, H. Becker, H. Boehringer, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A1 (2021).
23. Сазонов и др. (S. Sazonov, M. Gilfanov, P. Medvedev, Y. Yao, G. Khorunzhev, A. Semena, R. Sunyaev, R. Burenin, et al.), *MNRAS* **508**, 3820 (2021).
24. Солхейм (J.-E. Solheim), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **122**, 1133 (2010).
25. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babushkin, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A132 (2021).
26. Уорнер (B. Warner), *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995).
27. Чэнмьюгэм, Далк (G. Chanmugam and G.A. Dulk), *Astrophys. J.* **244**, 569 (1981).
28. Шарбонно (P. Charbonneau), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **101**, 309 (1995).
29. Швопе, Менгель (A.D. Schwoppe, and S. Mengel), *Astron. Nach.* **318**, 25 (1997).



# ПОИСК ТЕСНЫХ СБЛИЖЕНИЙ ЗВЕЗД С СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМОЙ ПО ДАННЫМ КАТАЛОГА GAIA DR3

© 2022 г. В. В. Бобылев<sup>1\*</sup>, А. Т. Байкова<sup>1</sup>

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

Поступила в редакцию 27.06.2022 г.

После доработки 22.07.2022 г.; принята к публикации 03.08.2022 г.

Проведен поиск тесных сближений звезд с Солнечной системой с использованием данных из каталога Gaia DR3. Рассмотрена 31 звезда с параметром сближения  $d_{\min} < 1$  пк. Среди них 15 звезд впервые выступают в роли кандидатов на тесные сближения. Подтвержден статус звезд GJ 710 и HD 7977 в качестве кандидатов на глубокое проникновение во внутреннюю область облака Оорта. В частности, для GJ 710 и HD 7977 соответственно получены следующие оценки параметров сближения:  $t_{\min} = 1.324 \pm 0.026$  млн лет и  $d_{\min} = 0.052 \pm 0.002$  пк,  $t_{\min} = -2.830 \pm 0.025$  млн лет и  $d_{\min} = 0.071 \pm 0.027$  пк. Среди вновь выявленных кандидатов наибольший интерес представляет белый карлик WD 0810-353, для которого найдены следующие параметры сближения:  $t_{\min} = 0.029 \pm 0.001$  млн лет и  $d_{\min} = 0.150 \pm 0.003$  пк.

*Ключевые слова:* сближения звезд с Солнечной системой, кинематика, Солнечная система, GJ 710, HD 7977, WD 0810-353, облако Оорта.

DOI: 10.31857/S0320010822080010

## ВВЕДЕНИЕ

Тесные (менее  $\sim 1$  пк) сближения звезд поля с Солнечной системой могут приводить к возмущению кометного облака Оорта (Оорт, 1950), что может спровоцировать возникновение так называемого кометного ливня от внешних границ облака Оорта во внутреннюю область Солнечной системы и в сторону Земли в частности. Согласно оценке Оорта (1950), внешняя граница кометного облака находится на расстоянии порядка  $10^5$  а.е., что составляет примерно 0.5 пк. Помимо звездных пролетов, кометное облако Оорта подвержено возмущениям от гигантских молекулярных облаков, а также испытывает воздействие галактического прилива (Дыбжинский, 2002, 2005; Мартинес-Барбоса и др., 2017).

Ранняя история поисков тесных сближений звезд с Солнечной системой при использовании различных каталогов отражена в работах Ревиной (1988), Мэтьюса (1994), Мюллери, Орлова (1996), Гарсиа-Санчеса и др. (1999, 2001), Бобылева (2010a,b), Андерсона, Фрэнсиса (2012), Дыбжинского, Берского (2015), Байлера-Джонса (2015), Фенга, Байлера-Джонса (2015). В частности, было установлено, что одним из наиболее вероятных

кандидатов на проникновение в облако Оорта является звезда GJ 710 (Гарсиа-Санчес и др., 2001; Бобылев, 2010a; Берский, Дыбжинский, 2016).

Кометное облако Оорта может быть возмущено также в результате пролета вблизи от Солнца какого-либо звездного скопления. Интересно отметить работу Верещагина и др. (2022), в которой показано, что недавнее близкое прохождение Гиад мимо Солнечной системы могло вызвать небольшое смещение перигелиальных расстояний комет. И хотя найденное смещение невелико, оно могло привести к миграции ряда комет из внешней области Солнечной системы к орбите Нептуна.

Космический эксперимент Gaia (Прусти и др., 2016) посвящен определению с борта космического аппарата высокоточных тригонометрических параллаксов, собственных движений и ряда фотометрических характеристик более 1.5 млрд звезд. С использованием кинематических данных о звездах из различных версий этого проекта выполнено большое количество работ, посвященных поиску тесных сближений звезд с Солнечной системой (Берский, Дыбжинский, 2016; Бобылев, Байкова, 2017, 2020; Фуенте Маркос, Фуенте Маркос, 2018; Байлер-Джонс и др., 2018; Дарма и др., 2019; Торрес и др., 2019; Высочанская и др., 2020). Так, анализ данных каталога Gaia TGAS (Tycho-Gaia

\* Электронный адрес: vbobylev@gaoran.ru

Astrometric Solution, Линдегрэн и др., 2016) привел к обнаружению нескольких новых кандидатов на очень тесный пролет, а именно, на попадание внутрь облака Оорта до расстояний менее 0.5 пк (Дарма и др., 2019; Высочаньская и др., 2020). На основе данных из каталогов Gaia DR1 (Браун и др., 2016) и Gaia DR2 (Браун и др., 2018) было установлено, что сближения с Солнечной системой до расстояний менее 5 пк на временном интервале  $\pm 5$  млн лет могут иметь около 3000 звезд, менее 1 пк — около 30 звезд и 5–6 звезд могут иметь сближения до расстояний менее 0.25 пк (Байлер-Джонс, 2018; Байлер-Джонс и др., 2018).

В версии Gaia EDR3 (Gaia Early Data Release 3, Браун и др., 2021) по сравнению с предыдущей версией были существенно уточнены значения тригонометрических параллаксов и собственных движений звезд. При этом значения лучевых скоростей звезд были скопированы из каталога Gaia DR2. Анализу этих данных с целью поиска тесных сближений звезд с Солнечной системой посвящены работы Бобылева, Байковой (2021) и Дыбжинского и др. (2022). В частности, Дыбжинским и др. (2022) создана пополняемая электронная база данных StePPeD (Stellar Potential Perturbors Database<sup>1</sup>), которая содержит большое количество информации обо всех известных на текущий момент звездах-кандидатах на тесные сближения с Солнечной системой.

В опубликованной недавно версии Gaia DR3 (Валенари и др., 2022) существенно улучшены лучевые скорости звезд — уточнены ранее измеренные значения и определены новые для большого количества звезд. При этом значения тригонометрических параллаксов и собственных движений звезд скопированы из более ранней версии каталога — Gaia EDR3.

Целью настоящей работы является поиск тесных сближений звезд с Солнечной системой. Для этого используются новейшие данные из самой последней версии каталога Gaia — Gaia DR3.

## МЕТОДЫ

### Линейный метод

Из наблюдений известны лучевая скорость  $V_r$ , а также две проекции тангенциальной скорости  $\mu_\alpha \cos \delta$  и  $\mu_\delta$ . Гелиоцентрическое расстояние до звезды  $d$  вычисляем через ее тригонометрический параллакс  $\pi$ ,  $d = 1/\pi$ . Параллакс  $\pi$  выражен в

миллисекундах дуги (мсд), а компоненты собственного движения  $\mu_\alpha \cos \delta$  и  $\mu_\delta$  в миллисекундах дуги в год (мсд/год). В настоящей работе используются очень близкие к Солнцу звезды с относительно небольшими ошибками параллакса существенно меньшими 10%, поэтому нет необходимости в учете каких-либо поправок типа эффекта Лутца–Келкера (Лутц, Келкер, 1973). С использованием двух компонент собственного движения  $\mu_\alpha \cos \delta$  и  $\mu_\delta$  можем вычислить скорость звезды, перпендикулярную лучу зрения:  $V_t = 4.74d\sqrt{\mu_\alpha^2 \cos^2 \delta + \mu_\delta^2}$ .

Минимальное расстояние между траекториями звезды и Солнца  $d_{\min}$  на момент сближения  $t_{\min}$  вычисляется на основе следующих соотношений (Мэтьюс, 1994):

$$\begin{aligned} d_{\min} &= d/\sqrt{1 + (V_r/V_t)^2}, \\ t_{\min} &= -dV_r/(V_t^2 + V_r^2). \end{aligned} \quad (1)$$

Если расстояние  $d$  выразить в пк, а скорости  $V_r$  и  $V_t$  в км/с, то  $d_{\min}$  будет выражено в пк, а  $t_{\min}$  в млн лет.

### Построение галактических орбит звезд

Для построения галактических орбит звезд используем осесимметричный гравитационный потенциал Галактики  $\Phi$ , который представляется в виде суммы трех составляющих — центрального сферического балджа  $\Phi_b$ , диска  $\Phi_d$  и массивного сферического гало темной материи  $\Phi_h$ :

$$\Phi = \Phi_b + \Phi_d + \Phi_h. \quad (2)$$

Потенциалы балджа  $\Phi_b$  и диска  $\Phi_d$  представляются в форме, предложенной Миямото, Нагаи (1975), а компонента гало представляется согласно работе Наварро и др. (1997). Конкретные значения параметров используемой модели потенциала можно найти в работах Байковой, Бобылева (2016, 2017), где она обозначена как модель III.

Галактические орбиты звезд строятся в системе координат, связанной с местным стандартом покоя. Поэтому из исходных скоростей исключается пекулярная скорость Солнца со значениями  $(U, V, W)_\odot = (11.0, 12.0, 7.2)$  км/с из работы Шонриха и др. (2010). Учитывается также возвышение Солнца над галактической плоскостью  $h_\odot = 16$  пк (Бобылев, Байкова, 2016). Гравитационное взаимодействие между звездой и Солнцем не учитывается.

В работе Бобылева, Байковой (2021) при анализе данных каталога Gaia EDR3 параметры сближения звезд были вычислены с использованием линейного метода, методом интегрирования орбит в осесимметричном потенциале, а также интегрированием орбит в потенциале с учетом спиральной

<sup>1</sup><https://pad2.astro.amu.edu.pl/stars/>

волны плотности. Был сделан вывод о том, что результаты, полученные вторым и третьим методом, практически не различаются. Поэтому в настоящей работе мы интегрируем орбиты звезд без учета спиральной волны плотности.

### Оценка ошибок параметров

Ошибки определения  $t_{\min}$  и  $d_{\min}$  оцениваем с использованием метода Монте-Карло. В соответствии с этим методом добавляем, например, к значениям параллакса  $\pi$  нормально распределенные случайные ошибки с нулевым средним и стандартным отклонением  $\sigma_{\pi}$ . Аналогичные действия выполняются с компонентами собственного движения  $\mu_{\alpha} \cos \delta$  и  $\mu_{\delta}$ , а также с лучевой скоростью звезды  $V_r$ . Ошибки измерений параметров  $\pi$ ,  $\mu_{\alpha} \cos \delta$ ,  $\mu_{\delta}$  и  $V_r$  берутся из каталога Gaia DR3.

### ДАННЫЕ

Сначала из каталога Gaia DR3, размещенного в Страсбургской базе данных под номером I/355, мы отобрали звезды с использованием следующих ограничений:

$$\pi > 7 \text{ мсд}, \quad \sigma_{\pi}/\pi < 15\%, \quad \sigma_{V_r} < 15 \text{ км/с}. \quad (3)$$

В этой предварительной выборке оказалось около 350 000 звезд. Затем уже эту выборку исследовали на предмет тесных сближений двумя методами.

