

Том 50, Номер 12

ISSN 0320-0108

Декабрь 2024



ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика



СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, номер 12, 2024

Поиск корреляций и исследование селективных эффектов при анализе выборки сверхновых, ассоциированных с гамма-всплесками

С. Белкин, А. С. Позаненко

737

Особенности пространственного распределения скоплений галактик

А. И. Рябинков, А. Д. Каминкер

763

Сильно переменные активные ядра галактик в обзоре неба СРГ/еРОЗИТА:

II. спектроскопическое отождествление источников с помощью российских телескопов

*Г. А. Хорунжев, С. Ю. Сазонов, П. С. Медведев, М. Р. Гильфанов, А. В. Додин,
А. В. Мусеев, И. А. Зазнобин, А. В. Москалева, Д. В. Опарин, М. А. Бурлак,
О. В. Возякова, М. В. Еселеевич, Р. А. Сюняев*

773

Поиск астрофизических транзиентов на предельных временных масштабах
и их классификация по данным обсерватории INTEGRAL

*Г. Ю. Мозгунов, А. С. Позаненко, П. Ю. Минаев, И. В. Человеков, С. А. Гребенев, А. Г. Демин,
А. В. Ридная, Д. С. Свинкин, Ю. Р. Темираев, Д. Д. Фредерикс*

783

850 источников СРГ/еРОЗИТЫ в плеядах

И. М. Хамитов, И. Ф. Бикмаев, М. Р. Гильфанов, Р. А. Сюняев, П. С. Медведев

814

Имеется ли аналог волны Рэдклиффа между рукавами Киля–Стрельца и Щита?

В. В. Бобылев

830

Улучшенная фотоионизационная модель для анализа спектров областей НII
с целью оценки распространенности первичного ^4He

О. А. Куричин, А. В. Иванчик

840

Данные обзоров FAST и MeerKAT как тест физики радиопульсаров

Ф. А. Князев, А. Ю. Истомин, В. С. Бескин

854

Научные задачи Лунной миллиметровой и субмиллиметровой обсерватории

*С. Ф. Лихачев, Т. И. Ларченкова, А. С. Андрианов, Е. О. Васильев,
Д. А. Литвинов, С. В. Пилипенко, А. Г. Рудницкий, М. А. Шуров*

862

ПОИСК КОРРЕЛЯЦИЙ И ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ АНАЛИЗЕ ВЫБОРКИ СВЕРХНОВЫХ, АССОЦИИРОВАННЫХ С ГАММА-ВСПЛЕСКАМИ

© 2024 г. С. Белкин^{1,2,*}, А. С. Позаненко^{1,3}

¹Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

²Школа физики и астрономии, Университет Монаш, Клейтон, Виктория, Австралия

³Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 12.12.2024 г.

После доработки 20.01.2025 г.; принята к публикации 21.01.2025 г.

Приведена наиболее полная на сегодняшний день выборка сверхновых, ассоциированных с гамма-всплесками (СН-ГРБ), для которых были найдены время максимума кривой блеска сверхновой и абсолютная звездная величина во время максимума. Выборка содержит 44 сверхновых. Проведен поиск корреляций между параметрами максимума блеска СН-ГРБ в полосе спектрального фильтра V (абсолютная звездная величина в фильтре V в системе отсчета источника M_V) и временем максимума T_{\max} в фильтре V в системе отсчета источника, а также между ними и параметрами собственного гамма-излучения гамма-всплеска ($T_{90,i}$, E_{iso} , $E_{p,i}$). Статистически достоверно подтвердить какие-либо корреляции между любыми парами параметров нельзя. В распределении $M_V - \log_{10}(E_{\text{iso}})$ наблюдается разделение на две группы. Возможно, эти две группы соответствуют существенно разным начальным параметрам сверхновой, являющейся прародителем длинных гамма-всплесков. Обсуждаются селективные эффекты, влияющие на возможность детектирования СН-ГРБ и на возможное наличие корреляций.

Ключевые слова: транзиенты, гамма-всплески, сверхновые, оптические наблюдения, селективные эффекты.

DOI: 10.31857/S0320010824120016, EDN: LGRUFD

1. ВВЕДЕНИЕ

Космические гамма-всплески (ГРБ), впервые обнаруженные в 1967 г., считаются самыми мощными катастрофическими событиями во Вселенной. В результате наблюдений было установлено, что они связаны, как минимум, с двумя явлениями. Короткие гамма-всплески были предсказаны как результат слияния двойных нейтронных звезд (Блинников и др., 1984; Пачиньский, 1986). Действительно, были зарегистрированы короткие гамма-всплески GRB 170817 (Аббott и др., 2017; Голдштейн и др., 2017) и GRB 190425 (Позаненко, и др., 2020) от гравитационно-волновых источников, связанных со слиянием двойных нейтронных звезд GW170817 (Аббот и др., 2017) и GW190425 (Аббот и др., 2020) соответственно. С другой стороны, длинные ГРБ, которые находились под подозрением в связи со сверхновыми (см., например, Вусли, 1993; Пачиньский, 1998), подтверждены наблюдениями сверхновых (СН) типа Ic, ассоциированных с длинными гамма-всплесками. Спектры таких сверхновых содержат широкие линии и не показывают никаких признаков водорода или гелия. В настоящей работе рассматриваются гамма-всплески, ассоциированные со сверхновыми (СН-ГРБ). Связь между гамма-всплесками и сверхновыми впервые бы-

ла установлена для GRB 980425 и SN 1998bw, которые совпали как во времени, так и в положении на небе, а также по красному смещению (Галама и др., 1998; Ивамото и др., 1998; Кулкарни и др., 1998). Очень интенсивное событие GRB 030329, связанное со SN 2003dh (Хьорт и др., 2003; Станек и др., 2003; Мэтисон и др., 2003), стало одним из следующих драматичных подтверждений связи между гамма-всплесками и сверхновыми. Эта сверхновая также была классифицирована как тип Ic.

С момента открытия гамма-всплесков было обнаружено более 13 000¹, из которых всего около 44 подтверждены как связанные со сверхновыми с помощью фотометрических наблюдений, и 29 из них также подтверждены спектроскопически (см., например, Белкин и др., 2021, 2024). Эти данные составляют лишь малую долю от общего числа гамма-всплесков, подчеркивая критическую важность детальных наблюдений каждого ГРБ с потенциальным наличием сверхновой. Процесс таких наблюдений охватывает множество этапов от планирования до моделирования кривой блеска, каждый из которых добавляет неопределенности в окончательные параметры сверхновой (Белкин и Позаненко, 2022). Существуют также селективные эффекты, затрудняющие обнаруже-

*Электронный адрес: sergey.belkin@monash.edu

¹<https://ipn3.ssl.berkeley.edu/masterli.txt>

ние сверхновых по фотометрическим кривым блеска гамма-всплесков.

В работе приводится методика выделения кривой блеска СН из наблюдательных данных. Затем приведена выборка СН, ассоциированных с гамма-всплесками и методика поиска параметров СН (абсолютная звездная величина M_V во время максимума в кривой блеска СН T_{\max}). Приведены значения этих, а также параметров излучения в активной фазе гамма-всплеска (собственного излучения). Проведен поиск взаимных корреляций между параметрами максимума СН-ГРБ (M_V, T_{\max}), а также между ними и параметрами собственного гамма-излучения ГРБ ($T_{90,i}, E_{\text{iso}}, E_{p,i}$). Приводится возможное объяснение вида распределения $M_V - T_{\max}$, а также анализ разделения распределения $M_V - \log_{10}(E_{\text{iso}})$ на две группы. Рассматриваются селективные эффекты, возникающие при организации оптических наблюдений послесвечений гамма-всплесков для поиска сверхновых, последующей обработке наблюдательных данных и описании СН-ГРБ как класса явлений.

2. ВЫДЕЛЕНИЕ КРИВОЙ БЛЕСКА СН-ГРБ

Исследование сверхновой, ассоциированной с гамма-всплеском, начинается с регистрации гамма-всплеска, которая осуществляется с помощью инструментов, расположенных на космических обсерваториях (пр. Свифт, Ферми, ИНТЕГРАЛ), в рентгеновских и гамма-лучах. После обнаружения сигнала определяются начальные координаты локализации источника, которые могут быть уточнены далее. Затем они передаются на Землю, что позволяет организовать наблюдения на наземных обсерваториях. Наблюдения стараются организовать так, чтобы обеспечить квазинепрерывное покрытие кривой блеска, что критически важно для точности анализа данных. Длительные наблюдения позволяют построить полную оптическую кривую блеска длинного гамма-всплеска, схематическое изображение которой можно найти, например, в работе Позаненко и др. (2021а), что также показано на рис. 1. Можно выделить четыре последовательно чередующиеся фазы в кривой блеска длинного гамма-всплеска:

- активная фаза,
- послесвечение,
- сверхновая,
- родительская галактика.

Обычно между моментом регистрации гамма-всплеска и началом наблюдений возникает задержка, обусловленная необходимостью точной локализации источника ГРБ с помощью рентгеновских телескопов (до нескольких угловых секунд) и более медленной реакцией наземных оптических инструментов. Эта

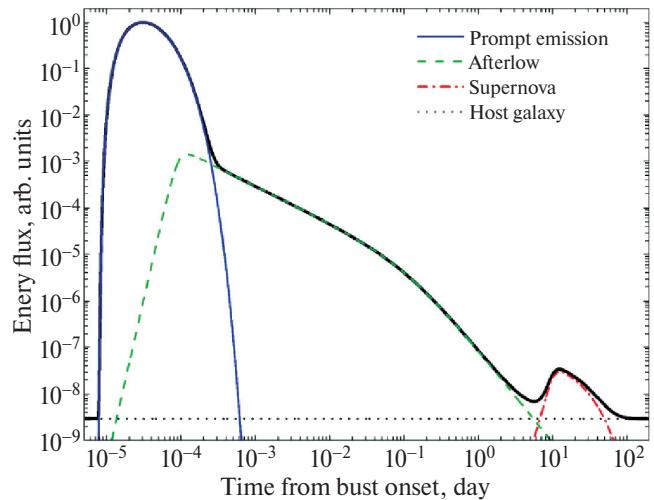


Рис. 1. Схематическая кривая блеска стадий эволюции оптической компоненты длинного гамма-всплеска. Плотность потока по вертикальной оси указана в произвольных единицах. Время появления сверхновой (или килоновой) может отличаться на порядок в зависимости от красного смещения источника.

задержка делает редким наблюдение активной фазы излучения в оптическом диапазоне, когда происходит основное выделение энергии.

После завершения работы центрального источника начинается фаза послесвечения, часто самая длительная, в которой затухание потока обычно описывается степенным законом, иногда с изломом. Диапазон звездных величин, в котором регистрируется и наблюдается послесвечение достаточной большой: например, через 0.1 сут после регистрации гамма-всплеска блеск послесвечения может варьироваться на 13 звездных величин (см., например, Канн и др., 2006; Кано и др., 2010, 2011; Дайнотти и др., 2024). Несмотря на различия в деталях, все послесвечения демонстрируют схожую степенную динамику затухания. Однако эта закономерность может нарушаться вспышками, изменениями структуры излучения или внезапными яркими событиями, такими как сверхновые или килоновые.

Примерно через 7–30 дней после регистрации гамма-всплеска, на фоне степенного затухания послесвечения может наблюдаться заметный избыток излучения, указывающий на начало фазы сверхновой. Эта фаза проявляется как продолжительная вспышка, превышающая уровень излучения от затухающего послесвечения и родительской галактики. Излучение сверхновой, возникающее значительно после окончания активности центральной машины и без дополнительных источников энергии, зависит от количества радиоактивного ^{56}Ni , синтезированного во время взрыва, и активности возможного звездного остатка (см., например, Кано и др., 2017а, б). Однако это излучение обычно слишком слабо для обнаружения на больших космологических расстояниях.