В работе Бобылева, Байковой (2020) параметры сближения звезд с Солнечной системой были вычислены с использованием (1) линейного и (2) эпициклического методов, а также с помощью (3) интегрирования орбит в осесимметричном потенциале. Было показано, что эпициклический метод неплохо работает только на интервале времени, не превышающем  $\pm 1$  млн лет. Значения же параметров, найденные методами 1 и 3, находятся между собой в очень хорошем согласии. Был сделан вывод о том, что в задаче поиска звездных сближений на первом (поисковом) этапе можно применять простой линейный метод, а на втором можно применять более сложный метод, основанный на интегрировании звездных орбит в потенциале. Пользуясь этими рекомендациями, в настоящей работе мы вначале находим параметры сближения звезд с Солнечной системой с использованием линейного метода, затем к отобраным звездам применяем более сложный метод оценки параметров сближения с использованием гравитационного потенциала Галактики.

### РЕЗУЛЬТАТЫ

В табл. 1–3 отражены результаты поиска звезд-кандидатов на тесные сближения с Солнечной системой. В табл. 1 даны исходные данные о звездах, извлеченные из каталога Gaia DR3.

В табл. 2 даны номера отобранных звезд по каталогу Gaia EDR3 и их альтернативные обозначения, а также номера по базе StePPeD (Дыбжинский и др., 2022) и оценки массы, взятые из базы StePPeD, отмечены также две звезды, оценки масс которых взяты непосредственно из каталога Gaia DR3. Отметим, что для многих звезд в табл. 2 отсутствуют какие-либо альтернативные обозначения. Более того, большинство этих звезд отсутствуют в поисковой базе SIMBAD<sup>2</sup>. Таким образом, полный набор необходимых для анализа кинематических параметров ( $\pi$ ,  $\mu_{\alpha} \cos \delta$ ,  $\mu_{\delta}$  и  $V_r$ ) для таких звезд появился впервые.

В табл. 3 даны параметры сближения звезд с Солнечной системой  $t_{\min}$  и  $d_{\min}$ , вычисленные двумя методами. В табл. 1–3 звезды отсортированы по параметру  $d_{\min}$ , найденному при построении орбит с использованием осесимметричного потенциала (способ (2) в табл. 3). В таблицах приведена 31 звезда с  $d_{\min} < 1$  пк.

### ОБСУЖДЕНИЕ

Как можно видеть из табл. 2, массы кандидатов невелики. От массы пролетающей звезды сильно зависит величина возмущения, которое она может оказать на кометное облако. Самая массивная звезда нашего списка занимает последнюю строчку в таблицах. Внешняя граница кометного облака Оорта точно неизвестна. Предполагается, что она составляет около 0.48 пк. По-нашему мнению, наибольший интерес могут представлять 5–6 звезд, у которых значение параметра  $d_{\min}$  оказывается внутри внешней границы облака Оорта. Их обсудим более подробно.

**GJ 710 и HD 7977.** Две первые звезды в табл. 1–3 и ранее, при использовании данных из каталога Gaia EDR3, занимали первые две строки кандидатов в наиболее тесные сближения (Бобылев, Байкова, 2021). Отметим, что примерно вдвое уменьшились случайные ошибки оценок параметров  $t_{\min}$  и  $d_{\min}$ , что обусловлено улучшенными значениями лучевых скоростей для этих звезд в каталоге Gaia DR3.

Фуенте Маркос и Фуенте Маркос (2022) оценили параметры сближения звезды GJ 710 с использованием данных из каталога Gaia DR3. Эти авторы показали, что распределение расстояний минимального сближения с Солнечной системой имеет

<sup>2</sup><https://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

Таблица 1. Исходные данные о звездах

Gaia EDR3	$\pi$ , мсд	$\mu_{\alpha} \cos \delta$ , мсд/год	$\mu_{\delta}$ , мсд/год	$V_r$ , км/с
4270814637616488064	52.40 ± .02	-0.414 ± .019	-0.108 ± .017	-14.42 ± 0.26
510911618569239040	13.21 ± .03	0.144 ± .024	0.010 ± .034	26.76 ± 0.21
5544743925212648320	89.51 ± .02	-65.479 ± .016	-29.204 ± .018	-373.7 ± 8.2
5571232118090082816	10.23 ± .01	0.094 ± .010	0.461 ± .011	82.48 ± 0.42
3372104035275483392	11.98 ± .04	0.557 ± .043	0.438 ± .031	-47.45 ± 3.74
929788371508812288	13.70 ± .06	-2.043 ± .053	3.232 ± .042	195.7 ± 6.6
3118526069444386944	7.61 ± .05	0.252 ± .049	0.045 ± .049	40.07 ± 0.55
4116451378388951424	11.87 ± .33	-2.102 ± .226	3.655 ± .184	-264.4 ± 5.5
1952802469918554368	141.89 ± .02	161.454 ± .017	-119.74 ± .019	-82.91 ± 0.18
3295253979286613376	9.33 ± .02	0.261 ± .026	-0.622 ± .020	-61.63 ± 1.89
5261593808165974784	15.36 ± .01	-0.091 ± .012	-2.212 ± .015	71.08 ± 0.58
3054509410098672000	24.96 ± .02	0.630 ± .023	5.493 ± .020	70.35 ± 0.35
3600338081985998080	25.91 ± .09	-3.175 ± .111	-0.317 ± .054	-37.17 ± 1.95
398496965625177216	13.73 ± .04	-2.817 ± .046	-3.043 ± .034	-151.4 ± 7.9
4536673181955253504	10.20 ± .25	0.739 ± .186	-0.729 ± .261	-71.67 ± 0.86
2926732831673735168	8.85 ± .01	-0.737 ± .009	0.533 ± .013	66.46 ± 0.15
3260079227925564160	32.11 ± .03	-3.615 ± .030	-4.959 ± .020	-32.71 ± 0.37
3621143693841328896	7.52 ± .05	0.860 ± .054	-0.148 ± .046	85.2 ± 9.0
3320184202856435840	123.20 ± .02	-444.69 ± .018	-925.14 ± .015	-414.0 ± 10.4
5473864079915092736	9.98 ± .05	8.481 ± .047	9.750 ± .051	712.5 ± 14.0
5553958176239495040	40.27 ± .02	-24.002 ± .031	-0.309 ± .030	78.61 ± 3.17
1791617849154434688	11.38 ± .02	-0.386 ± .014	-1.172 ± .013	55.82 ± 0.25
5346007675222666752	44.99 ± .02	-18.348 ± .017	-21.173 ± .016	76.29 ± 0.41
6396469681261213568	9.81 ± .02	0.490 ± .014	0.188 ± .016	52.22 ± 0.19
6224087389269263488	31.43 ± .15	-3.235 ± .175	-0.553 ± .157	18.03 ± 0.45
3972130276695660288	59.92 ± .03	-20.813 ± .030	6.629 ± .020	31.14 ± 0.17
1926461164913660160	316.48 ± .04	112.527 ± .036	-1591.6 ± .027	-77.29 ± 0.19
5853498713190525696	768.07 ± .05	-3781.7 ± .03	769.465 ± .051	-21.94 ± 0.22
4155835025908320640	10.50 ± .04	5.892 ± .038	0.062 ± .030	-283.0 ± 10.7
2933503521200215424	7.44 ± .02	0.248 ± .013	-0.020 ± .016	32.66 ± 0.73
4306481867124380672	9.76 ± .03	-0.523 ± .024	0.145 ± .022	-33.21 ± 0.19

Таблица 2. Дополнительные данные о звездах

Gaia EDR3	Другое обозначение	StePPeD	Масса, $M_{\odot}$
4270814637616488064	GJ 710	P0107	0.65
510911618569239040	HD 7977	P0230	1.10
5544743925212648320	WD 0810-353		
5571232118090082816	UCAC4 237-008148, AB	P0506	0.77
3372104035275483392			
929788371508812288			
3118526069444386944		P0533	0.87
4116451378388951424			
1952802469918554368	LSPM J2146+3813	P0416	0.20
3295253979286613376			0.54*
5261593808165974784	UCAC4 076-006432	P0522	0.55
3054509410098672000			0.60*
3600338081985998080			
398496965625177216			
4536673181955253504	UCAC4 574-064555	P0567	0.60
2926732831673735168	BD-21 1529	P0287	1.02
3260079227925564160	UCAC4 464-006057	P0526	0.45
3621143693841328896			
3320184202856435840			
5473864079915092736			
5553958176239495040	UCAC4 213-008644		
1791617849154434688	TYC 1662-1962-1	P0189	0.71
5346007675222666752			
6396469681261213568	TYC 9327-264-1	P0382	0.89
6224087389269263488	TYC 6760-1510-1		
3972130276695660288	GJ 3649	P0178	0.55
1926461164913660160	GJ 905	P0413	0.15
5853498713190525696	Proxima Cen	P1037-C	
4155835025908320640			
2933503521200215424	HD 49995	P0286	1.32
4306481867124380672	HD 179939	P0111	1.69

\* Оценка массы из каталога Gaia DR3.

Таблица 3. Параметры сближения звезд с Солнечной системой

Gaia EDR3	$t_{\min}$ , МЛН ЛЕТ	$d_{\min}$ , ПК	$t_{\min}$ , МЛН ЛЕТ	$d_{\min}$ , ПК	$\sigma_t$ , МЛН ЛЕТ	$\sigma_d$ , ПК
	(1)		(2)			
4270814637616488064	1.325	0.051	1.324	0.052	0.026	0.002
510911618569239040	-2.826	0.146	-2.830	0.071	0.025	0.027
5544743925212648320	0.030	0.113	0.030	0.164	0.001	0.003
5571232118090082816	-1.185	0.258	-1.185	0.203	0.007	0.006
3372104035275483392	1.759	0.493	1.762	0.476	0.156	0.062
929788371508812288	-0.373	0.494	-0.374	0.513	0.013	0.018
3118526069444386944	-3.281	0.524	-3.288	0.529	0.054	0.108
4116451378388951424	0.319	0.537	0.320	0.540	0.012	0.047
1952802469918554368	0.084	0.569	0.085	0.552	0.001	0.001
3295253979286613376	1.739	0.596	1.741	0.556	0.058	0.022
5261593808165974784	-0.916	0.626	-0.917	0.652	0.008	0.009
3054509410098672000	-0.569	0.598	-0.570	0.658	0.003	0.003
3600338081985998080	1.038	0.606	1.037	0.670	0.060	0.039
398496965625177216	0.481	0.689	0.482	0.730	0.028	0.038
4536673181955253504	1.368	0.660	1.368	0.735	0.041	0.150
2926732831673735168	-1.700	0.828	-1.701	0.786	0.007	0.006
3260079227925564160	0.951	0.862	0.953	0.800	0.008	0.015
3621143693841328896	-1.561	0.858	-1.558	0.809	0.156	0.062
3320184202856435840	0.019	0.771	0.020	0.842	0.001	0.021
5473864079915092736	-0.141	0.863	-0.142	0.857	0.054	0.108
5553958176239495040	-0.315	0.892	-0.317	0.859	0.058	0.022
1791617849154434688	-1.574	0.809	-1.574	0.860	0.026	0.002
5346007675222666752	-0.291	0.859	-0.292	0.861	0.013	0.018
6396469681261213568	-1.953	0.495	-1.949	0.872	0.008	0.015
6224087389269263488	-1.763	0.873	-1.761	0.901	0.001	0.001
3972130276695660288	-0.534	0.925	-0.534	0.912	0.060	0.039
1926461164913660160	0.037	0.933	0.038	0.917	0.008	0.009
5853498713190525696	0.027	0.958	0.028	0.939	0.158	0.191
4155835025908320640	0.337	0.895	0.337	0.940	0.003	0.003
2933503521200215424	-4.118	0.653	-4.113	0.980	0.098	0.038
4306481867124380672	3.086	0.814	3.086	0.980	0.001	0.003

Примечание. (1) — Линейный метод, (2) — осесимметричный потенциал.

медианное значение 0.052 пк и с вероятностью 90% заключено в пределах 0.048–0.056 пк; соответствующее время прохождения перигелия лежит в интервале 1.26 и 1.33 млн лет с достоверностью 90%, с наиболее вероятным значением 1.29 млн лет. Найденные нами значения этих параметров находятся в хорошем согласии с оценками Фуенте Маркоса и Фуенте Маркоса.

**WD 0810-353** занимает третью строчку в табл. 1–3. Эта звезда впервые фигурирует в списке кандидатов в наиболее тесные сближения с Солнечной системой. Согласно базе SIMBAD, это белый карлик с большими значениями собственных движений, поэтому классифицирована как HPMS (High Proper Motion Star). По данным Багнуло, Лэндстрита (2020), масса этого белого карлика составляет  $0.63M_{\odot}$  и возраст 2.7 млрд лет.

Эта звезда имеет также огромное значение лучевой скорости  $V_r = -373.7 \pm 8.2$  км/с. Для белых карликов актуальным является учет гравитационного красного смещения спектральных линий при определении лучевых скоростей. Такой эффект является следствием сильного гравитационного поля на поверхности белых карликов, влияние которого эквивалентно скоростям в несколько десятков км/с (см., например, Гринстейн, Тримбл, 1967). Мы провели новые вычисления со значением лучевой скорости  $V_r = -423.7 \pm 8.2$  км/с, добавив к измеренному значению  $-50$  км/с, и нашли следующие параметры сближения:  $t_{\min} = 0.029 \pm 0.001$  млн лет и  $d_{\min} = 0.150 \pm 0.003$  пк. В данном случае учет поправки за гравитационное красное смещение не оказывает критического влияния на оценку параметров сближения.

В целом можем заключить, что через примерно 30 тыс лет звезда стремительно пронесется мимо Солнечной системы. Влияние ее на объекты облака Оорта будет очень непродолжительным.

**UCAC4 237-008148.** Это маломассивная двойная система занимает четвертую строку в табл. 1–3. Например, в работе Дыбжинского и др. (2022) при анализе данных из каталога Gaia EDR3 для нее найдены следующие параметры сближения:  $t_{\min} = -1.084 \pm 0.004$  млн лет и  $d_{\min} = 0.199 \pm 0.008$  пк. Можем видеть, что имеется неплохое согласие с данными табл. 3, особенно хорошее согласие имеется в оценке ошибок параметров.

**Gaia EDR3 3372104035275483392 и Gaia EDR3 929788371508812288.** Эти две звезды занимают пятую и шестую строки в наших таблицах. Они впервые фигурируют в списке кандидатов в наиболее тесные сближения с Солнечной системой. К сожалению, их нет в базе SIMBAD, поэтому об этих звездах пока мало что известно.

В целом можем заключить, что благодаря использованию критерия отбора (3), параметры

сближения всех звезд определены надежно, так как ошибки определения этих параметров малы (см. последние два столбца табл. 3).

Иногда в каталоге Gaia DR3 встречаются звезды с радикальным улучшением значений их тригонометрических параллаксов. Так, в работе Дарма и др. (2019) были выдвинуты несколько звезд-кандидатов на тесные сближения с Солнечной системой с данными из каталога Gaia DR2 и лучевыми скоростями из каталога LAMOST (The Large Sky Area Multi-Object Fiber Spectroscopic Telescope, Цуй и др., 2012). В работе Бобылева, Байковой (2020) их статус в качестве кандидатов на тесные сближения с Солнечной системой был подтвержден. Причем значения параллаксов для этих звезд были около 50 мсд. Это, в частности, звезды Gaia DR2 52952724810126208, Gaia DR2 3130033734235815424, Gaia DR2 9698678037250-57920 и Gaia DR2 365942724131566208. В каталоге Gaia DR3 значения их параллаксов оказались на порядок меньшими. В итоге они не вошли в выборку в настоящей работе.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен поиск тесных сближений звезд с Солнечной системой с использованием данных из новейшего каталога Gaia DR3. В работе рассмотрена 31 звезда с параметром сближения  $d_{\min} < 1$  пк. Среди них 15 звезд впервые выступают в качестве кандидатов на тесные сближения с Солнечной системой. Выявлены эти 15 звезд в основном благодаря появлению измерений их лучевых скоростей в каталоге Gaia DR3.

Для звезд GJ 710 и HD 7977 подтвержден их статус в качестве кандидатов на очень тесные сближения, кандидатов на глубокое проникновение во внутреннюю область облака Оорта.

Среди вновь выявленных кандидатов наибольший интерес представляет белый карлик WD 0810-353. Для этой звезды найдены следующие параметры сближения:  $t_{\min} = 0.029 \pm 0.001$  млн лет и  $d_{\min} = 0.150 \pm 0.003$  пк с учетом модельной поправки за эффект гравитационного красного смещения в спектральных линиях при измерении его лучевой скорости.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андерсон Э., Фрэнсис Ч., Письма в Астрон. журн. **38**, 374 (2012) [E. Anderson, et al., *Astron. Lett.* **38**, 331 (2012)].
2. Багнуло, Лэндстрит (S. Bagnulo and J.D. Landstreet), *Astron. Astrophys.* **643**, 134 (2020).
3. Байкова А.Т., Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. **42**, 625 (2016) [A.T. Bajkova, V.V. Bobylev, *Astron. Lett.* **42**, 567 (2016)].

4. Байкова, Бобылев (A.T. Bajkova, V.V. Bobylev), *Open Astron.* **26**, 72 (2017).
5. Байлер-Джонс (C.A.L. Bailer-Jones), *Astron. Astrophys.* **575**, 35 (2015).
6. Байлер-Джонс (C.A.L. Bailer-Jones), *Astron. Astrophys.* **609**, 8 (2018).
7. Байлер-Джонс и др. (C.A.L. Bailer-Jones, J. Rybizki, R. Andrae, and M. Fouesneau), *Astron. Astrophys.* **616**, 37 (2018).
8. Берский, Дыбжинский (F. Berski and P.A. Dybczyński), *Astron. Astrophys.* **595**, L10 (2016).
9. Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. **36**, 230 (2010a). [V.V. Bobylev, *Astron. Lett.* **36**, 220 (2010a)].
10. Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. **36**, 862 (2010b). [V.V. Bobylev, *Astron. Lett.* **36**, 816 (2010b)].
11. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **42**, 3 (2016) [V.V. Bobylev, et al., *Astron. Lett.* **42**, 1 (2016)].
12. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **43**, 616 (2017) [V.V. Bobylev, et al., *Astron. Lett.* **43**, 559 (2017)].
13. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **46**, 274 (2020) [V.V. Bobylev, et al., *Astron. Lett.* **46**, 245 (2020)].
14. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **47**, 211 (2021) [V.V. Bobylev, et al., *Astron. Lett.* **47**, 180 (2021)].
15. Броун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al.), *Astron. Astrophys.* **595**, 2 (2016).
16. Броун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, M. Biermann, D.W. Evans, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, 1 (2018).
17. Броун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, M. Biermann, O.L. Creevely, D.W. Evans, et al.), *Astron. Astrophys.* **649**, 1 (2021).
18. Валенари и др. (Gaia Collaboration, A. Vallenari, A.G.A. Brown, T. Prusti, et al.), arXiv: 2208.00211 (2022).
19. Верещагин и др. (S.V. Vereshchagin, V.V. Emel'yanenko, and M.D. Sizova), *MNRAS* **513**, 2958 (2022).
20. Высочанская и др. (R. Wysoczańska, P.A. Dybczyński, and M. Polińska), *Astron. Astrophys.* **640**, 129 (2020).
21. Гарсиа-Санчес и др. (J. Garcia-Sánchez, R.A. Preston, D.L. Jones, P.R. Weissman, J.-F. Lestrade, D.W. Latham, and R.P. Stefanik), *Astron. J.* **117**, 1042 (1999).
22. Гарсиа-Санчес и др. (J. Garcia-Sánchez, P.R. Weissman, R.A. Preston, D.L. Jones, J.-F. Lestrade, D.W. Latham, R.P. Stefanik, and J.M. Paredes), *Astron. Astrophys.* **379**, 634 (2001).
23. Гринштейн, Тримбл (J.L. Greenstein and V.L. Trimble), *Astrophys. J.* **149**, 283 (1967).
24. Дарма и др. (R. Darma, W. Hidayat, and M.I. Arifyanto), *J. Phys.: Conf. Ser.* **1245**, 012028 (2019).
25. Дыбжинский (P.A. Dybczyński), *Astron. Astrophys.* **396**, 283 (2002).
26. Дыбжинский (P.A. Dybczyński), *Astron. Astrophys.* **441**, 783 (2005).
27. Дыбжинский, Берский (P.A. Dybczyński and F. Berski), *MNRAS* **449**, 2459 (2015).
28. Дыбжинский и др. (P.A. Dybczyński, F. Berski, J. Tokarek, et al.), *Astron. Astrophys.* **664**, A123 (2022).
29. Линдегрэн и др. (Gaia Collaboration, L. Lindegren, U. Lammers, U. Bastian, J. Hernandez, S. Klioner, D. Hobbs, A. Bombrun, D. Michalik, et al.), *Astron. Astrophys.* **595**, A4 (2016).
30. Лутц, Келкер (T.E. Lutz and D.H. Kelker), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **85**, 573 (1973).
31. Мартинес-Барбоса и др. (C.A. Martinez-Barbosa, L. Jylková, S. Portegies Zwart, and A.G.A. Brown), *MNRAS* **464**, 2290 (2017).
32. Миямото, Нагаи (M. Miyamoto and R. Nagai), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **27**, 533 (1975).
33. Мэтьюс (R.A.J. Matthews), *Royal Astron. Soc. Quart. Journ.* **35**, 1 (1994).
34. Мюллери, Орлов (A.A. Mülläri and V.V. Orlov), *Earth, Moon, and Planets* (Kluwer, Netherlands, **72**, p. 19, 1996).
35. Наварро и др. (J.F. Navarro, C.S. Frenk and S.D.M. White), *Astrophys. J.* **490**, 493 (1997).
36. Оорт (J.H. Oort), *Bull. Astron. Inst. Netherland* **11**, No 408, 91 (1950).
37. Прусти и др. (Gaia Collaboration, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, A.G.A. Brown, A. Vallenari, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, U. Bastian, M. Biermann, et al.), *Astron. Astrophys.* **595**, 1 (2016).
38. Ревина (I.A. Revina), *Analysis of motion of celestial bodies and estimation of accuracy of their observations* (Latvian University, Riga, p. 121, 1988).
39. Торрес и др. (S. Torres, M.X. Cai, A.G.A. Brown, and S. Portegies Zwart), *Astron. Astrophys.* **629**, 139 (2019).
40. Фенг, Байлер-Джонс (F. Feng and C.A.L. Bailer-Jones), *MNRAS* **454**, 3267 (2015).
41. Фуенте Маркос и Фуенте Маркос (R. de la Fuente Marcos and C. de la Fuente Marcos), *Res. Not. Am. Astron. Soc.* **2**, 30 (2018).
42. Фуенте Маркос и Фуенте Маркос (R. de la Fuente Marcos and C. de la Fuente Marcos), *Res. Not. Am. Astron. Soc.* **6**, 136 (2022).
43. Шонрих и др. (R. Schönrich, J. Binney and W. Dehnen), *MNRAS* **403**, 1829 (2010).
44. Цуй и др. (X.-Q. Cui, Y.-H. Zhao, Y.-Q. Chu, G.-P. Li, Q. Li, L.-P. Zhang, H.J. Su, Z.-Q. Yao, et al.), *Res. Astron. Astrophys.* **12**, 1197 (2012).