По мере затухания источника общий поток от сверхновой и послесвечения уменьшается до уровня светимости родительской галактики, что представляет собой последнюю наблюдаемую fazу на оптической кривой блеска гамма-всплеска. Наблюдения родительской галактики в нескольких фильтрах позволяют оценить поглощение, что необходимо для точного определения параметров СН-ГРБ (см., например, Канн и др., 2018).

Изложенное демонстрирует, что за пределами начальной фазы излучения общий поток источника является суперпозицией вкладов от послесвечения, сверхновой и родительской галактики. Тщательное вычитание этих вкладов и учет поглощения в Млечном Пути и родительской галактике (Шлафлай и Финкбайннер, 2011) позволяют точно выделить кривую блеска СН-ГРБ, что важно для оценки ее параметров.

Эта процедура необходима для построения кривой блеска СН-ГРБ. Качество наблюдений и другие факторы вносят неопределенность в результаты. Селективные эффекты могут препятствовать обнаружению сверхновой в кривой блеска гамма-всплеска или делать это обнаружение статистически незначимым, что ограничивает расширение выборки СН-ГРБ. Поэтому увеличение числа подтвержденных СН-ГРБ имеет критическое значение, так как позволяет углубить понимание свойств и закономерностей этой категории, проводить статистический анализ и проверять теории их происхождения и механизмов.

Оценка параметров максимума кривой блеска СН-ГРБ напрямую зависит от качества наблюдательной кампании. Звездная величина (или плотность потока) всегда подвержена неопределенностям, связанным с расчетом неоднородного фона и другими факторами. Эти неопределенности приводят к тому, что каждая точка на кривой блеска имеет погрешности. Более четкое изображение источника приводит к меньшим ошибкам и более точной аппроксимации кривой блеска. Следовательно, начальная стадия наблюдений и обработки изображений критически важна для точности оценок параметров сверхновой.

После первичной обработки можно строить кривую блеска, которая представляет собой суперпозицию вкладов от послесвечения, сверхновой и родительской галактики. Аналитическая функция, описывающая каждую из этих компонент отдельно, а также всю кривую блеска гамма-всплеска со сверхновой в оптическом диапазоне в конкретном фотометрическом фильтре вне активной фазы и без учета джет-брейка, имеет следующий вид:

$$F_v^{OT}(t) = F_v^{AG}(t) + F_v^{SN}(t) + F_v^{host}, \quad (1)$$

$$F_v^{OT}(t) = at^{-b} + A \frac{\exp(-(t-t_0)/\tau_{fall})}{1 + \exp(-(t-t_0)/\tau_{rise})} + F_v^{host}. \quad (2)$$

Здесь $F_v^{OT}(t)$ представляет собой общий поток, наблюдаемый от источника. Первый член справа учитывает степенное затухание послесвечения без изменения наклона. Последний член справа представляет постоянный вклад от родительской галактики. Центральный член справа направлен на аппроксимацию кривой блеска самой сверхновой и представлен функцией Базина (Базин и др., 2011) с экспоненциальным ростом и убыванием сверхновой, где A – нормировка, τ_{fall} и τ_{rise} определяют соответственно времена падения и роста сверхновой, а t_0 связано со временем максимума СН-ГРБ по формуле $t_{\max} = t_0 + \tau_{rise} \ln(\tau_{fall}/\tau_{rise} - 1)$. Эта формула является эмпирической. Однако использование экспоненциальных функций было продиктовано наблюдательными данными, указывающими на то, что СН-ГРБ, по крайней мере частично, подпитываются радиоактивным нагревом (Фрайер и др., 2007). Этот метод широко используется в литературе как для извлечения кривой блеска СН-ГРБ, так и для построения болометрической кривой блеска и определения параметров ее максимума (см., например, Зэх и др., 2004; Той и др., 2016; Кано и др., 2011, 2014; Белкин и др., 2024).

Качество аппроксимации зависит как минимум от трех факторов. Во-первых, от количества фотометрических точек, которое, в свою очередь, зависит от количества проведенных наблюдений. Чем их больше, тем больше точек на кривой блеска и тем более однозначно будет определена вышеупомянутая функция. Во-вторых, качество фотометрических точек зависит от качества наблюдений. Если источник едва выделяется на изображении, то его величина будет измерена с большими ошибками, что приведет к таким же большим ошибкам в параметрах функции, с помощью которой мы аппроксимируем кривую блеска. В результате аппроксимация будет определена неоднозначно. Третий, не менее важный фактор – это плотность фотометрических точек и их распределение по кривой блеска. Для успешной аппроксимации общей кривой блеска ГРБ-СН необходимо покрыть все ее стадии. Наблюдения послесвечения важны, так как они позволяют более корректно вычесть вклад данной стадии при построении кривой блеска сверхновой. Кроме того, необходимо учитывать возможный джет-брейк, который связан с геометрическим эффектом коллимации джета и приводит к изменению наклона в фазе послесвечения, когда поток начинает убывать более круто. Более того, в фазе послесвечения могут возникать неоднородности (см., например, Мазаева и др., 2018), которые представляют собой отклонения от степенного затухания послесвечения. Также необходимы наблюдения родительской галактики, чтобы вычесть ее вклад из общей кривой блеска. Кроме того, многоцветные наблюдения родительской галактики позволяют моделировать спектральное распределение энергии и оценить поглощение в родительской галактике, что также позволяет

скорректировать кривую блеска сверхновой. В итоге наблюдения за сверхновой должны проводиться во время фаз роста и убывания, а также максимума купола. Без этого описание кривой блеска сверхновой будет довольно сложным, и полученные параметры сверхновой могут иметь большие неопределенности. Таким образом, точность феноменологического моделирования кривой блеска гамма-всплеска со сверхновой, за которым следует определение ее параметров, напрямую зависит от точности и корректности проведенной наблюдательной кампании.

Качество аппроксимации кривой блеска СН-ГРБ зависит от нескольких факторов. Во-первых, от количества фотометрических точек, которое определяется числом проведенных наблюдений: больше точек обеспечивают более точное определение функции аппроксимации. Во-вторых, качество этих точек важно, так как плохо выделенные источники ведут к большим ошибкам в аппроксимации. Третьим фактором является плотность и распределение точек по кривой блеска. Для успешной аппроксимации общей кривой блеска ГРБ-СН необходимо покрыть все ее стадии. Наблюдения послесвечение важны, так как они позволяют более корректно вычесть вклад данной стадии при построении кривой блеска сверхновой. Кроме того, необходимо учитывать возможный джет-брейк, который связан с геометрическим эффектом коллимации джета и приводит к изменению наклона в фазе послесвечения, когда поток начинает убывать более круто, и возникают неоднородности в фазе послесвечения, которые могут нарушать степенное затухание (Мазаева и др., 2018). Также необходимы наблюдения родительской галактики, чтобы вычесть ее вклад из общей кривой блеска. Многоцветные наблюдения родительской галактики позволяют моделировать спектральное распределение энергии и оценить поглощение в родительской галактике, что также позволяет скорректировать кривую блеска сверхновой. Наблюдения сверхновой должны охватывать фазы роста, убывания и максимума купола сверхновой, чтобы минимизировать ошибки в оценках параметров. Точность моделирования кривой блеска гамма-всплеска и определение параметров сверхновой напрямую зависят от точности и корректности проведенной наблюдательной кампании.

Чтобы минимизировать ошибки в аппроксимации кривой блеска, необходимо проводить квазинепрерывные наблюдения за источником с адекватной подстройкой экспозиции. Это позволит улучшить качество астрономических изображений и точнее определить величину источника. Такой подход снижает вариации в аппроксимации и ошибки в оценке параметров сверхновой, что важно для расширения выборки СН-ГРБ.

3. $M_V - T_{\max}$ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СН-ГРБ

В данном разделе описывается выборка сверхновых, ассоциированных с гамма-всплесками: ее сбор, обработка и оценка параметров максимума СН-ГРБ. Анализируется распределение $M_V - T_{\max}$ и исследуются корреляции между параметрами максимума СН-ГРБ в оптическом диапазоне и параметрами собственного излучения, оцененными по ранним гамма-наблюдениям.

3.1. Выборка сверхновых с гамма-всплесками

В настоящей работе приводится выборка из 44 сверхновых, ассоциированных с гамма-всплесками. Отбор объектов проводился таким образом, чтобы создать максимально полную выборку СН-ГРБ. Из этих соображений фокусом были такие параметры СН-ГРБ, как абсолютная звездная величина в максимуме и время максимума относительно момента регистрации ГРБ в системе отсчета источника. В отличие от разного рода моделирования с целью извлечения физических параметров сверхновой, ассоциированной с гамма-всплеском (см., например, Вольнова и др., 2017), эти параметры являются наименее требовательными к наблюдательным данным и могут быть оценены по всего лишь нескольким фотометрическим точкам (~3–4) в области максимума СН-ГРБ (см., например, Белкин и др., 2021). Как следствие, данный подход может позволить объединить в одну выборку наибольшее число обнаруженных на сегодняшний день сверхновых, ассоциированных с гамма-всплесками, для их систематического анализа и поиска корреляций.

В настоящей работе представлена выборка из 44 сверхновых, ассоциированных с гамма-всплесками. Отбор проводился с целью создания максимально полной выборки СН-ГРБ, с фокусом на абсолютной звездной величине в максимуме и времени максимума относительно момента регистрации ГРБ в системе отсчета источника. Эти параметры наименее требовательные к количеству данных – всего несколько фотометрических точек (~3–4) в области максимума СН-ГРБ (см., например, Белкин и др., 2021). Этот подход, в отличие от более сложного моделирования для извлечения физических параметров (Вольнова и др., 2017), позволяет объединить значительное количество данных для систематического анализа сверхновых, ассоциированных с гамма-всплесками, и поиска корреляций.

Выборка СН-ГРБ строилась как на собственных наблюдениях с использованием телескопов, входящих в сеть IKI GRB-FuN (Вольнова и др., 2021), так и на результатах, опубликованных в литературе. Ссылки по каждому СН-ГРБ приведены в табл. 3. Из общих комментариев можно отметить, что одной из последних работ, где проводился систематический анализ совокупности СН-ГРБ и где были представлены параметры мак-

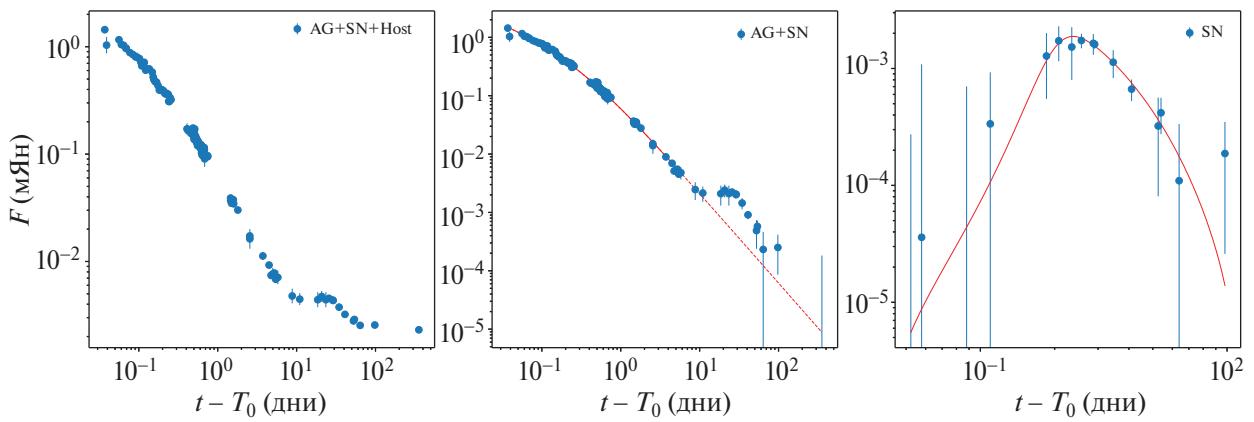


Рис. 2. Пример выделения кривой блеска сверхновой, ассоциированной с гамма-всплеском GRB 090618 в R -фильтре оптического диапазона (Кано и др., 2014). Левый рисунок: общий поток, регистрируемый от источника СН-ГРБ, является суперпозицией вкладов послесвечение (AG), сверхновой (SN) и родительской галактики (Host) после учета поглощения родительской галактики и Млечного Пути. Центральный рисунок: кривая блеска после вычитания вклада родительской галактики. Вычитание может быть как шаблонных изображений без транзента, так и математически. На этом этапе стадия послесвечения аппроксимируется степенной функцией либо степенной функцией с изломом для определения эволюции потока послесвечения во времени. Правый рисунок: после определения модели послесвечения она вычитается из наблюдений, оставляя только поток от сверхновой.

симума СН-ГРБ, была работа Кано и др., 2017б. Из нее было взято 9 гамма-всплесков: GRB 980425, GRB 030329, GRB 031203, GRB 050525A, GRB 060218, GRB 090618, GRB 100316D, GRB 120422A и GRB 130702A. Сверхновые, ассоциированные с данными гамма-всплесками, наблюдались наиболее активно, что позволило получить детальные многоцветные кривые блеска. Однако для наших целей поиска и исследования корреляций необходимо использование наибольшего количества СН-ГРБ, такие только были обнаружены и подтверждены.

Помимо статистически значимых и многоцветных кривых блеска СН-ГРБ, а также тех, которые наблюдались лишь в одном фильтре, существует группа СН-ГРБ, предложенных, но не подтвержденных. Примером таких случаев являются GRB 000911, GRB 991208, GRB 020405, GRB 050416, GRB 100418A, GRB 101225A, где отклонения от степенного затухания послесвечения были замечены лишь на одной фотометрической точке. Например, в случае с GRB 100418A гипотеза о присутствии сверхновой в кривой блеска была выдвинута в одной работе (де Угарте Постиго и др., 2018), в то время как другие исследования (Маршалл и др., 2011; Цзя и др., 2012; Нинно и др., 2012) этого не подтвердили. Доводы в пользу сверхновой строились на отклонении одной точки от послесвечения, что не является значимым доказательством присутствия СН. То есть сверхновая действительно могла быть в кривой блеска гамма-всплеска GRB 100418A, однако статистически подтвердить этого мы не можем. Факт необнаружения яркой сверхновой, ассоциированной с GRB 100418A, может быть связан с селективным эффектом яркой родительской галактики (см. п. 4.3). Эти СН-ГРБ,

несмотря на включение в общие выборки (см., например, Кано и др., 2017б; Аймуратов и др., 2023), не представлены в настоящей работе (табл. 3) из-за недостатка данных для подтверждения сверхновых в их кривых блеска.

Методика определения параметров максимума СН-ГРБ включает стандартные процедуры, примененные к каждому СН-ГРБ в выборке. Как описано в разделе 2, это включает аппроксимацию послесвечения степенным или степенным законом с изломом, определение постоянного вклада родительской галактики и выделение чистой кривой блеска для каждой сверхновой, ассоциированной с гамма-всплеском. Детали процедуры иллюстрируются на рис. 2.

Включение как можно большего числа СН-ГРБ в выборку потребовало работы с ограниченными данными. За все время наблюдения сверхновых, ассоциированных с гамма-всплесками, лишь единицы наблюдались в нескольких фотометрических фильтрах, что позволяло строить болометрические или квазиболометрические кривые блеска (см., например, Вольнова и др., 2017). Поэтому для увеличения выборки и унификации анализа всех СН-ГРБ, вошедших в выборку, было принято решение считать параметры максимума СН-ГРБ в том фильтре, центральная длина волны которого максимально приближена к фильтру V в системе отсчета источника, для вычисления абсолютной звездной величины в максимуме кривой блеска СН-ГРБ. На данном этапе происходит разделение СН-ГРБ на те, у которых такие фильтры есть, и те, у которых нет. Это является одним из двух признаков, которые учитываются при выделении так называемой золотой выборки СН-ГРБ. Схожее деление было использовано в ранних работах по систематиче-

скому анализу СН-ГРБ как класса явлений (см., например, Ван и Уилер, 1998; Зэх и др., 2004; Номото и др., 2006; Бошняк и др., 2006; Биссальди и др., 2007; Делла Валле и др., 2011; Моджаз и др., 2011; Хорт и Блум, 2012; Кано, 2013; Кано и др., 2017б; Ли и др., 2023). Другим требованием для включения СН-ГРБ в “золотую” выборку является подтверждение наличия сверхновой у данного гамма-всплеска в результате спектроскопических наблюдений. На сегодняшний день таких СН-ГРБ насчитывается порядка 29 штук (см. табл. 3). Как итог, с учетом этих двух факторов набирается 19 “золотых” СН-ГРБ.

После определения того, какая кривая блеска СН-ГРБ в каком фильтре нас интересует и после вычитания вклада послесвечение и родительской галактики из общей кривой блеска вместе с учетом поглощения в Млечном пути и родительской галактике, строится кривая блеска только для СН-ГРБ, из которой извлекаются параметры ее максимума. В зависимости от размера и качества наблюдательных данных можно использовать разные аналитические функции для аппроксимации кривой блеска. При наличии множества точек часто используется функция Базина (см. формулу (2), Базин и др., 2011), которая представляет из себя гладкую функцию с экспоненциальными ростом и спадом. Несмотря на то, что экспоненциальные рост и спад имеют под собой физическую природу, сама функция является эмпирической и каких-либо физических параметров сверхновой из нее извлечь нельзя. Также при ее использовании нужно быть внимательным к тому, как описываются “хвосты” сверхновой, так как чем дальше от максимума отходит аппроксимация, тем сильнее она может отличаться от реальной временной эволюции потока, регистрируемого от сверхновой. Для нашей задачи это не является ключевым моментом, так как нас интересует положение максимума СН-ГРБ. Если же наблюдательные данные весьма ограничены и не позволяют однозначно аппроксимировать их функцией Базина, тогда могут быть использованы другие аналитические функции, такие как полином четвертой степени, логнормальное распределение или парабола. В работе Белкин и др. (2021) было показано, что при определении положения максимума и совершенно игнорируя описание “хвостов” СН-ГРБ, все эти функции дают одинаково точный результат. Данный подход использовался в анализе кривых блеска, когда речь заходила о единицах фотометрических точек на кривой блеска СН-ГРБ. Другим подходом к определению положения максимума СН-ГРБ является вписывание “эталонной” кривой блеска сверхновой SN 1998bw, ассоциированной с GRB 980425, в кривую блеска исследуемого СН-ГРБ путем смещения и масштабирования кривой блеска SN 1998bw из-за ее детальной проработки (см., например, Зэх и др., 2004; Станек и др., 2005; Ферреро и др., 2006; Тёне и др., 2011; Кано

и др., 2011, 2013, 2014а, б, 2015; Сюй и др., 2013; Той и др., 2016; Канн и др., 2019; Шринивасарагаван и др., 2024). Однако в работе Белкин и Позаненко (2022) было показано, что ширина на уровне 68% от максимума практически всех СН-ГРБ, как и сами кривые блеска, являются уникальными. В настоящей работе параметры СН-ГРБ извлекались путем рассмотрения каждой из них индивидуально. Результаты данного подхода представлены в табл. 3.

Это позволило построить распределения параметров максимума сверхновых, ассоциированных с гамма-всплесками, и провести их феноменологический анализ с целью поиска корреляций между параметрами и объяснения наблюдаемых зависимостей.

3.2. Распределения СН-ГРБ

В результате обработки наблюдений, включая выделение кривой блеска сверхновой, ассоциированной с гамма-всплеском, была создана выборка из 44 гамма-всплесков. Для всех этих событий признаки сверхновой были подтверждены спектроскопическими и/или фотометрическими наблюдениями. Несмотря на разнообразие источников данных, статистический анализ, включая однофакторный анализ дисперсии (ANOVA) для M_V (0.318, вероятность 0.729) и тест Краскела-Уоллиса для T_{\max} (0.450, вероятность 0.799), не выявил значимых различий между группами. Эти результаты свидетельствуют о том, что различные методы сбора и обработки данных не влияют на ключевые параметры, обеспечивая объективность и надежность наших выводов.

На рис. 3 показана зависимость абсолютной звездной величины максимума СН-ГРБ в фильтре V M_V от времени максимума относительно момента обнаружения гамма-всплеска в системе отсчета источника T_{\max} . “Золотая” выборка включает те сверхновые с гамма-всплесками, для которых было получено спектроскопическое подтверждение и проведены наблюдения сверхновой в фильтре, соответствующем V -фильтру в системе отсчета источника. Эта классификация несколько отличается от “присвоения значимости”, описанной в литературе (см., например, Зэх и др., 2004; Хорт и Блум, 2012), и является проявлением селективных эффектов, связанных с наблюдениями, и никакой подлежащей физики под данным разделением нет. То есть выделение СН-ГРБ связано с рядом критерий, описанных выше, для оценки надежности результата, полученного на полной выборке СН-ГРБ или только на “золотой”. Это подтверждается результатами статистического теста Колмогорова–Смирнова, представленными в табл. 1. Для M_V , T_{\max} , $T_{90,i}$ не существует статистически значимых различий в распределении между “золотой” выборкой и “обычной”. Для E_{iso} кажется, что разделение существует и оно значимое (КС тест: 0.518, вероятность: 0.002), однако данное разделение скорее связано с селектив-

Таблица 1. Результаты теста Колмогорова–Смирнова для “золотой” и обычной подгруппы выборки СН-ГРБ (вероятность указана в скобках)

M_V	T_{\max} , дни	$T_{90,i}$, с	$E_{\text{iso}} 10^{51}$, эрг	$E_{p,i}$, кэВ	Красное смещение
0.167 (0.835)	0.167 (0.835)	0.167 (0.835)	0.518 (0.002)	0.465 (0.008)	0.551 (0.001)

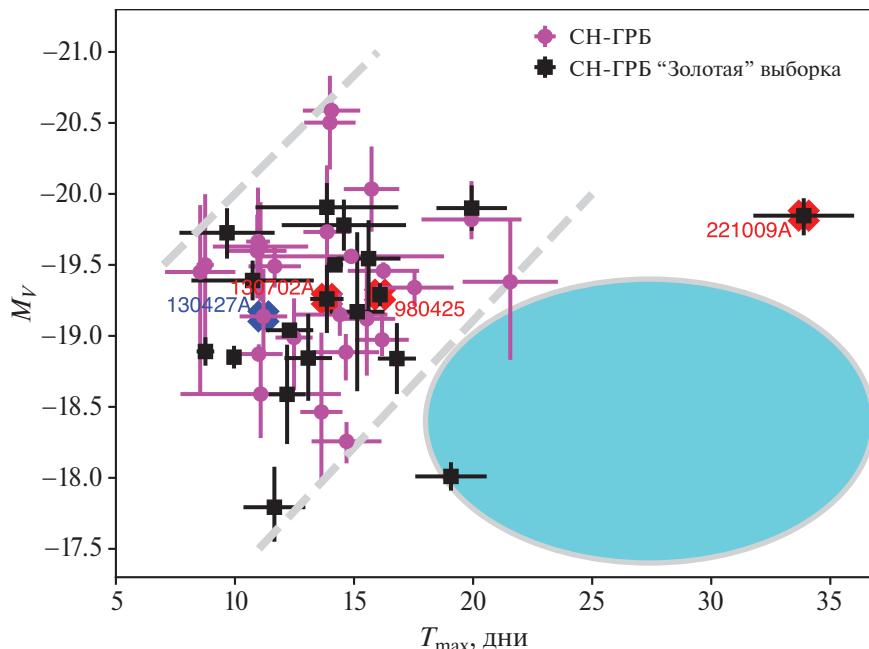


Рис. 3. Распределение сверхновых, связанных с гамма-всплесками, по времени максимума сверхновой (с момента обнаружения всплеска в системе отсчета источника) T_{\max} и абсолютной звездной величине максимума сверхновой в V -фильтре M_V . Две серые пунктирные линии указывают на тренд поведения большинства СН-ГРБ. “Золотые” СН-ГРБ наблюдались в фильтре, соответствующем V -фильтру в системе отсчета источника, и также были подтверждены спектроскопическими наблюдениями. Голубой овал выделяет “пустой” угол, который может быть связан с селективным эффектом, обусловленным непрозрачностью выбросов СН-ГРБ.