## МЕТОД ПОИСКА НАНОВСПЫШЕК И ИХ ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В КОРОНЕ СОЛНЦА

© 2022 г. Д. И. Завершинский<sup>1,2\*</sup>, С. А. Богачёв<sup>1,3</sup>, С. А. Белов<sup>1,2</sup>, Л. С. Леденцов<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>Самарский национальный исследовательский университет им. акад. С.П. Королева, Самара, Россия

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>4</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 24.06.2022 г.

После доработки 22.09.2022 г.; принята к публикации 05.10.2022 г.

Солнечные нановспышки — мелкомасштабные события, которые могут играть значительную роль в нагреве короны. Из-за слабой величины сигнала поиск и исследование нановспышек представляют собой непростую задачу, которая по-разному решается разными авторами. Мы представляем собственный метод регистрации нановспышек, который, по нашему мнению, позволяет эффективно измерять темп формирования нановспышек, а также их пространственное распределение на изображениях Солнца в вакуумном УФ диапазоне спектра. Мы исследовали серию из 300 изображений Солнца, полученных телескопом SDO/AIA в канале 171 Å в период низкой активности Солнца (с 12:00 UT по 13:00 UT 20 мая 2019 г.) и определили темп формирования нановспышек:  $P \approx 4.23 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , который оказался в согласии с результатами других авторов, а также исследовали зависимость  $P$  от гелиографической широты и яркости короны Солнца. Согласно нашим результатам, темп формирования нановспышек не зависит от гелиошироты, что отличается от поведения обычных вспышек, формирующихся в узких поясах активности. Также обнаружена связь между величиной  $P$  [пикс<sup>-1</sup> ч<sup>-1</sup>] и светимостью короны  $I$  [отсчеты]:  $\lg P = -2.27 + 0.00327I$ . Мы оцениваем наши результаты как благоприятные для теории нагрева короны нановспышками.

*Ключевые слова:* корона Солнца, солнечная активность, нановспышки.

DOI: 10.31857/S0320010822090091

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В нижней короне Солнца при ее наблюдениях с высоким пространственным и временным разрешением регистрируется значительное количество мелкомасштабных всплесков излучения, источники которых занимают на изображениях всего один или несколько пикселей (см., например, Шимизу, Тсунета, 1997, — наблюдения Yohkoh/SXT; Парнелл, Джапп, 2000, — наблюдения TRACE; Крюкер, Бенз, 1998, — наблюдения SOHO/EIT; Ульянов и др., 2010, — наблюдения КОРОНАС-Фотон/ТЕСИС; Пурхарт, Верониг, 2022, — наблюдения SDO/AIA). Эти объекты принято отождествлять с солнечными нановспышками (НВ) — особым классом событий, полная энергия которых лежит в диапазоне от  $10^{24}$  до  $10^{27}$  эрг и составляет

$10^{-9}$ – $10^{-6}$  от энергии большой солнечной вспышки. Последнюю при таком сравнении полагают равной  $10^{33}$  эрг.

Солнечные НВ были впервые предложены в работе Паркера (1988) как возможный механизм нагрева короны Солнца, который в настоящее время рассматривается как один из основных механизмов наравне с волновым нагревом (см., например, Ван Дорселер и др., 2020) и нагревом спикулами второго типа (см., например, Де Понтьё и др., 2011). Источником энергии для НВ, согласно предположению Паркера, являются конвективные движения плазмы, которые запутывают линии магнитного поля. Это приводит к формированию в нижней короне мелкомасштабных токовых слоев, затем к пересоединению и взрывному высвобождению энергии (см., например, обзор Климчук, 2006). Механизм НВ при таком подходе идентичен механизму обычных вспышек, что частично под-

\*Электронный адрес: dimanzav@mail.ru

тверждается наблюдениями (см., например, Ульянов и др., 2019б). Токовый слой запасает в своей окрестности свободную энергию магнитного поля, которая преобразуется в кинетическую энергию частиц плазмы при его разрушении. В последствии часть этой энергии высвечивается в виде теплового излучения горячей плазмы и тормозного излучения от ускоренных частиц. Важную роль в перечисленных процессах играет тепловой баланс внутри токовых структур (Леденцов, 2021а–в) и в корональной плазме (Завершинский и др., 2021; Колотков и др., 2021).

Ответ на вопрос, достаточна ли энергия НВ для нагрева короны, зависит от темпа их формирования и энергетического распределения. Согласно экспериментальным данным, распределение НВ по энергиям обычно имеет степенную форму, т.е. описывается функцией вида

$$dN = AE^{-\alpha} dE, \quad (1)$$

где  $E$  — энергия НВ,  $A$  — константа, определяющаяся из условий нормировки распределения, а  $\alpha$  — индекс (показатель) степенного распределения. Можно показать (см., например, Хадсон, 1991; Богачёв и др., 2020), что полная энергия, заключенная в НВ, определяется значением индекса  $\alpha$ . Если  $\alpha > 2$ , то интегральная энергия НВ (в диапазоне  $10^{24}$ – $10^{27}$  эрг) превышает полную энергию микровспышек ( $10^{27}$ – $10^{30}$  эрг), а они, в свою очередь, превосходят по полной энергии обычные вспышки ( $10^{30}$ – $10^{33}$  эрг). Если же  $\alpha < 2$ , то в распределении доминируют обычные вспышки, и учет мелкомасштабных событий не решает проблему дефицита энергии для нагрева короны.

Прямые измерения индекса  $\alpha$  приводят к противоречивым результатам. Так, Крюкер и Бенз (1998) по данным SOHO/EIT для диапазона энергий от  $10^{25}$  эрг до  $10^{26}$  эрг получили значение  $\alpha$  между 2.3 и 2.6. Парнелл и Джапп (2000) по данным TRACE для диапазона энергий от  $10^{24}$  до  $10^{26}$  эрг также получили  $\alpha > 2$  (точные значения лежали между 2.0 и 2.6). В то же время Ашванден и др. (2000), исследовав распределение вспышек в более широком диапазоне, от  $10^{24}$  до  $10^{32}$  эрг, пришли к выводу, что среднее  $\alpha = 1.8$ , т.е. меньше 2. Впоследствии Ашванден и Парнелл (2002) на основе модельных представлений о температурах, плотностях и размерах НВ предсказали, что наклон  $\alpha$  должен лежать в диапазоне  $1.54 \pm 0.11$ , что оказалось в согласии с их экспериментальными оценками. С другой стороны, Ульянов и др. (2019а) измерили энергию более 100 тысяч НВ с много более высоким временным разрешением, 4 с, и вновь показали, что  $\alpha > 2$ . Полученные ими значения для диапазона энергий от  $10^{23}$  до

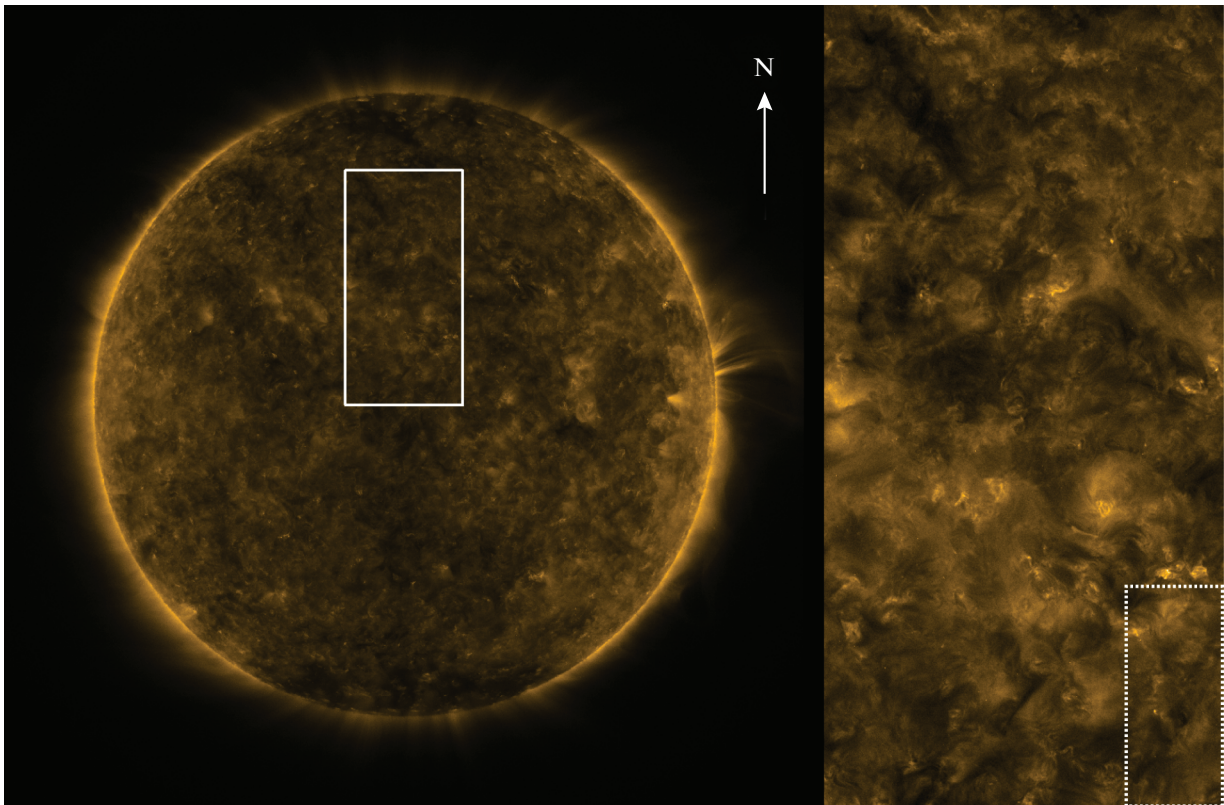
$10^{26}$  эрг составили  $\alpha = 2.2$ – $2.9$ . В 2022 г. Пурхарт и Верониг на основе многоволновых исследований НВ по данным SDO/AIA также подтвердили значение  $\alpha > 2$ , а именно,  $\alpha = 2.02$ – $2.47$  со средним значением  $\alpha = 2.28 \pm 0.03$  в диапазоне энергий от  $10^{24}$  до  $10^{29}$  эрг.

Одним из источников неопределенности, вероятно, является разница в методах детектирования НВ разными авторами. В то же время не исключено, что параметры НВ чувствительны к периоду наблюдений (например, зависят от фазы солнечного цикла), а также могут зависеть от места измерений, например, от гелиографической широты или напряженности магнитного поля. Это предположение тем более допустимо, что от фазы цикла и от гелиошироты зависят темп формирования и энергия обычных вспышек. Не исключено также, что реальная форма энергетического спектра НВ является более сложной, чем степенная, и попытки приблизить ее простой степенной зависимостью вносят дополнительные ошибки.