ными эффектами яркого послесвещения и/или того, с какого расстояния произошел гамма-всплеск, нежели с физическими причинами (см. пп. 4.2 и 4.1). Анализ распределения красного смещения показывает, что СН-ГРБ “золотой” выборки в среднем находятся ближе, чем те, что входят в обычную выборку, что подтверждает сложности в регистрации и подтверждении (фотометрического и спектроскопического сверхновых) на больших расстояниях (рис. 4). Аналогичная ситуация наблюдается с $E_{p,i}$, где статистические тесты указывают на различия, хотя они могут быть вызваны селективными эффектами, не имеющими физического обоснования. Эти и другие селективные эффекты подробно обсуждаются в разделе 4.

Отличие нашего подхода к анализу СН-ГРБ и выделению “золотой” выборки заключается в стремлении использовать как можно большее количество сверхновых с гамма-всплесками для выявления зависимостей. Одна из таких зависимостей визуально была обнаружена в распределении M_V-T_{\max} , показанном на рис. 3. Можно заметить, что большинство СН-ГРБ находятся между двумя серыми пунктирными линиями и, в среднем, показывают большую светимость с увеличением времени наступления максимума. Одна-

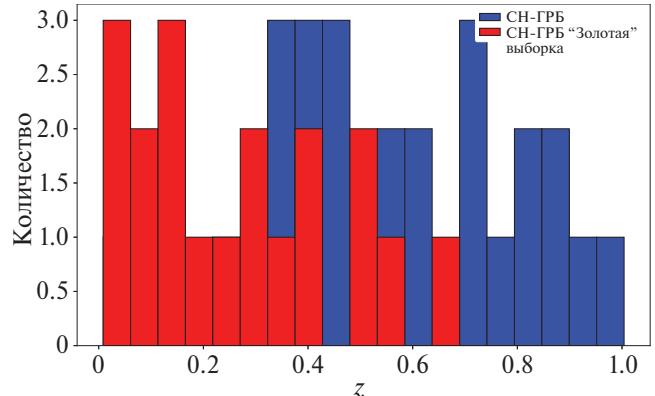


Рис. 4. Гистограмма сверхновых, связанных с гамма-всплесками, по красному смещению z . Наличие большего числа СН-ГРБ “золотой” выборки в области меньших значений z и наоборот продиктовано селективным эффектом, связанным с геометрией сверхновых и гамма-всплесков (см. текст).

ко стоит обратить внимание на голубой овал на графике, где практически нет СН-ГРБ, что также может быть проявлением селективного эффекта, так как мы

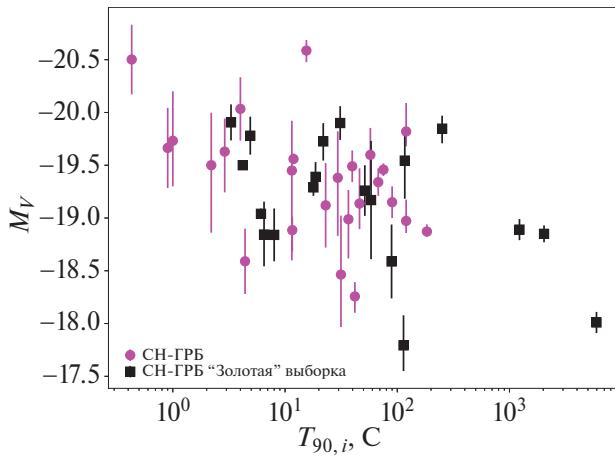


Рис. 5. Распределение сверхновых, связанных с гамма-всплесками, по абсолютной звездной величине максимума сверхновой в V -фильтре M_V и временному параметру регистрации излучения $T_{90,i}$.

просто не видим сверхновые от гамма-всплесков на больших расстояниях.

Данная выборка, включающая наибольшее количество СН-ГРБ с определенными временем и амплитудой максимума, позволяет также исследовать корреляции между параметрами максимума СН-ГРБ и характеристиками собственного излучения гамма-всплесков. К ним относятся время, за которое регистрируется 90% излучения $T_{90,i}$, общее количество энергии, излученное в гамма-диапазоне, если предположить, что излучение распространяется изотропно E_{iso} и энергия, соответствующая максимуму спектральной плотности энергии $E_{p,i}$. Информация по этим параметрам была взята преимущественно из работы Минаева и Позаненко (2020), представляющей наиболее полный каталог этих параметров для гамма-всплесков на начало 2019 г. Данные за период после 2019 г. были дополнены из источников, указанных в табл. 4. Распределения $M_V - T_{90,i}$, $M_V - E_{\text{iso}}$, $M_V - E_{p,i}$, $M_V - z$, $T_{\max} - T_{90,i}$, $T_{\max} - E_{\text{iso}}$, $T_{\max} - E_{p,i}$, $T_{\max} - z$ показаны на рис. 5–12 соответственно.

В рамках исследования был проведен корреляционный анализ между параметрами максимума сверхновых (M_V , T_{\max}) и параметрами собственного излучения гамма-всплесков ($T_{90,i}$, E_{iso} , $E_{p,i}$), а также красным смещением z . Результаты, включая значения коэффициентов ранговой корреляции Спирмена и соответствующие вероятности, собраны в табл. 2. Анализ показал, что между распределениями $M_V - \log_{10}(T_{90,i})$, $M_V - \log_{10}(E_{\text{iso}})$, $M_V - \log_{10}(E_{p,i})$, $M_V - z$, $T_{\max} - \log_{10}(T_{90,i})$, $T_{\max} - \log_{10}(E_{\text{iso}})$, $T_{\max} - \log_{10}(E_{p,i})$, $T_{\max} - z$ значимых корреляций обнаружено не было.

Визуальная инспекция диаграммы $M_V - \log_{10}(E_{\text{iso}})$ показала слабые намеки на возможное разделение гамма-всплесков на две группы. Для проверки этой гипотезы был использован метод кластеризации

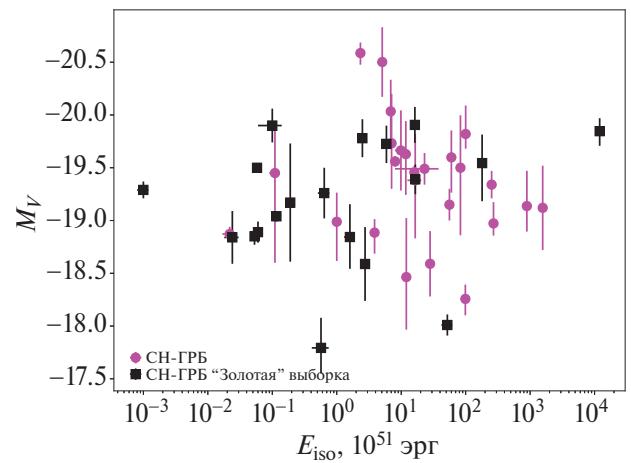


Рис. 6. Распределение сверхновых, связанных с гамма-всплесками, по абсолютной звездной величине максимума сверхновой в V -фильтре M_V и изотропному эквиваленту энергии E_{iso} .

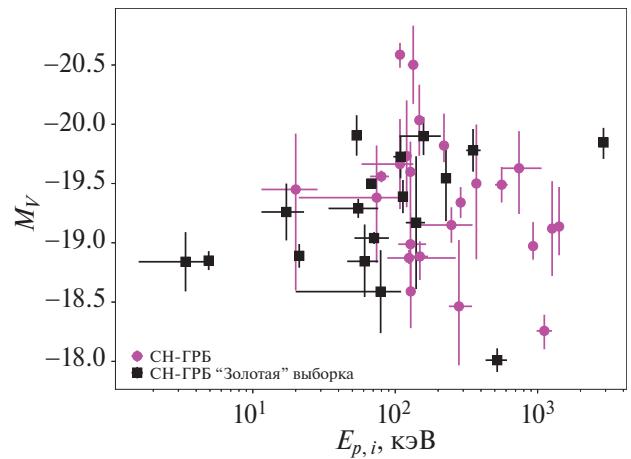


Рис. 7. Распределение сверхновых, связанных с гамма-всплесками, по абсолютной звездной величине максимума сверхновой в V -фильтре M_V и пиковой энергии $E_{p,i}$.

DBSCAN, который не ограничен круглыми или сферическими формами кластеров, что позволяет находить кластеры сложной формы, которые могут быть связаны по плотности, но имеют неправильные контуры. Также DBSCAN эффективно различает шум и выбросы, отделяя их от основных кластеров. Данные были предварительно очищены, логарифмированы и стандартизированы. Кластеризация с использованием косинусной метрики (с параметрами радиуса $\epsilon = 0.3$ и минимального количества точек для кластера, равного 11) выявила два основных кластера и отдельную группу шума, что подчеркивает потенциальные различия в физических свойствах групп. Результаты показали, что Кластер 0 включает 18 ГРБ, кластер 1 содержит 24 ГРБ, а два ГРБ (GRB 050525A, GRB 011121) были классифицированы как шум (рис. 13). Для оценки качества кластеризации ис-

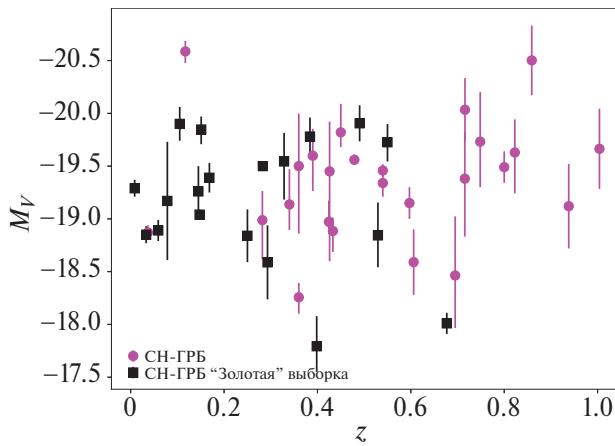


Рис. 8. Распределение сверхновых, связанных с гамма-всплесками, по абсолютной звездной величине максимума сверхновой в V -фильтре M_V и красному смещению z .

пользовалась метрика силуэта, показывающая как близко объекты расположены внутри кластеров и как четко кластеры разделены друг от друга. После исключения шума, значение силуэта составило 0.442. Это указывает на умеренно хорошее разделение и внутрикластерное сгущение, что делает результаты DBSCAN достаточно удовлетворительными для данного набора данных.

Несмотря на разделение распределения $M_V - E_{\text{iso}}$ на два возможных подкласса, текущая кластеризация требует дополнительной настройки параметров. Для проверки данного результата воспользуемся методом K-means, алгоритмом кластеризации, который пытается минимизировать вариацию внутри кластеров и максимизировать вариацию между кластерами, разделяя данные на заданное число кластеров с использованием итеративного подхода. Данные были логарифмированы по E_{iso} и нормализованы. Начальные центры кластеров были определены на основе медиан значений в нормализованном пространстве ((-0.72;

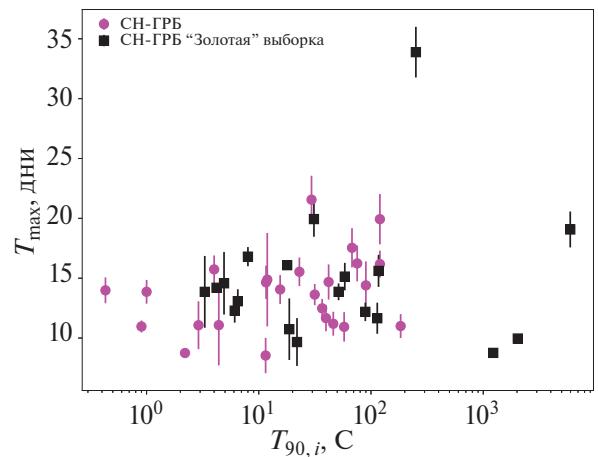


Рис. 9. Распределение сверхновых, связанных с гамма-всплесками, по времени наступления максимума сверхновой относительно времени регистрации гамма-всплеска в системе отсчетов источника T_{\max} и временному параметру регистрации излучения $T_{90,i}$.

0.71) и (0.60; -0.59)). Количество итераций с различными случайными начальными положениями центров и параметр для воспроизводимости результатов путем задания зерна генерации случайных чисел были заданы равными 1 и 0 соответственно. Метод K-means подтвердил начальную гипотезу о наличии двух групп. Итоговые центры кластеров в ненормированном пространстве находятся в координатах: для кластера 0 (4.68×10^{50} эрг; -18.87^m) и для кластера 1 (3.79×10^{52} эрг; -19.62^m). Результаты, визуализированные на рис. 13, показывают четкое разделение, согласующееся с предыдущими результатами DBSCAN. С метрикой силуэта 0.416, K-means показывает схожее качество кластеризации с DBSCAN, что указывает на адекватное, но не идеальное разделение данных. Это разделение предполагает наличие потенциально различных типов событий в наблюдаемых данных. Тем

Таблица 2. Коэффициенты ранговой корреляции Спирмена и вероятности случайных корреляций (в скобках)

	M_V	T_{\max} , дни	$T_{90,i}$, с	E_{iso} , 10^{51} эрг	$E_{p,i}$, кэВ	Красное смещение
T_{\max} , дни				0.199 (0.205)	0.218 (0.165)	0.292 (0.061) 0.058 (0.710) 0.102 (0.517) ^a
M_V	-0.104 (0.511) -0.138 (0.382) ^a	0.408 (0.006) 0.270 (0.096) ^a		-0.132 (0.395)	-0.049 (0.760)	-0.049 (0.760)
				Кластер 0 ^b 0.564 (0.010) 0.521 (0.022) ^a	Кластер 1 ^b 0.620 (0.001) 0.766 (2×10^{-5}) ^a	

^a Коэффициент корреляции и вероятность были рассчитаны с отбрасыванием крайних точек выборки (см. текст);

^b Кластеры были определены, как показано на рис. 13.

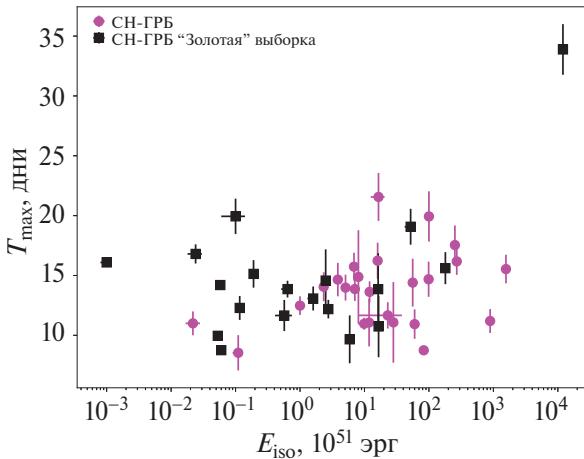


Рис. 10. Распределение сверхновых, связанных с гамма-всплесками, по времени наступления максимума сверхновой относительно времени регистрации гамма-всплеска в системе отсчета источника T_{\max} и изотропному эквиваленту энергии E_{iso} .

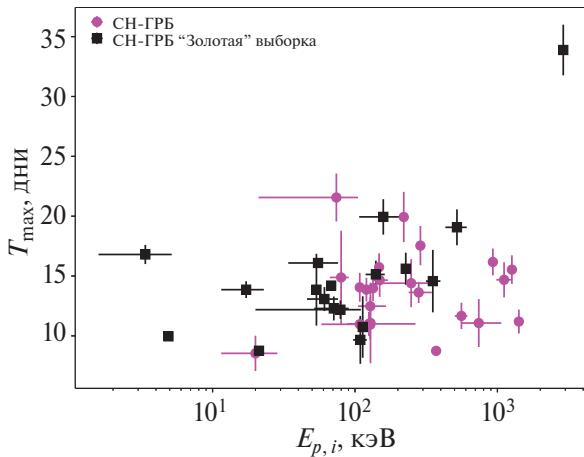


Рис. 11. Распределение сверхновых, связанных с гамма-всплесками, по времени наступления максимума сверхновой относительно времени регистрации гамма-всплеска в системе отсчетов источника T_{\max} и пиковой энергии $E_{p,i}$.

не менее для повышения статистической достоверности результатов требуется дополнительное увеличение выборки, что может помочь уточнить характеристики кластеров и подтвердить или опровергнуть начальные выводы.

Для дополнительной проверки результатов кластеризации был применен метод модели гауссовых смесей (Gaussian Mixture Model, GMM). Этот метод подходит для анализа распределения $M_V - E_{\text{iso}}$, состоящего из нескольких подгрупп, благодаря его способности моделировать разные статистические характеристики. Используя GMM, мы настроили модель на выделение двух подгрупп, предварительно зная желаемое количество кластеров. Однако GMM оказался чувствителен к выбросам, таким как GRB 980425 и GRB 221009A, с экстремальными значениями E_{iso}

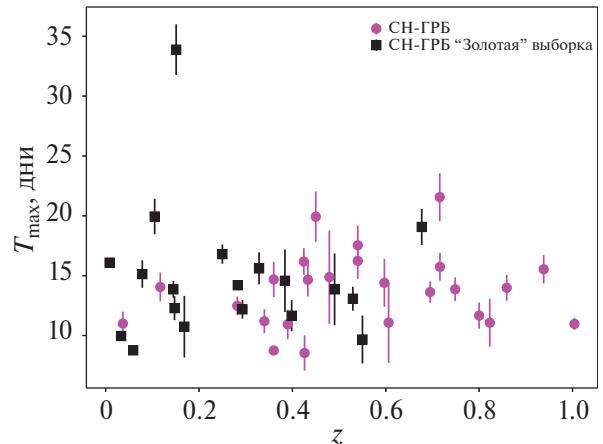


Рис. 12. Распределение сверхновых, связанных с гамма-всплесками, по времени наступления максимума сверхновой относительно времени регистрации гамма-всплеска в системе отсчета источника T_{\max} и красному смещению z .

(10^{51} эрг и 1.2×10^{55} эрг соответственно). После исключения этих выбросов метод с двумя компонентами и инициализацией случайным начальным состоянием (`random_state = 0`) четко разделил данные на два кластера, что подтвердило возможность разделения без учета аномальных значений. Результаты, представленные на правой панели рис. 13, совпадают с предыдущими методами DBSCAN и K-means, подтверждая визуальные ожидания по распределению. Метрика силуэта для оценки кластеризации GMM показала среднее значение 0.421, что указывает на четкое разграничение между кластерами и высокую однородность внутри каждого из них. Эти результаты, несмотря на необходимость исключения выбросов, подтверждают консистентность всех трех методов, поскольку значения силуэтов для DBSCAN и K-means составили 0.442 и 0.416 соответственно, демонстрируя сопоставимую надежность в разделении и качестве кластеров.

Однако само значение метрики силуэта может не совсем однозначно подтверждать полученный результат и отбросить вероятность того, что данная кластеризация была случайностью. Используем результаты кластерного анализа методом K-means для оценки статистической значимости результатов кластеризации путем моделирования Монте-Карло. Рассматривается K-means метод, поскольку он не требует отбрасывания выбросов и позволяет включить в анализ всех 44 СН-ГРБ из нашей выборки. Моделирование включало 1 000 000 перестановок меток кластеров, что позволило сравнить значение метрики силуэта оригинальной кластеризации (0.416) с результатами симуляций. Получаемая вероятность 0.0 указывает на высокую статистическую значимость исходного результата. Анализ показал, что оригинальное значение силуэта существенно выше любого значения,

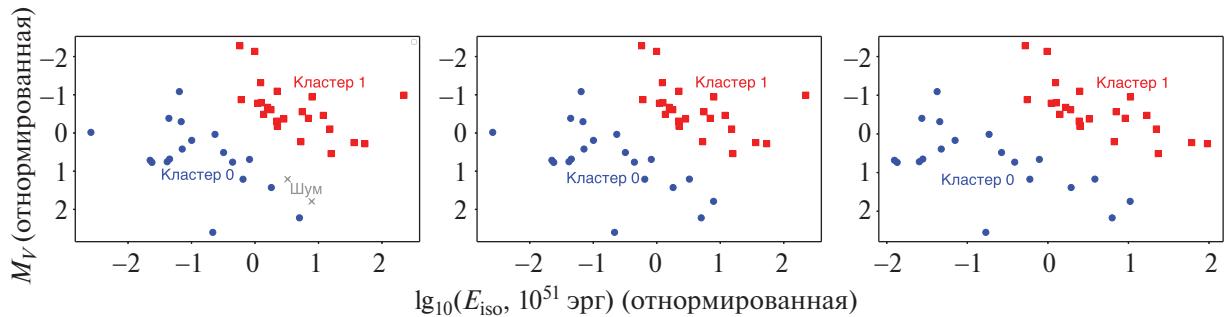


Рис. 13. Сравнение результатов трех методов кластеризации для анализа распределения СН-ГРБ по параметрам абсолютной звездной величины максимума сверхновой в V -фильтре M_V и логарифма изотропного эквивалента энергии $\log_{10}(E_{\text{iso}})$. Левая панель: кластеризация методом DBSCAN. Синими кругами показан кластер 0, состоящий из 18 СН-ГРБ. Красными квадратами показан кластер из 24 СН-ГРБ. Серыми крестами показаны СН-ГРБ, которые были идентифицированы как шум. Центральная панель: кластеризация методом K-means. Правая панель: кластеризация методом гауссовых смесей (Gaussian Mixture Model (GMM)). В данном методе были исключены два выброса (GRB 980425, GRB 221009A) по параметру $\log_{10}(E_{\text{iso}})$. Все методы показывают схожее разделение распределения $M_V - \log_{10}(E_{\text{iso}})$ на две подгруппы.

полученного в ходе симуляций, с вероятностью достижения такого результата, равной 0.0. Это указывает на высокую статистическую значимость исходных результатов. Распределение значений силуэта из симуляций показало, что наиболее вероятные значения приходятся на окрестности нуля, что подтверждает невозможность случайного достижения аналогичного уровня силуэта, как в исходной кластеризации. Такие же статистически значимые результаты получены при симуляциях для методов DBSCAN и GMM. В случае DBSCAN два СН-ГРБ были классифицированы как шум, а в случае GMM два СН-ГРБ были исключены как выбросы. Это дополнительно подтверждает предположение о наличии двух выраженных подклассов в распределении абсолютных звездных величин максимумов сверхновых (M_V) и изотропных эквивалентов энергии (E_{iso}) гамма-всплесков, соответствующим ожиданиям и результатам предыдущих методов кластеризации.