В настоящей работе мы исследуем вопрос, как темп формирования НВ зависит от гелиографической широты, а также существует ли связь между темпом НВ и наблюдаемой светимостью короны Солнца. Для поиска НВ мы разработали собственный метод, позволяющий быстро анализировать большие объемы данных. Данный метод и использованные экспериментальные данные мы представляем в разделе 2. Далее, в разделе 3, мы перечисляем полученные результаты. В разделе 4 обсуждаем эти результаты и делаем выводы.

## 2. ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ ИХ ОБРАБОТКИ

Для поиска и исследования НВ мы использовали серии изображений Солнца, полученные прибором AIA на космической обсерватории SDO в линии Fe IX 171 Å. Инструмент AIA работает на орбите с 11 февраля 2011 г. и состоит из четырех телескопов Кассегрена с диаметром главных зеркал 20 см. Телескопы предоставляют изображения полного диска Солнца размером  $4096 \times 4096$  пикселей с разрешением  $0.6''$  на пиксель и временным шагом между соседними кадрами 12 с (Лемен и др., 2011). Излучение в линии 171 Å формируется преимущественно в короне Солнца и достигает максимальной интенсивности при температуре плазмы около  $6 \times 10^5$  К. Ранее этот же спектральный диапазон использовали для поиска и анализа НВ Парнелл и Джапп (2000), Крюкер и Бенз (1998), Ашванден и Парнелл (2002), Ульянов и др. (2010, 2019а), а также ряд других авторов.



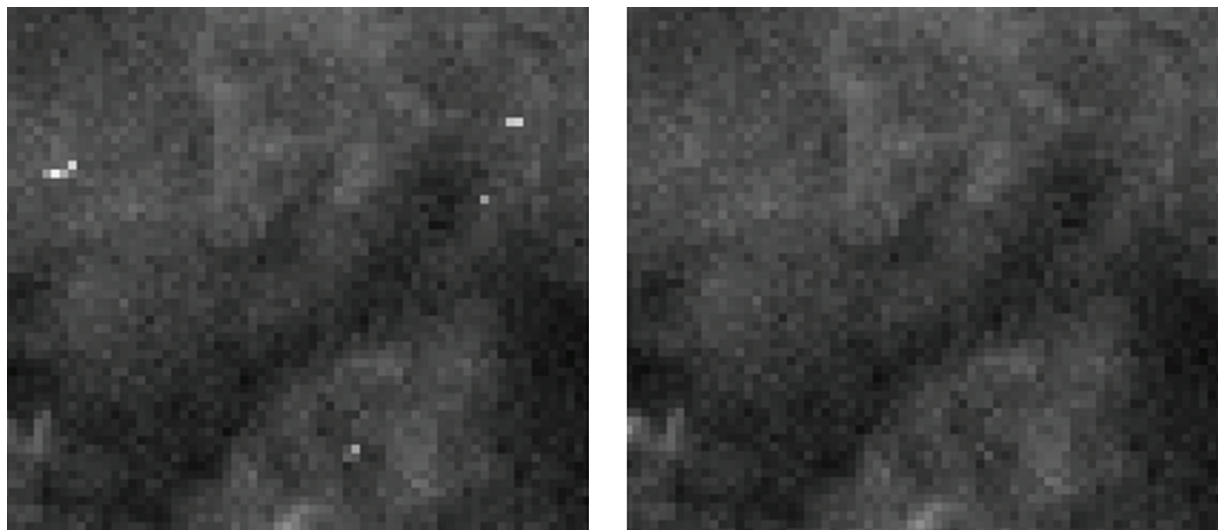
**Рис. 1.** Слева — изображение Солнца в линии 171 Å, полученное 20.05.2019 г. в 12:00:10 UT (SDO/AIA); поиск НВ проводился в области, обозначенной белым прямоугольником. Справа — эта же область в увеличенном масштабе. Пунктиром справа обозначена область, показанная на рис. 5.

Наиболее благоприятные условия для наблюдения НВ формируются в спокойной короне Солнца. По этой причине мы выбрали для исследования период низкой солнечной активности, с 2019 по 2020 г., и выборочно изучили данные SDO/AIA 171 Å в этом интервале. После визуального исследования мы отобрали для анализа серию изображений, полученную 20 мая 2019 г. с 12:00 UT по 13:00 UT (число кадров — 300). Внешний вид Солнца в этот период показан на рис. 1. Главным критерием для отбора было отсутствие на диске Солнца крупных центров активности. Поиск НВ проводился внутри фрагмента размером  $600 \times 1200$  пикселей, который также показан на рис. 1. Размер фрагмента увеличен в вертикальном направлении (вдоль оси  $Y$ ) для исследования зависимости темпа формирования НВ от гелиографической широты.

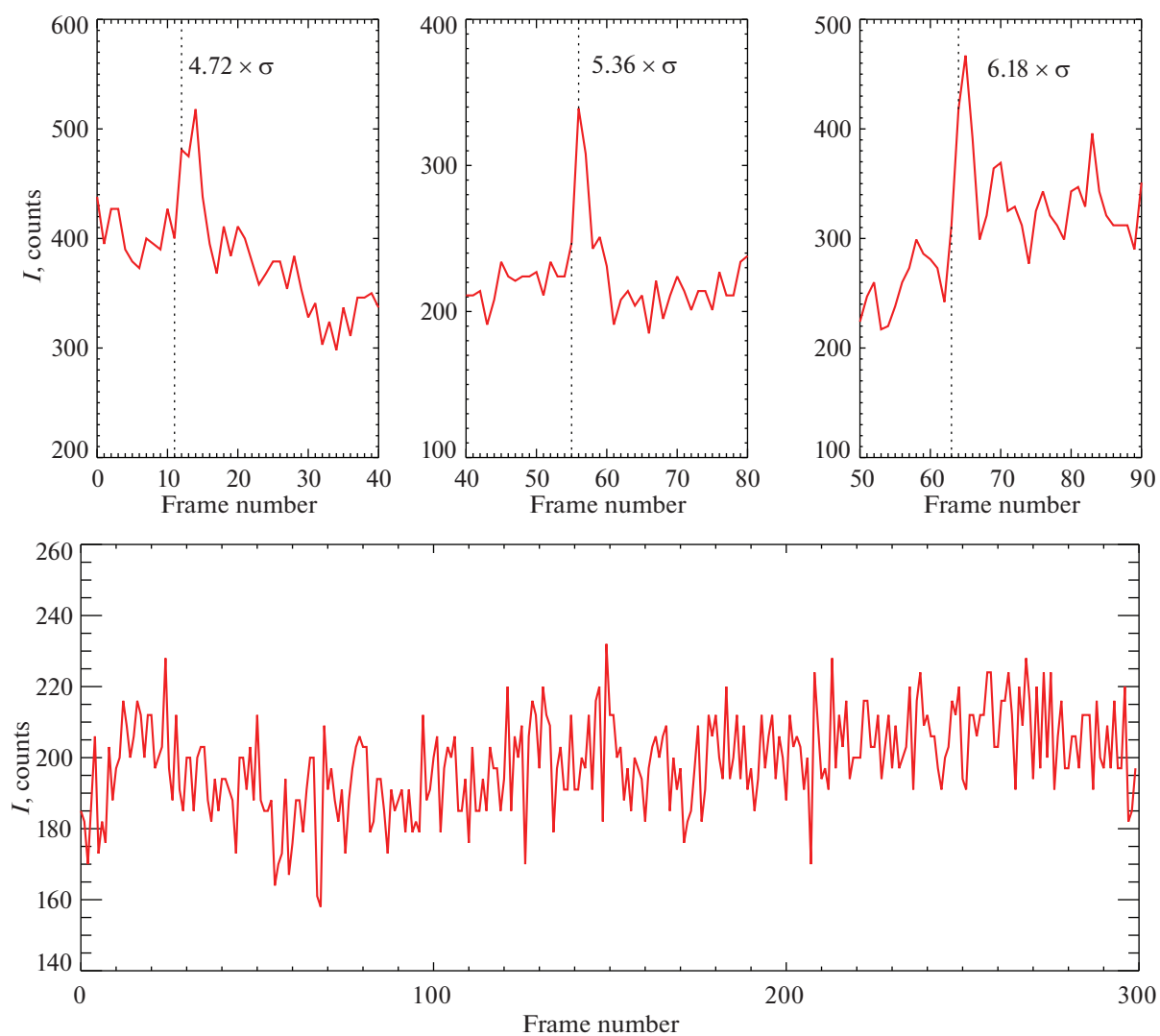
При детектировании НВ существенные трудности создают следы заряженных частиц на изображении (англ. spikes). В файлах первого уровня SDO/AIA эти следы удалены; при этом сохранена возможность восстановить исходный вид изображений и провести их обработку самостоятельно. Мы использовали собственную процедуру чистки изображения, результаты которой представлены на

рис. 2 (слева — исходное изображение; справа — очищенное от следов частиц). Пиксель “удалялся”, если сигнал в нем увеличивался по отношению к предыдущему кадру более чем на  $3\sigma$ , а на следующем кадре падал не менее чем на  $3\sigma$ , где  $\sigma$  — стандартная девиация сигнала на обрабатываемом изображении. Вероятность случайного увеличения, а затем случайного уменьшения сигнала на такую величину  $\sim (1.33 \times 10^{-3})^2 \sim 1.78 \times 10^{-6}$ . Соответственно, погрешность метода составляет примерно один пиксель на изображении размером  $600 \times 1200$  пикселей. Метод основан на том, что заряженная частица создает след только на одном изображении; предполагается также, что вероятность попадания разных частиц в один пиксель на двух кадрах подряд пренебрежимо мала. Вместо следа частицы в пиксели записывался усредненный сигнал с предыдущего и последующего изображений.

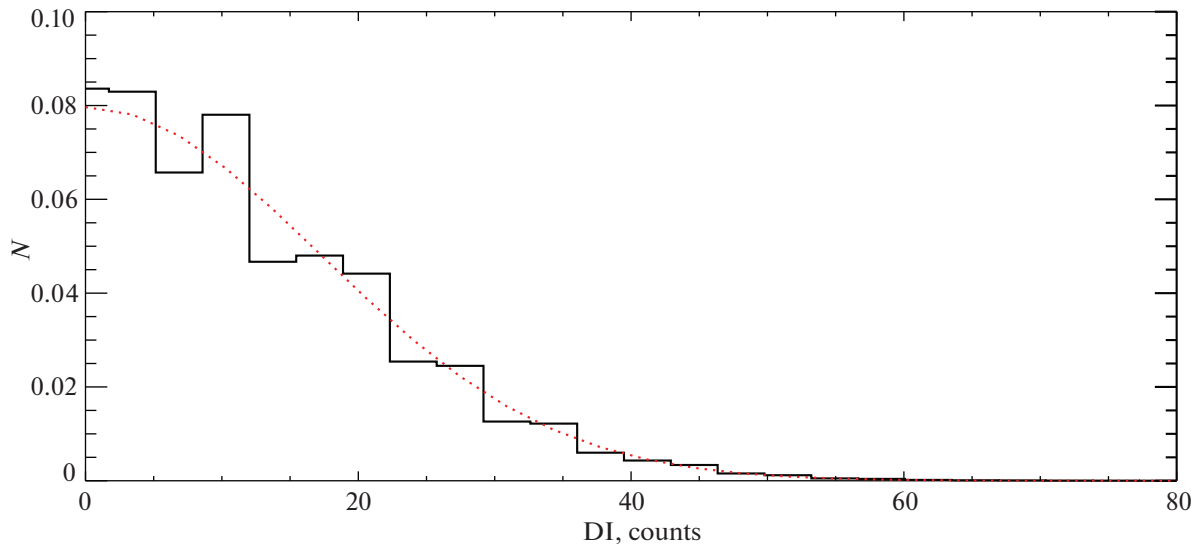
Основная проблема при поиске НВ состоит в их отделении от шума. Шум на изображениях SDO/AIA возникает, в основном, из-за малого числа фотонов. В среднем, за время экспозиции в один пиксель детектора попадает от нескольких десятков до нескольких сотен фотонов (для спокойной короны Солнца); соответственно, шум



**Рис. 2.** Иллюстрация метода чистки изображений от следов заряженных частиц. Слева — исходное изображение AIA. Справа — после применения процедуры чистки. Размер фрагмента —  $70 \times 60$  пикселей (описание метода см. в тексте).