Как показано в корреляционном анализе всей выборки $M_V - \log_{10}(E_{\text{iso}})$, коэффициент Спирмена составил -0.132 с вероятностью 0.395 (см. табл. 2). Однако, учитывая предполагаемое наличие двух подгрупп в данных, был проведен отдельный корреляционный анализ для каждого кластера. Для кластера 0 (рис. 13) коэффициент Спирмена составил 0.564 с вероятностью 0.010 , указывая на умеренную положительную корреляцию. После исключения выбросов этот коэффициент изменился до 0.521 с вероятностью 0.022 , что подтверждает наличие умеренной корреляции. В кластере 1 (рис. 13) начальный коэффициент Спирмена достиг 0.620 с вероятностью 0.001 , что свидетельствует о более выраженной положительной корреляции. Без учета выбросов коэффициент увеличился до 0.766 , а вероятность уменьшилась до 2×10^{-5} , подчеркивая значительное укрепление корреляционной связи. Эти результаты демонстрируют, что характер корреляции значительно изменяется при анализе отдель-

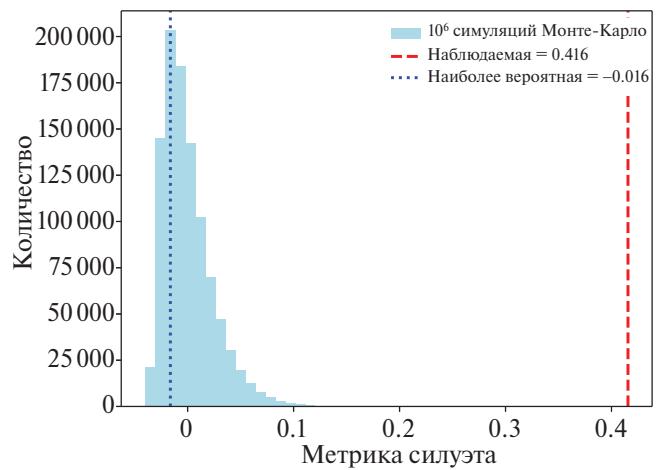


Рис. 14. Результаты моделирования Монте-Карло результатов кластеризации методом K-means выборки СН-ГРБ по параметрам абсолютной звездной величины максимума сверхновой в V -фильтре M_V и логарифма изотропного эквивалента энергии $\log_{10}(E_{\text{iso}})$. Число симуляций 1 000 000. Точечной вертикальной линией показано наиболее вероятное значение метрики силуэта, получаемое из данного распределения, равное -0.016 . Можно отметить, что среднее значение по всему распределению равняется 1.741×10^{-4} . Пунктирная вертикальная линия обозначает значение метрики силуэта для результатов кластерного анализа, показанного на центральной панели рис. 13.

ных кластеров, что подтверждает предположение о наличии двух гомогенных групп в распределении $M_V - \log_{10}(E_{\text{iso}})$. Для окончательного подтверждения наличия этих групп и уточнения их характеристик необходимо увеличение выборки СН-ГРБ.

Из диаграммы M_V относительно красного смещения (z ; рис. 8) видно, что более 64% сверхновых, ассоциированных с гамма-всплесками, были зарегистрированы на красном смещении меньше $z \lesssim 0.5$, и почти 90% всех наблюдений приходятся на красное смещение меньше $z \lesssim 0.8$. Это подчеркивает, что если гамма-

всплеск обнаружен в данном диапазоне красных смещений, целесообразно организовать наблюдения для поиска потенциальной ассоциированной сверхновой, что может значительно увеличить шансы на успешное наблюдение и обнаружение СН-ГРБ и увеличение их выборки для более точного статистического анализа.

Распределение $M_V - T_{\max}$ (рис. 3) также не позволяет подтвердить наличие корреляции между параметрами максимума СН-ГРБ (см. табл. 2). Визуальный анализ графика $M_V - T_{\max}$ может создавать впечатление наличия тренда из-за упорядоченности данных. Однако статистический анализ не подтверждает значимой взаимосвязи между этими параметрами. Это может быть вызвано большим разбросом данных, ошибками измерений или особенностями распределения, которые маскируют возможные тенденции. Исходя из предположения о селективном эффекте, мы ожидали, что более яркие сверхновые (с меньшими значениями M_V) будут чаще наблюдаться при более коротких значениях T_{\max} . Однако даже после исключения двух явных выбросов (GRB 111209A и GRB 221009A) корреляция не стала более значимой, что может указывать на недостаточную статистическую мощность выборки, шум в данных или сложные взаимодействия между параметрами, которые не объясняются только селективным эффектом. Можно предположить, что влияние селективного эффекта нивелируется другими факторами, такими как неоднородность выборки или недостаточность данных для формирования надежных выводов. Для уточнения этих результатов требуется дальнейшее увеличение выборки СН-ГРБ и учет различных селективных эффектов, начиная от организации наблюдений гамма-всплеска до оценки параметров связанных с ним сверхновых.

4. СЕЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Из более чем 13 000 зарегистрированных на сегодняшний день гамма-всплесков в гамма-диапазоне считается, что всего около 44 имеют связь со сверхновыми. Отчасти это можно объяснить тем, что сверхновые обнаруживаются у близких гамма-всплесков. Максимально далекий гамма-всплеск, от которого была зарегистрирована СН, находится на расстоянии, эквивалентном красному смещению $z = 1.06$. Однако было обнаружено более 204² гамма-всплесков с красным смещением $z \lesssim 1$. Это означает, что не для всех близких длинных гамма-всплесков удается обнаружить СН. Причиной этого может быть ряд селективных эффектов, рассматриваемых далее.

4.1. Расстояние до источника

Из-за геометрии изучаемых явлений, гамма-всплески наблюдаются в оптическом диапазоне с больших расстояний по сравнению со сверхновыми.

²<https://www.mpe.mpg.de/jcg/grbgen.html>

Это различие возникает потому, что сверхновая излучает свет в полный телесный угол, в то время как гамма-всплеск излучает только в пределах определенного конуса. Это различие становится критичным на больших расстояниях: если ГРБ происходит с красным смещением $\gtrsim 1$, шансы обнаружить сверхновую резко снижаются по сравнению с ГРБ, происходящими ближе ($\lesssim 0.5$). На больших красных смещениях свет от сверхновой может быть едва заметен на фоне послесвечения гамма-всплеска и родительской галактики. Это делает выделение сверхновой на кривой блеска ГРБ сложным и мешает формированию статистически надежных выводов о ее обнаружении. В таких условиях вклад сверхновой в общую кривую блеска может стать неотличимым, что приводит к ее невозможности обнаружения. Примером такой ситуации является сверхновая, ассоциированная с GRB 071112C, имеющая красное смещение $z = 0.812$, изображение которой представлено на рис. 15 (Клозе и др., 2019).

Мы замечаем некоторый избыток излучения на 10–30 дней после гамма-всплеска. Однако после вычитания вкладов от послесвечения и родительской галактики результаты становятся неопределенными, что затрудняет точную оценку максимума кривой блеска сверхновой.

Этот случай является примером того, как сложно иногда обнаружить сверхновые на фоне гамма-всплесков из-за большого расстояния и других факторов, таких как яркое послесечение и влияние родительской галактики. Такие условия могут существенно исказить результаты и сделать их интерпретацию проблематичной.

4.2. Послесечение

Даже если гамма-всплеск происходит на относительно небольшом расстоянии от Земли, идентификация сверхновой в его кривой блеска может быть затруднена. Это обусловлено тем, что послесечение гамма-всплеска часто доминирует над светимостью сверхновой, особенно когда наблюдение ведется строго вдоль оси гамма-всплеска (on-axis), где излучение послесечения максимально интенсивно. В таких условиях даже после вычитания вклада послесечения кривая блеска сверхновой остается едва различимой. Тем не менее, из-за ограниченности выборки СН-ГРБ и отсутствия посчитанных углов раскрытия и наблюдения, сделать окончательные выводы пока преждевременно.

4.3. Родительская галактика

Как упоминалось в п. 4.2, яркость родительской галактики может существенно влиять на обнаружение сверхновой. Это может быть обусловлено особенностями морфологии галактики или ее ориентацией относительно наблюдателя. В результате, яркая родительская галактика может уменьшать вероятность

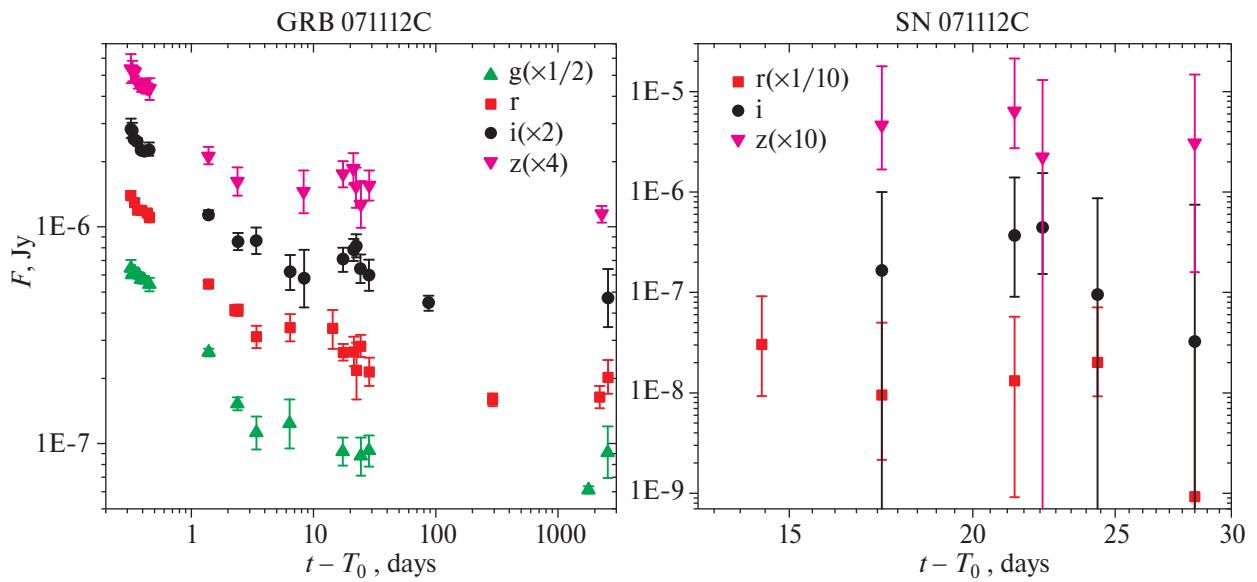


Рис. 15. Кривая блеска GRB 071112C. По вертикальной оси отложена плотность потока. По горизонтальной – время, прошедшее с момента обнаружения гамма-всплеска до середины экспозиции наблюдения. Различные фотометрические фильтры были смещены вдоль вертикальной оси для наглядности кривой блеска.

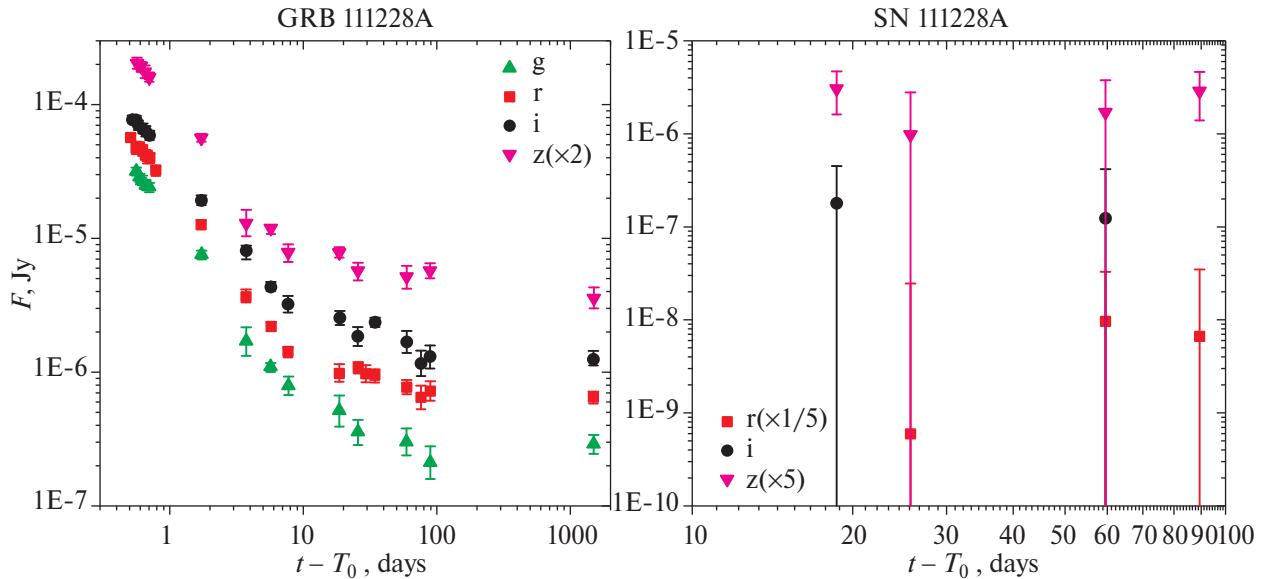


Рис. 16. Кривые блеска GRB 111228A (левая панель) и сверхновой, связанной с GRB 111228A (правая панель). Плотность потока отображена по вертикальной оси, а время с момента регистрации гамма-всплеска до середины экспозиции его наблюдения – по горизонтальной оси. Некоторые фильтры были смещены вдоль вертикальной оси для наглядности кривой блеска.

не только обнаружения, но и последующих наблюдений сверхновой. Это приводит к ситуации, когда после вычитания вклада потока галактики, остающаяся кривая блеска сверхновой может оказаться слишком слабой или даже неразличимой для дальнейшего анализа и определения ее параметров.

Примером такого селективного эффекта от яркого послесвечения и родительской галактики является сверхновая, ассоциированная с GRB 111228A (Клозе и др., 2019), где эти условия затруднили анализ.

На общей кривой блеска GRB 111228A (рис. 16) наблюдается значительное увеличение потока, которое происходит на фоне степенного уменьшения интенсивности послесвечения и стабильного вклада от родительской галактики. Поскольку на данном этапе кривой блеска нет других потенциальных источников энергии, это увеличение было интерпретировано как вклад сверхновой. Однако после вычитания вкладов от послесвечения и родительской галактики, оставшаяся кривая блеска сверхновой оказывает-

ся недостаточно выраженной для дальнейшего значимого анализа.

4.4. Поглощение в родительской галактике

Еще одним фактором, затрудняющим обнаружение сверхновой на кривой блеска гамма-всплеска, является сильное поглощение света в родительской галактике ГРБ. Разные фотометрические фильтры подвержены поглощению в различной степени, и в некоторых случаях поглощение в фильтре, используемом для наблюдений, может быть настолько значительным, что фактически блокирует обнаружение сверхновой, ассоциированной с данным ГРБ.

Сложность анализа кривой блеска гамма-всплеска часто усугубляется тем, что в момент наблюдений параметры родительской галактики обычно остаются неизвестными. Это делает предварительное предсказание степени поглощения света затруднительным, что вносит трудности в анализ. Для минимизации влияния значительного поглощения света рекомендуется проводить наблюдения одновременно в нескольких фотометрических фильтрах. Это позволяет сравнить данные и выбрать наиболее подходящие для анализа, учитывая различную чувствительность каждого фильтра. Зачастую используют фильтры системы Джонсона–Кузинса *R* и SDSS *r*.

4.5. Положение источника в родительской галактике

Локализация источника в родительской галактике может существенно влиять на возможность обнаружения сверхновой. Исследование Шо (1979) показало, что сверхновые, наблюдаемые на периферии галактик, обнаруживаются с большей вероятностью по сравнению с теми, что расположены ближе к галактическому ядру. Это объясняется снижением вероятности обнаружения сверхновых в плотно заселенных внутренних регионах далеких галактик, где наблюдения осложнены из-за плохой разрешающей способности. В случае родительских галактик ГРБ-СН, которые часто находятся на расстояниях сотен–тысяч мегапарсек, неразрешимость и наложение на изображения ГРБ-СН становятся значительной проблемой.

Примером может служить гамма-всплеск GRB 190829A и связанная с ним сверхновая. Оптическое изображение, сделанное с Майданакской астрофизической обсерватории (МАО; Егамбердиев и др., 2000), демонстрирует расположение источника на краю галактики (рис. 17). Если бы сверхновая находилась примерно на 4 угловые секунды ближе к центру галактики, ее обнаружение было бы значительно усложнено, что могло бы повлиять на точность определения параметров связанной с ней СН-ГРБ.

Частично этот селективный эффект можно уменьшить путем вычитания шаблонного изображения (см., например, Алард и Люптон, 1998; Алард, 2000; Бекер, 2015) того же поля без транзиента. Однако это вводит дополнительные трудности. Во-первых, по-

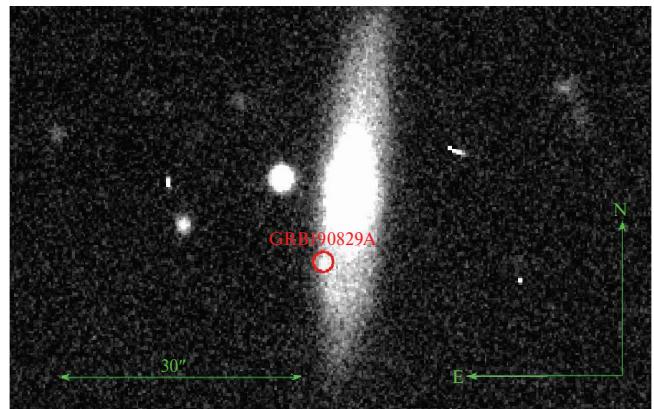


Рис. 17. Положение источника GRB 190829A и связанной с ним сверхновой в родительской галактике. Изображение было получено с помощью 1.5-метрового телескопа AZT-22 Майданакской астрофизической обсерватории примерно через 5 дней после обнаружения гамма-всплеска.

скольку само небо переменчиво, точное вычитание требует актуальных изображений области неба. Регулярный мониторинг всего неба осуществим только с помощью роботизированных телескопов (см. например, Липунов и др., 2004; Бэллм и др., 2019; Стигс и др., 2022), которые могут обеспечить свежие шаблоны за счет широких полей локализации и регулярного покрытия всего неба с частотой в несколько дней. Тем не менее их предельная звездная величина обычно ограничивается значениями около ~ 20.5 – 21.0 , что делает их менее эффективными для наблюдения тусклых сверхновых, связанных с гамма-всплесками, часто достигающих 22-й и более глубоких звездных величин в фильтре *R*. В то время как телескопы класса метра имеют возможность заглянуть глубже, они сталкиваются с нехваткой актуальных шаблонов и необходимостью значительного наблюдательного времени из-за их узкого поля зрения. Кроме того, использование сети телескопов, такой как IKI GRB-FuN (Вольнова и др., 2021), включающей аппараты с различными характеристиками и расположениями, усложняет процесс вычитания из-за разнообразия получаемых данных. Соответственно, любое вычитание становится на порядок сложнее из-за всех неоднородностей по сравнению с вычитанием из изображений, полученных на одном телескопе.

4.6. Нерегистрация гамма-всплеска

Другой селективный фактор, влияющий на возможность обнаружения сверхновой, ассоциированной с гамма-всплеском, – это наша способность обнаруживать сами гамма-всплески. Без знания о происшествии гамма-всплеска невозможно обнаружить связанную с ним сверхновую.

За последние десятилетия гамма-всплески преимущественно обнаруживались с помощью космических обсерваторий Свифт и Ферми. Свифт оснащен ин-

Таблица 3. Выборка СН-ГРБ. Характеристики СН

GRB	SN	z	Фильтр ^a	M_V^*	T_{\max}^{**} (дни)	Источник
970228		0.695	I_c	$-18.46^{+0.50}_{-0.56}$	$13.63^{+0.89}_{-0.86}$	[1], [2]
980425 ^c	1998bw	0.0085	V^Φ	-19.29 ± 0.08	16.09 ± 0.18	[3]
990712		0.433	R	$-18.89^{+0.20}_{-0.13}$	14.65 ± 1.40	[4]
011121 ^c	2001ke	0.362	R	$-18.26^{+0.16}_{-0.14}$	14.68 ± 1.47	[5], [6]
020903 ^c		0.25	R^Φ	-18.84 ± 0.25	16.80 ± 0.80	[7]
021211 ^c	2002lt	1.006	R	-19.66 ± 0.38	10.97 ± 0.50	[8]
030329 ^c	2003dh	0.1685	R^Φ	-19.39 ± 0.14	10.74 ± 2.57	[3]
031203 ^c	2003lw	0.1005	R^Φ	-19.90 ± 0.16	19.94 ± 1.48	[3]
040924		0.859	z	-20.50 ± 0.33	13.99 ± 1.08	[9]
041006		0.716	z	-20.03 ± 0.30	15.73 ± 1.17	[9]
050525A ^c	2005nc	0.606	R	-18.59 ± 0.31	11.08 ± 3.37	[3], [10]
060218 ^c	2006aj	0.033	R^Φ	-18.85 ± 0.08	9.96 ± 0.18	[3], [11], [12]
060729		0.54	I	-19.46 ± 0.06	16.23 ± 1.50	[13]
071112C		0.823	z	$-19.63^{+0.39}_{-0.31}$	11.07 ± 2.00	[14]
080319B		0.937	z	-19.12 ± 0.40	15.54 ± 1.20	[15]
081007 ^c	2008hw	0.530	I^Φ	-18.84 ± 0.30	13.08 ± 1.00	[16], [17]
090618		0.540	i	-19.34 ± 0.13	17.54 ± 1.64	[13]
091127 ^c	2009nz	0.490	I^Φ	-19.91 ± 0.17	13.86 ± 3.00	[17], [18]
100316D ^c	2010bh	0.059	R^Φ	-18.89 ± 0.10	8.76 ± 0.37	[3]
101219B ^c	2010ma	0.552	i^Φ	$-19.73^{+0.18}_{-0.17}$	11.82 ± 2.00	[17]
111209A ^c	2011kl	0.677	z^Φ	-18.01 ± 0.10	19.07 ± 1.50	[19]
111228A		0.716	z	$-19.38^{+0.55}_{-0.44}$	21.56 ± 2.00	[14]
120422A ^c	2012bz	0.283	i^Φ	-19.50 ± 0.03	14.20 ± 0.34	[3], [20]
120714B ^c	2012eb	0.398	i^Φ	$-17.79^{+0.24}_{-0.29}$	11.66 ± 1.30	[14]
120729A		0.800	i	-19.49 ± 0.15	11.67 ± 1.10	[21]
130215A ^c	2013ez	0.597	i	-19.15 ± 0.15	14.40 ± 2.00	[21]
130427A ^c	2013cq	0.340	r	$-19.14^{+0.24}_{-0.33}$	11.20 ± 1.00	[22]
130702A ^c	2013dx	0.145	r^Φ	-19.26 ± 0.24	13.86 ± 0.70	[3], [23], [24], [25]
130831A ^c	2013fu	0.479	i	-19.56 ± 0.05	14.88 ± 3.90	[21]
140606B ^c	iPTF14bfu	0.384	i^Φ	-19.78 ± 0.18	14.57 ± 2.61	[26]
150818A		0.282	R	$-19.34^{+0.37}_{-0.28}$	12.48 ± 0.78	[27], [28], Собственные данные
161219B ^c	2016jca	0.148	r^Φ	-19.04 ± 0.05	12.29 ± 1.00	[29]
171010A ^c	2017htp	0.330	i^Φ	$-19.54^{+0.36}_{-0.27}$	15.61 ± 1.33	[30]
171205A ^c	2017iu	0.037	R	-18.87 ± 0.10	11.00 ± 1.00	[31], Собственные данные
180728A	2018fip	0.117	r	$-20.59^{+0.11}_{-0.10}$	14.06 ± 1.20	[32], [33], [34], Собственные данные
181201A		0.450	i	$-19.82^{+0.14}_{-0.27}$	19.93 ± 2.10	[35]
190114C		0.425	r	$-18.97^{+0.11}_{-0.20}$	16.18 ± 1.12	[36], [37], [38], Собственные данные
190829A ^c	2019oyw	0.0785	R^Φ	-19.17 ± 0.56	15.13 ± 1.15	[39], [40], Собственные данные
200826A		0.749	i	$-19.73^{+0.43}_{-0.47}$	13.87 ± 0.99	[41]
201015A ^c		0.426	R	$-19.45^{+0.85}_{-0.47}$	8.54 ± 1.48	[42]
211023A ^c		0.390	R	$-19.60^{+0.33}_{-0.26}$	10.93 ± 1.23	[43], [44], Собственные данные
220219B ^c		0.293	R^Φ	-18.59 ± 0.35	12.19 ± 0.77	[45], [46], [47], Собственные данные
221009A ^c	2022xiw	0.151	R^Φ	$-19.85^{+0.14}_{-0.12}$	33.88 ± 2.12	[48], Собственные данные
230812B ^c	2023pel	0.360	R	$-19.50^{+0.70}_{-0.50}$	8.75 ± 0.36	[49], [50], Собственные данные