**Рис. 3.** Иллюстрация метода поиска НВ. Верхние панели — примеры НВ, найденных для разного порога (слева:  $>4\sigma$ ; в центре:  $>5\sigma$ ; справа:  $>6\sigma$ ). Нижняя панель — характерный вид сигнала из одного пикселя изображения (описание метода см. в тексте).



**Рис. 4.** Распределение вероятности для величины  $DI$ . Гистограмма — экспериментально измеренное распределение. Пунктирная линия — приближение нормальным распределением ( $\mu = 0, \sigma = 17.16$ ).

может достигать 10% и более. Почти все методы детектирования НВ основаны на определении среднего значения шума и поиске значимых отклонений от него; в то же время детали этой процедуры существенно различаются у разных авторов. Пример сигнала из одного пикселя, демонстрирующий его случайный (шумовой) характер, приведен на нижней панели рис. 3.

Мы разработали и использовали в настоящей работе собственный, относительно простой метод поиска НВ, который можно применять в тех случаях, когда нужно зарегистрировать НВ, но не требуется измерять ее энергию. Мы рассматриваем серию изображений Солнца, где каждый кадр представляет собой массив значений  $I_i[x, y]$  ( $x$  и  $y$  — координаты, которые в нашем случае меняются от 1 до 600 и от 1 до 1200 соответственно;  $i$  — номер кадра, изменяющийся от 1 до 300). В качестве первого шага вычисляем разность между кадрами (для  $i$  от 1 до 299):

$$DI_i[x, y] = I_{i+1}[x, y] - I_i[x, y]. \quad (2)$$

Конкретное значение  $DI_i[x, y]$  равно абсолютной величине, на которую увеличился или уменьшился сигнал в пикселе  $[x, y]$  при переходе от кадра с номером  $i$  к кадру с номером  $i + 1$ . Распределение  $DI$  показано на рис. 4. Оно хорошо описывается нормальным распределением со средним значением  $\mu = 0$  и стандартной девиацией  $\sigma = 17.16$ . Это подтверждает представление, что основной причиной изменений сигнала на изображениях является случайный шум.

Хотя из рис. 4 может показаться, что распределение  $DI$  соответствует нормальному во всем

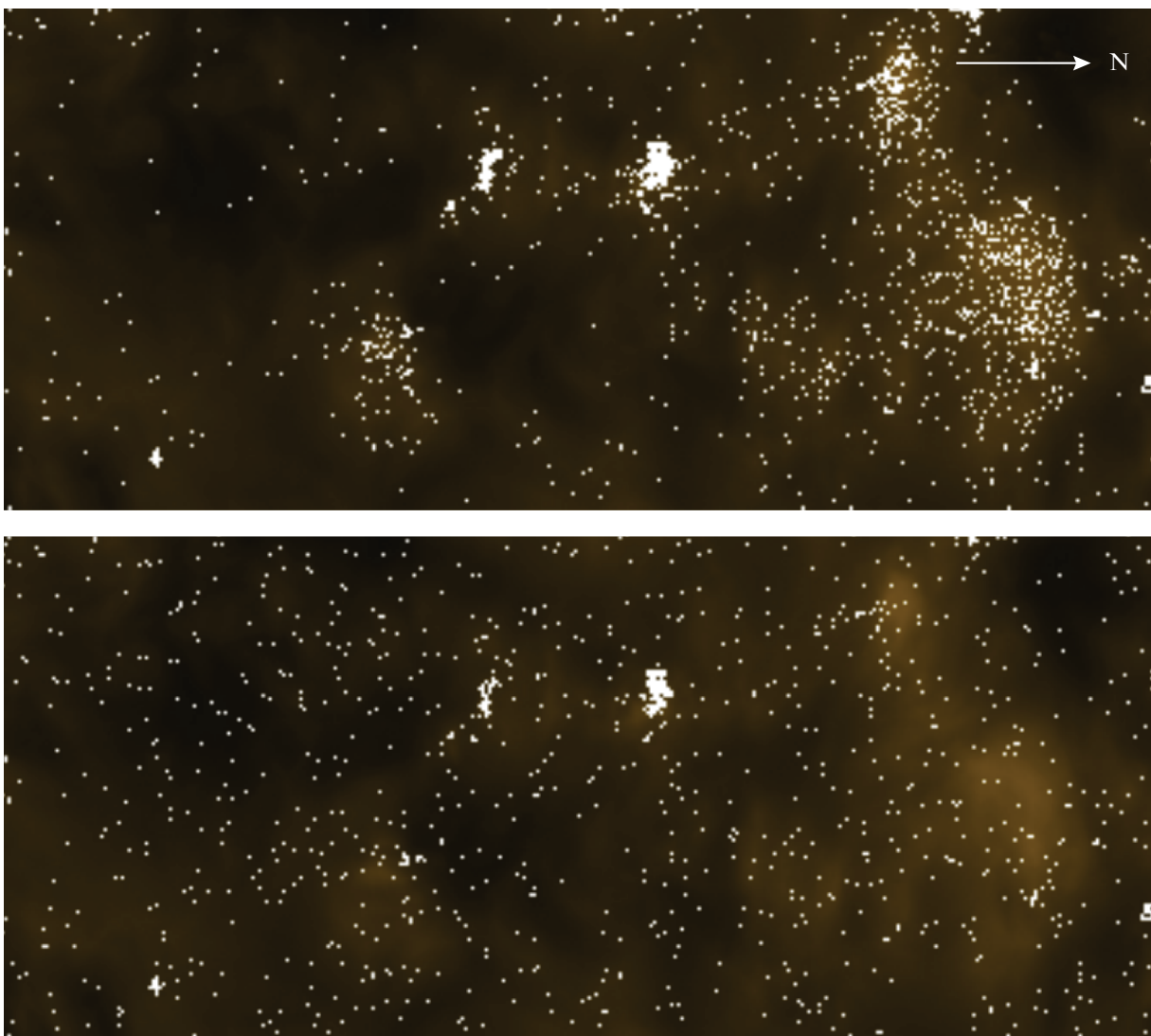
исследованном диапазоне значений, это не так. Соответствующее распределение должно искажаться при  $DI \gg \sigma$  за счет НВ, которые могут формировать значительно большие изменения сигнала, чем это возможно при полностью случайном процессе. Так как увидеть эту разницу в масштабе на рис. 4 невозможно, мы привели в табл. 1 точные значения, которые подтверждают это предположение. Для нормального распределения со средним  $\mu = 0$  и дисперсией  $\sigma$  вероятность формирования события за пределами уровня  $n\sigma$  составляет

$$p = 1 - \text{erf}(n/\sqrt{2}). \quad (3)$$

Так как мы изучаем только правую часть распределения (рис. 4), то эта величина должна быть дополнительно поделена на два. Определенное таким способом ожидаемое число событий (красная пунктирная линия на рис. 4) за пределами уровня

**Таблица 1.** Сравнение прогноза и фактического числа событий

Порог	Прогноз (нормальное распределение)	Факт	Доля событий (НВ), %
$2\sigma$	4 897 650	4 876 477	0
$3\sigma$	290 605	402 585	27
$4\sigma$	6820	31 060	78
$5\sigma$	64	6416	99
$6\sigma$	0	3079	100
$7\sigma$	0	1820	100



**Рис. 5.** Пространственное распределение НВ (приведен фрагмент полного изображения, обозначенный пунктиром на рис. 1). N — направление на северный полюс Солнца. Подложка — изображение короны в линии 171 Å (см. рис. 1). Верхняя панель — положение НВ, при их поиске по критерию  $>4\sigma$  для параметра  $\sigma$ , не зависящего от яркости короны. Нижняя панель — распределение на том же участке Солнца по тому же критерию, но для параметра  $\sigma$ , зависящего от яркости короны  $I$ .

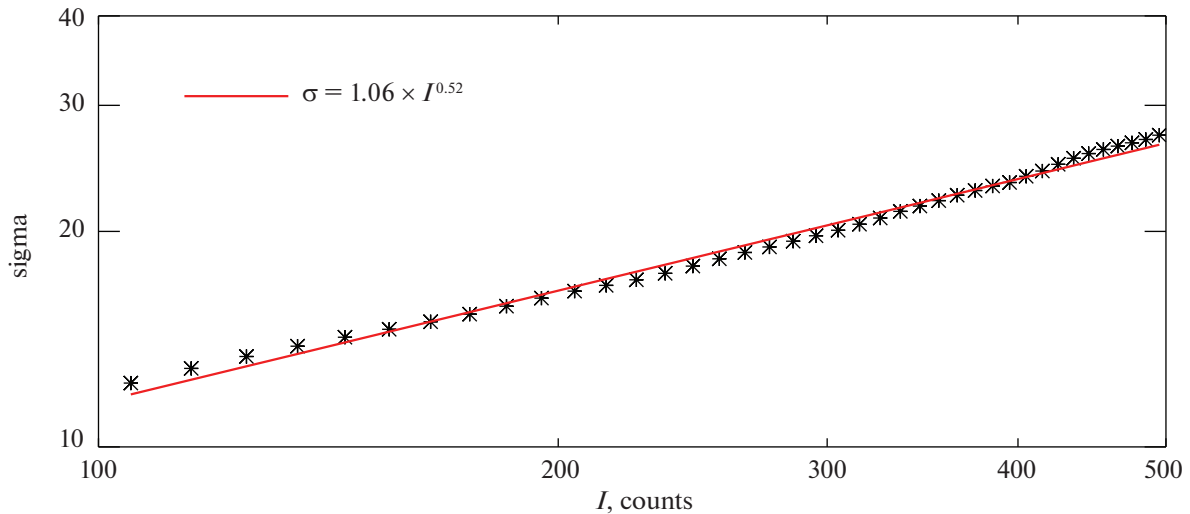
$DI = 3\sigma$  оказывается на треть меньше, чем фактически измеренное число событий (черная сплошная линия). Для  $DI > 4\sigma$  число фактически найденных событий почти в 5 раз превышает прогноз, а выше этого порога практически все обнаруженные события являются почти невозможными при нормальном распределении. Доля НВ определена в табл. 1 как (факт-прогноз)/факт.

Исходя из результатов, приведенных в табл. 1, мы предполагаем, что почти все всплески излучения, выделенные по критерию  $DI \geq 4\sigma$ , представляют собой реальные события энерговыделения (НВ) с относительно малым вкладом (около 20%) случайных изменений, вызванных фотонным шумом. На верхней панели рис. 3 приведены примеры

событий, выделенных по такому критерию. Далее найденные этим способом события изучались более подробно.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Пространственное распределение НВ, выделенных по критерию  $DI \geq 4\sigma$ , показано на верхней панели рис. 5. Чтобы показать мелкие детали, мы демонстрируем не всю область, а только ее увеличенный фрагмент. Положение фрагмента показано пунктиром на правой панели рис. 1. В качестве подложки приведено соответствующее изображение короны Солнца в линии 171 Å. Полученное распределение НВ чувствительно к



**Рис. 6.** Зависимость параметра  $\sigma$  от интенсивности излучения. Звездочками показаны экспериментальные значения. Сплошная линия — аппроксимация функцией  $\sigma = 1.06I^{0.52}$ .

светимости короны: НВ практически отсутствуют в темных участках и концентрируются в ярких областях. Такая корреляция является ожидаемой, так как источником энергии НВ является магнитное поле, а более яркие области короны, как правило, соответствуют областям с более сильным полем.

В то же время, так как в более ярких областях короны должен быть более сильный фотонный шум, а мы использовали постоянное значение  $\sigma$ , не зависящее от  $I$ , значительная доля НВ, найденных по такому критерию в областях с высокой светимостью, может быть артефактами.

Чтобы исключить такой эффект, мы исследовали зависимость дисперсии  $\sigma$  от сигнала  $I$ . Излучение  $I$  на изображениях в исследованный период находилось преимущественно в диапазоне от 100 до 500 отсчетов. Мы разделили этот интервал на 40 отрезков по 10 отсчетов и измерили  $\sigma$  отдельно для каждого отрезка. Результат, зависимость  $\sigma(I)$ , показан на рис. 6. Он может быть аппроксимирован формулой

$$\sigma = 1.06I^{0.52}. \tag{4}$$

Эту экспериментальную зависимость можно сравнить с теоретической, если считать, что шум имеет полностью фотонную природу. Согласно Бёрнеру и др. (2012), отсчеты в канале АІА 171 Å связаны с числом фотонов величиной  $G = 1.168$  отсчетов на фотон. Если это так, то дисперсия шума, определенного по отсчетам, должна быть связана с числом отсчетов формулой

$$\sigma = \sqrt{GI}^{0.50} \approx 1.08I^{0.50}, \tag{5}$$

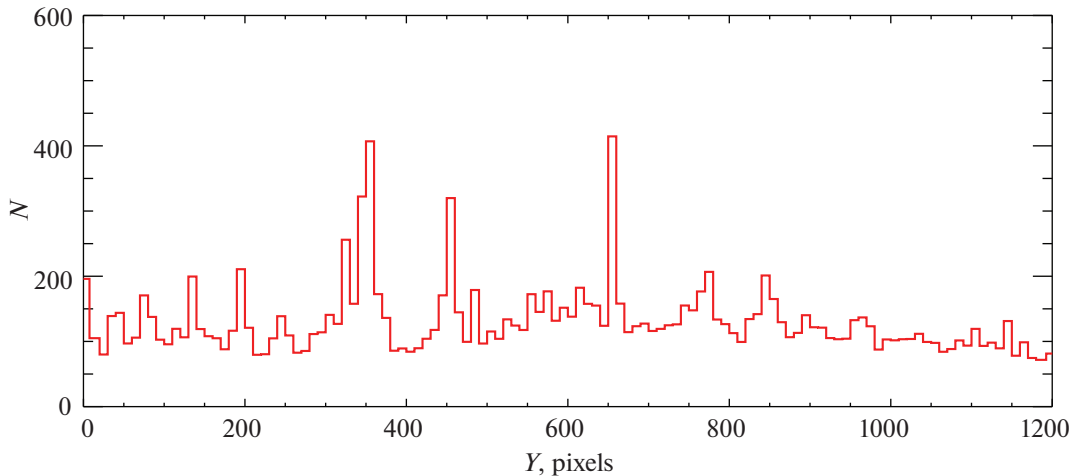
что находится в хорошем согласии с найденной экспериментальной зависимостью.

Число НВ, определяемое данным способом (с учетом зависимости  $\sigma(I)$ ), приведено в табл. 2.

Сравнение табл. 1 (результаты поиска НВ по критерию  $\sigma = \text{const}$ ) и табл. 2 (то же, но с учетом зависимости  $\sigma(I)$ ) показывает, что во втором случае число наиболее крупных НВ (в области  $DI \geq 5\sigma$ ) значительно уменьшается. В то же время существенно растет число НВ слабой интенсивности. Особенно заметными являются изменения в области  $2\sigma \leq DI < 3\sigma$ , где добавляется почти миллион событий. Наш метод, однако, позволяет оценить лишь долю НВ в этом диапазоне (15%), но не позволяет отличить отдельные события от шума. По этой причине для исследования пространственного распределения мы по-прежнему используем критерий  $DI \geq 4\sigma$ , т.е. диапазон, в котором НВ гарантированно доминируют над случайными процессами.

**Таблица 2.** Сравнение прогноза и фактического числа событий с учетом зависимости параметра  $\sigma$  от интенсивности сигнала

Порог	Прогноз (нормальное распределение)	Факт	Доля событий (НВ), %
$2\sigma$	4 897 650	5 829 143	15
$3\sigma$	290 605	499 136	41
$4\sigma$	6820	27 607	75
$5\sigma$	64	2473	97
$6\sigma$	0	795	100
$7\sigma$	0	422	100



**Рис. 7.** Распределение числа НВ вдоль оси  $Y$  — изображения для всего изученного фрагмента Солнца. Изменение  $Y$  от 0 до 1200 приблизительно соответствует изменению гелиографической широты от  $0^\circ$  до  $40^\circ$ .

Пространственное распределение НВ, полученное с учетом зависимости  $\sigma(I)$ , приведено на нижней панели рис. 5. Показан тот же участок Солнца, что и на верхней панели. Результаты демонстрируют, что распределение НВ, определенное таким (более корректным) способом, становится существенно более равномерным, чем при использовании  $\sigma = \text{const}$  (верхняя панель на рис. 5). Распределение НВ вдоль оси  $Y$  для полного изображения показано на рис. 7. Если не принимать во внимание две крупных концентрации НВ вблизи значений  $Y = 350$  и  $Y = 650$ , в распределении не наблюдается выраженной зависимости числа НВ от гелиошироты (вдоль горизонтального направления слева направо). Отметим, что для обычных вспышек такая зависимость, как правило, присутствует.

На верхней панели рис. 5 (случай  $\sigma = \text{const}$ ) наблюдается существенная зависимость концентрации НВ от интенсивности  $I$ : в более ярких областях концентрация НВ заметно выше. На нижней панели, с учетом  $\sigma(I)$ , этот эффект как будто бы отсутствует. Более детальный анализ, однако, показал, что это не совсем так: НВ чаще происходят в областях с более высокой яркостью, хотя эта зависимость и существенно менее выражена. Для соответствующего исследования мы ввели понятие темпа формирования НВ,  $P$ , который равен числу откликов на НВ в канале AIA 171 Å, формирующихся за 1 ч в одном пикселе изображения. Далее мы разделили диапазон  $I$  на равномерные интервалы с шагом 10 отсчетов и для каждого интервала рассчитали величину  $P$ . Полученная зависимость  $P(I)$  представлена на рис. 8. По нашим данным наиболее точно она может быть приближена формулой

$$\lg P = -2.27 + 0.00327I. \quad (6)$$

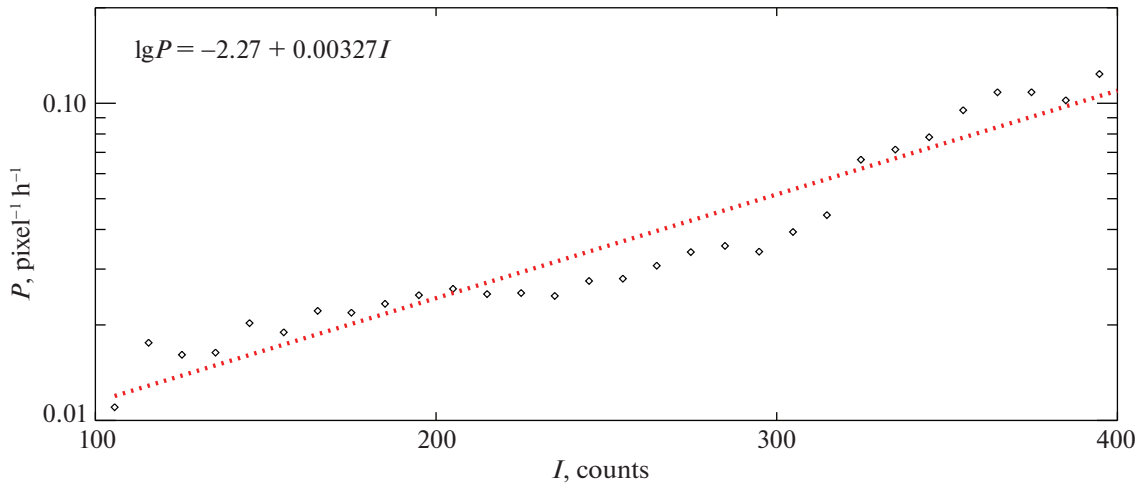
При увеличении  $I$  от 100 до 400 отсчетов вероятность формирования НВ увеличивается примерно в 10 раз. В областях спокойной короны с наиболее слабым сигналом происходит примерно одна НВ на пиксель изображения за 100 ч. В областях спокойной короны с высокой яркостью одна НВ происходит примерно раз в 10 ч.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Солнечные НВ представляют собой мелкомасштабные события, которые могут играть существенную роль в нагреве короны Солнца. Основным источником информации о НВ являются изображения, получаемые космическими телескопами в вакуумном УФ-диапазоне спектра ( $\sim 100\text{--}300$  Å). На этих кадрах НВ наблюдаются как мелкомасштабные всплески излучения с размером эмиссионных ядер от одного до нескольких пикселей. Полная энергия НВ зависит от формы их энергетического распределения, а также от темпа формирования. Экспериментальные измерения этих величин, однако, дают противоречивые результаты, что может быть связано с зависимостью характеристик НВ от гелиографической широты, силы магнитного поля и иных, пока не установленных, факторов.

В настоящей работе мы провели поиск НВ на серии из 300 изображений Солнца, полученных телескопом SDO/AIA в линии 171 Å в период низкой активности Солнца с 12:00 UT по 13:00 UT 20 мая 2019 г. Мы исследовали вариации излучения  $I$  в спокойной короне и показали, что они имеют преимущественно случайный характер и хорошо описываются нормальным распределением со средним значением  $\mu = 0$  и среднеквадратичным отклонением  $\sigma = 17.16$ . Экспериментальная





**Рис. 8.** Зависимость вероятности формирования НВ (событий на 1 пиксель за час) от интенсивности излучения  $I$ , измеряемой в отсчетах: ромбы — экспериментальные значения, пунктирная прямая — аппроксимация функцией  $\lg P = -2.27 + 0.00327I$ .

зависимость  $\sigma(I)$  почти точно совпала с теоретической зависимостью, полученной в предположении, что основной причиной вариации сигнала является фотонный шум. В то же время, начиная с порога  $\geq(2-3)\sigma$ , число зарегистрированных всплесков излучения начинает превышать их ожидаемое число для нормального распределения. Мы объясняем это тем, что, начиная с этого уровня, на случайный фотонный шум начинают накладываться физические явления, НВ, которые, скорее всего, имеют иное распределение — согласно общему мнению, степенное. Если последнее верно, то обнаруженные отклонения являются ожидаемыми, поскольку степенное распределение должно доминировать над экспоненциальным распределением при больших значениях сигнала. По нашим оценкам вклад НВ в изменения излучения становится доминирующим, начиная с  $DI > 4\sigma$ . Отметим, что конкретная форма спектра НВ не имеет значения для применения метода.

Полное число НВ выше этого порога в исследованный период составило  $(27\,607-6820) = 20\,787$  событий (табл. 2), что соответствует их среднему темпу формирования:

$$P \approx 0.029 \text{ пикс}^{-1} \text{ ч}^{-1} \approx 4.23 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (7)$$

Величина  $P$  по результатам нашего исследования не является постоянной, а зависит от яркости короны по формуле (6). Фактическое ее значение для спокойной короны меняется в диапазоне  $P \approx 0.01-0.1 \text{ пикс}^{-1} \text{ ч}^{-1}$ . Распределение НВ по гелиошироте в диапазоне от  $0^\circ$  до  $40^\circ$  оказалось приблизительно равномерным. Мы не нашли в нем максимума на широтах  $10^\circ-30^\circ$  (пояса активности), который

наблюдается в пространственных распределениях солнечных пятен и обычных вспышек.

Использованный нами метод поиска НВ может быть сведен к следующим основным шагам:

- для выбранного фрагмента солнечного диска формируется серия последовательных изображений  $I_i[x, y]$  в выбранном канале SDO с достаточной продолжительностью (мы использовали канал  $171 \text{ \AA}$  и продолжительность 1 ч);
- вычисляется разность  $DI_i[x, y] = I_{i+1}[x, y] - I_i[x, y]$  (см. также формулу 2); массив  $DI$  разбивается на интервалы  $[I, I + dI]$ ; для каждого интервала определяется стандартная девиация  $\sigma(I)$  — либо прямо, либо по экспериментальной формуле 4, либо по теоретической формуле 5;
- рассчитывается прогноз по числу событий для нормального распределения с заданной девиацией  $\sigma(I)$  (см. формулу 3);
- определяется порог, при котором фактическое число событий становится заметно больше прогноза (мы определили данный уровень как  $DI \geq 4\sigma(I)$ ); все события, для которых величина  $DI$  выше порога, классифицируются как вероятные НВ; данные события далее исследуются — изучаются их пространственное распределение и темп формирования (см. рис. 5 и 7).

Несколько авторов ранее исследовали достаточно большое количество НВ, чтобы можно было

определить средний темп их формирования. Крюкер и Бенз (1998) зарегистрировали 11 150 НВ в поле зрения  $7' \times 7'$  за интервал времени 42 мин, что соответствует темпу формирования  $P \approx 4.76 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Ульянов и др. (2019а) нашли 107 075 НВ в ходе четырех сеансов наблюдений с общей продолжительностью около 3 ч (см. табл. 2 в их работе). Средний темп формирования НВ, с учетом размера поля зрения, составил  $P \approx 6.14 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Пурхарт и Верониг (2022) определили средний поток энергии в диапазоне  $10^{24} - 10^{29}$  эрг, связанный с НВ, как  $W = 3.7 \times 10^4 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Средняя энергия одной НВ при найденном ими наклоне спектра,  $\alpha = 2.28$ , составляет  $E = 4.4 \times 10^{24}$  эрг, что соответствует частоте формирования  $P = W/E = 8.4 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Исходя из этого, мы можем сделать вывод, что наш метод дает значения  $P$ , сравнимые с результатами других авторов. Заметим, что все эти результаты на данный момент свидетельствуют о недостатке интегральной энергии НВ для обеспечения нагрева короны Солнца.

Насколько мы можем судить, ни один из перечисленных выше авторов не исследовал зависимость темпа формирования НВ от гелиографической широты и его связь со светимостью короны. Пурхарт и Верониг (2022) отмечали, что кластеры НВ формируются в областях с повышенной плотностью магнитного потока, но не установили математической связи между частотой НВ и напряженностью магнитного поля. Связь энерговыделения с магнитным полем обнаруживается также для иных мелкомасштабных процессов — микровспышек, горячих рентгеновских точек, бомб Эллермана (см., например, Рева и др., 2012; Рейд и др., 2016; Кириченко, Богачёв, 2017). Мы, однако, пока не готовы делать выводы, согласуются полученные результаты для НВ с результатами для иных объектов или нет.

Так как некоторые НВ могут иметь большую площадь и занимать несколько пикселей, обсуждаются различные методы объединения смежных событий в одно. Чаще всего рассматривают соседние 8 пикселей, хотя в некоторых работах, например, Крюкер, Бенз (1998), Пурхарт, Верониг (2022), изучались только 4 пикселя (примыкающие по горизонтали и вертикали). Если максимумы НВ разделены по времени на несколько минут и более, они считаются разными событиями, даже если произошли в соседних пикселях. Наш анализ показывает, что даже при наблюдении в течение часа смежные НВ являются редкими (рис. 5) и не влияют на общий вывод о частоте формирования и пространственном распределении НВ. По этой причине мы не усложняли нашу модель такими особенностями. В ряде случаев, например, при

построении энергетического распределения НВ в диапазоне  $10^{27} - 10^{29}$ , как в работе Пурхарт, Верониг (2022), учет площади совершенно необходим. Мы также не исследовали в настоящей работе вопрос о продолжительности НВ, поскольку это не требуется для определения их положения на диске нашим методом.

Мы полагаем, что результаты нашего исследования, особенно вывод о равномерном распределении НВ по гелиографической широте, благоприятны для теории нагрева короны нановспышками. Прежде всего, если НВ равномерно присутствуют в значительном диапазоне широт, их полная энергия, проинтегрированная по поверхности Солнца, будет выше, чем если бы они находились только в узких поясах активности. Кроме того, механизм нагрева короны по определению должен быть почти однородным в пространстве и протекать почти равномерно по времени. В противном случае можно было бы ожидать значительных изменений температуры короны, которые не наблюдаются. Вывод о зависимости темпа формирования НВ от интенсивности фонового излучения может быть полезен для уточнения механизма НВ, а также может частично объяснить противоречия в полученных ранее результатах разных авторов. Мы, однако, полагаем, что здесь требуется более подробное исследование. Также мы полагаем, что новые результаты могут быть получены при сравнении распределения НВ в северном и южном полушариях Солнца. В частности, представляет интерес вопрос о симметрии или асимметрии распределения, а также о его зависимости от фазы солнечного цикла. Такое исследование требует обработки намного больших объемов информации и выходит за рамки настоящей работы.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00879, <https://rscf.ru/project/22-22-00879/>.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ашванден и др. (M.J. Aschwanden, T.D. Tarbell, R.W. Nightingale, C.J. Schrijver, A. Title, C.C. Kankelborg, P. Martens, and H.P. Warren), *Astrophys. J.* **535**, 2 (2000).
2. Ашванден, Парнелл (M.J. Aschwanden and C.E. Parnell), *Astrophys. J.* **572**, 1048 (2002).
3. Бёрнер и др. (P. Boerner, C. Edwards, J. Lemen, A. Rausch, C. Schrijver, R. Shine, L. Shing, R. Stern, et al.), *Solar Phys.* **275**, 41 (2012).
4. Богачёв и др. (S.A. Bogachev, A.S. Ulyanov, A.S. Kirichenko, I.P. Loboda, and A.A. Reva), *Phys. Uspekhi* **63**, 8 (2020).

5. Ван Дорселер и др. (T. Van Doorsselaere, A.K. Srivastava, P. Antolin, N. Magyar, S. Vasheghani Farahani, H. Tian, D. Kolotkov, L. Ofman, M. Guo, I. Arregui, I. De Moortel, D. Pascoe), *Space Sci. Rev.* **216**, 8 (2020).
6. Де Понтъё и др. (B. De pontieu, S.W. Mcintosh, M. Carlsson, V.H. Hansteen, T.D. Tarbell, P. Boerner, J. Martinez-sykora, C.J. Schrijver, and A.M. Title), *Science* **331**, 55 (2011).
7. Завершинский и др. (D. Zavershinskii, D. Kolotkov, D. Riashchikov, and N. Molevich), *Solar Phys.* **296**, 96 (2021).
8. Кириченко, Богачёв (A.S. Kirichenko and S.A. Bogachev), *Solar Phys.* **292**, 120 (2017).
9. Климчук (James A. Klimchuk), *Solar Phys.* **234**, 1 (2006).
10. Колотков и др. (D.Y. Kolotkov, D.I. Zavershinskii, and V.M. Nakariakov), *Plasma Phys. Control. Fusion* **63**, 124008 (2021).
11. Крюкер, Бенз (S. Krucker and A.O. Benz), *Astrophys. J. Lett.* **501**, 2 (1998).
12. Леденцов (L. Ledentsov), *Solar Phys.* **296**, 74 (2021a).
13. Леденцов (L. Ledentsov), *Solar Phys.* **296**, 93 (2021b).
14. Леденцов (L. Ledentsov), *Solar Phys.* **296**, 117 (2021в).
15. Лемен и др. (J.R. Lemen, A.M. Title, D.J. Akin, P.F. Voerner, C. Chou, J.F. Drake, D.W. Duncan, C.G. Edwards, et al.), *Solar Phys.* **275**, 17 (2012).
16. Паркер (E.N. Parker), *Astrophys. J.* **330**, 474 (1988).
17. Парнелл, Джапп (C.E. Parnell and P.E. Jupp), *Astrophys. J.* **529**, 554 (2000).
18. Пурхарт, Верониг (S. Purkhart and A.M. Veronig), *Astron. Astrophys.* **661**, A149 (2022).
19. Рева и др. (A.A. Reva, S.V. Shestov, S.A. Bogachev, and S.V. Kuzin), *Solar Phys.* **276**, 97 (2012).
20. Рейд и др. (A. Reid, M. Mathioudakis, J.G. Doyle, E. Scullion, C.J. Nelson, V. Henriques, and T. Ray), *Astrophys. J.* **823**, 2 (2016).
21. Ульянов и др. (A.S. Ulyanov, S.A. Bogachev, and S.V. Kuzin), *Astron. Rep.* **54**, 948 (2010).
22. Ульянов А.С., Богачёв С.А., Рева А.А. и др., Письма в Астрон. журн. **45**, 290 (2019a) [A.S. Ulyanov, S.A. Bogachev, A.A. Reva, A.S. Kirichenko, and I.P. Loboda, *Astron. Lett.* **45**, 248 (2019a)].
23. Ульянов и др. (A.S. Ulyanov, S.A. Bogachev, I.P. Loboda, A.A. Reva, and A.S. Kirichenko), *Solar Phys.* **294**, 9 (2019б).
24. Хадсон (H.S. Hudson), *Solar Phys.* **133**, 357 (1991).
25. Шимизу, Тсунета (T. Shimizu and S. Tsuneta), *Astrophys. J.* **486**, 1045 (1997).

**ИСПРАВЛЕНИЕ К СТАТЬЕ**  
**И. С. Прошиной, А. В. Моисеева, О. К. Сильченко**  
**“Молодые звездообразующие комплексы**  
**в кольце S0 галактики NGC 4324”**  
**(том 48, № 3, стр. 153–166, 2022 г.)**

**DOI:** 10.31857/S0320010822090078

Стр. 159, правый столбец, 9 строка снизу:

напечатано “265”, следует читать “235”.

Стр. 160, левый столбец, 2 строка снизу:

напечатано “53 градуса”, следует читать “37 градусов”.

Стр. 163, левый столбец, 2 абзац, 3–4 строки:

напечатано “характерный размер сгустков равен 4” или 0.5 кпк”,

следует читать “характерное расстояние между центрами сгустков составляет  $\sim 0.67$  кпк”.

Стр. 163, левый столбец, 12 строка снизу:

напечатано “0.5 кпк”, следует читать “0.67 кпк”;

напечатано “= 16”, следует читать “ $\approx 22$ ”.