^a Фильтр в системе отсчета наблюдателя, кривая блеска в котором использовалась для оценки параметров максимума СН-ГРБ;

Таблица 3. Окончание

* Абсолютная звездная величина максимума СН-ГРБ в фильтре V ; ** Время наступления максимума СН-ГРБ относительно времени регистрации ГРБ в системе отсчета источника;

^c Связь СН-ГРБ была подтверждена также и спектроскопическими наблюдениями;

^ф СН-ГРБ наблюдалась в системе отсчета в фильтре, который в системе отсчета источника близок к фильтру V .

[1] – Райхарт, 1999; [2] – Галама и др., 2000; [3] – Кано и др., 2017б; [4] – Бьёрнссон и др., 2001; [5] – Блум и др., 2002; [6] – Гарнавич и др., 2003; [7] – Берсье и др., 2006; [8] – Делла Валле и др., 2003; [9] – Содерберг и др., 2006; [10] – Делла Валле и др., 2006; [11] – Мирабал и др., 2006; [12] – Ферреро и др., 2006; [13] – Кано и др., 2011; [14] – Клозе и др., 2019; [15] – Танвир и др., 2010; [16] – Джин и др., 2013; [17] – Оливарес и др., 2015; [18] – Кобб и др., 2010; [19] – Канн и др., 2019; [20] – Меландри и др., 2012; [21] – Кано и др., 2014; [22] – Сюй и др., 2013; [23] – Вольнова и др., 2017; [24] – Д’Элиа и др., 2015; [25] – Той и др., 2016; [26] – Кано и др., 2015; [27] – Санчес-Рамирес и др., 2015; [28] – де Угарте Постиго и др., 2015; [29] – Кано и др., 2017а; [30] – Меландри и др., 2019а; [31] – Иззо и др., 2017; [32] – Росси и др., 2018; [33] – Иззо и др., 2018; [34] – Селсинг и др., 2018; [35] – Белкин и др., 2021; [36] – Селсинг и др., 2019; [37] – Кастро-Тирадо и др., 2019; [38] – Меландри и др., 2019б; [39] – Валеев и др., 2019; [40] – де Угарте Постиго и др., 2019; [41] – Росси и др., 2022а; [42] – Белкин и др., 2024; [43] – Позаненко и др., 2021б; [44] – Росси и др., 2022б; [45] – Фремлинг и др., 2022; [46] – Белкин и др., 2022; [47] – Росси и др., 2022в; [48] – де Угарте Постиго и др., 2022; [49] – де Угарте Постиго и др., 2023; [50] – Агуи Фернандез и др., 2023.

Таблица 4. Выборка СН-ГРБ. Характеристики собственного излучения гамма-всплесков

GRB	z	$T_{90,i}$, с	E_{iso} , 10^{51} эрг	$E_{p,i}$, кэВ	Источник
970228	0.695	31.5	12.01 ± 0.93	280^{+66}_{-42}	[1]
980425	0.0085	17.9	0.001 ± 0.0002	55 ± 21	[1]
990712	0.433	11.6	3.86 ± 0.28	149^{+21}_{-16}	[1]
011121	0.362	41.9	98.9 ± 2.7	1114^{+147}_{-131}	[1]
020903	0.25	8	0.024 ± 0.006	3.37 ± 1.89	[1]
021211	1.006	0.9	9.9 ± 1.9	108^{+26}_{-50}	[1]
030329	0.1685	18.7	16.55 ± 0.30	113.3 ± 2.3	[1]
031203	0.1005	31.0	0.1 ± 0.04	158 ± 51	[1]
040924	0.859	0.43	5.08 ± 0.27	133.8 ± 11.2	[1]
041006	0.716	4	6.88 ± 0.37	147.6 ± 8.6	[1]
050525A	0.606	4.4	28.08 ± 0.61	128.5 ± 3.2	[1]
060218	0.033	2033	0.053 ± 0.003	4.9 ± 0.3	[1]
060729	0.54	75.3	16		[2], [3], [4]
071112C	0.823	2.9	11.8 ± 1.9	740^{+326}_{-182}	[1]
080319B	0.937	23	1567 ± 19	1264 ± 17	[1]
081007	0.530	6.5	1.6 ± 0.3	61 ± 15	[1]
090618	0.540	67.7	252.9 ± 4.9	288 ± 9.2	[1]
091127	0.490	3.3	16.3 ± 0.2	53.6 ± 3.0	[1]
100316D	0.059	1227.6	0.06	21.18	[5], [6]
101219B	0.552	21.9	5.9 ± 0.4	109 ± 12	[1]
111209A	0.677	5963	52 ± 10	520 ± 89	[1]
111228A	0.716	29.5	16.5 ± 4.0	74^{+31}_{-53}	[1]
120422A	0.283	4.2	0.058	68	[7], [8]
120714B	0.398	113.7	$0.57^{+0.18}_{-0.16}$		[9]
120729A	0.800	39.7	23 ± 15	559 ± 57	[1]
130215A	0.597	90	56.0 ± 1.4	248 ± 101	[1]
130427A	0.340	46.1	890.4 ± 4.6	1415 ± 13	[1]
130702A	0.145	51.4	0.64 ± 0.13	17.2 ± 5.7	[1]
130831A	0.479	11.9	8.05 ± 0.57	$79.9^{+10.4}_{-13.3}$	[1]
140606B	0.384	4.9	2.5 ± 0.2	352^{+46}_{-37}	[1]
150818A	0.282	36.7	$1.00^{+0.15}_{-0.13}$	128^{+37}_{-23}	[1]

Таблица 4. Окончание

GRB	z	$T_{90,i}$, с	E_{iso} , 10^{51} эрг	$E_{p,i}$, кэВ	Источник
161219B	0.148	6.1	0.116 ± 0.008	71 ± 19.3	[1]
171010A	0.330	116.7	180.0 ± 5.5	$227.2_{-8}^{+9.3}$	[1]
171205A	0.037	183.7	$0.0218_{-0.0050}^{+0.0063}$	125_{-37}^{+141}	[1]
180728A	0.117	15.5	2.33 ± 0.1	108_{-7}^{+8}	[1]
181201A	0.450	120	100 ± 5	220 ± 9	[1]
190114C	0.425	120	270.3 ± 2.4	929.3 ± 9.4	[1]
190829A	0.0785	58.4	0.19	14.02 ± 21.57	[10], [11], [12]
200826A	0.749	1	7.09 ± 0.28	$120.3_{-3.7}^{+3.9}$	[13]
201015A	0.426	11.5	0.11 ± 0.02	20 ± 8.5	[14]
211023A	0.390	57.6	60	$127.89_{-2.8}^{+2.8}$	[15], [16]
220219B	0.293	89	$2.75_{-0.34}^{+0.36}$	79_{-59}^{+31}	[17], [18]
221009A	0.151	251.1	12000 ± 1000	2900	[19], [20], [21], [22]
230812B	0.360	2.2	83	371.3 ± 4.1	[23], [24]

[1] – Минаев и Позаненко, 2020; [2] – Парсонс и др., 2006; [3] – Тёне и др., 2006; [4] – Групе и др., 2007; [5] – Маргути и др., 2013; [6] – Буфано и др., 2012; [7] – Левеск и др., 2012; [8] – Шульце и др., 2014; [9] – Клозе и др., 2019; [10] – Дадо и Дар, 2019; [11] – Лесаж и др., 2019; [12] – Валеев и др., 2019; [13] – Ван и др., 2022; [14] – Белкин и др., 2024; [15] – Аймуратов и др., 2021; [16] – Лесаж и др., 2021; [17] – Цветкова и др., 2022; [18] – Фремлинг и др., 2022; [19] – де Угарте Постиго и др., 2022; [20] – Ан и др., 2023; [21] – Фредерикс и др., 2023; [22] – Санчес-Рамирес и др., 2024; [23] – Робертс и др., 2023; [24] – де Угарте Постиго и др., 2023.

струментами для наблюдения в диапазонах жесткого рентгеновского (BAT; Бартелми и др., 2005), рентгеновского (XRT; Барроус и др., 2005) и ультрафиолетового/оптического (UVOT; Роминг и др., 2005) излучений. Ошибки локализации обнаруженных гамма-всплесков варьируются от трех угловых минут до долей угловой секунды в зависимости от используемого инструмента, что позволяет проводить направленные и сопровождающие наблюдения с помощью узкопольных телескопов. Частота обнаружения Свифтом составляет около одного гамма-всплеска в неделю.

С другой стороны, Ферми оснащен Большим телескопом для исследования космических лучей (LAT; Атвуд и др., 2009) – детектором высокоэнергетических фотонов, который покрывает диапазон от 20 МэВ до 300 ГэВ, и Монитором гамма-всплесков (GBM; Миган и др., 2009), охватывающим диапазон энергий от 8 кэВ до 30 МэВ. Ферми может регистрировать гамма-всплески по всему небу, за исключением областей, закрытых Землей. Хотя области локализации гамма-всплесков часто достигают десятков квадратных градусов, что усложняет точные наблюдения. Тем не менее Ферми регистрирует гамма-всплески в три раза чаще, чем Свифт, увеличивая шансы на обнаружение гамма-всплесков и сопутствующих сверхновых.

В 2024 г. были запущены Einstein Probe (EP; Юань и др., 2015) и Space Variable Objects Monitor (SVOM; Гётц и др., 2009), каждый из которых способен локализовать гамма-всплески с точностью от долей угловой секунды до десятков квадратных градусов. Между тем

каждый из них уже обнаружил хотя бы один гамма-всплеск (см., например, Команда СВОМ/ГРМ и др., 2024; Кирола-Васкес и др., 2024), демонстрируя свой потенциал для осуществления будущих обнаружений гамма-всплесков.

Таким образом, если мы стремимся обнаруживать больше сверхновых, ассоциированных с гамма-всплесками, мы должны обнаруживать больше самих гамма-всплесков. Для этого нужны инструменты, которые могут автоматически и оперативно реагировать на сообщения об обнаружении транзиентов и имеют большие поля зрения для эффективного покрытия обширных областей локализации, предоставляемых Ферми, ЭП и СВОМ.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Представленная выборка СН-ГРБ и ее анализ по различным распределениям показали, что однозначных выводов на данном этапе и на данной выборке сделать нельзя – наблюдаются некоторые тенденции и зависимости (пр. $M_V - T_{\max}$, $T_{\max} - T_{90,i}$), а также разделения на подвыборки ($M_V - E_{\text{iso}}$). Однако статистически подтвердить их на данный момент нельзя. Ключевым в данном вопросе является маленький размер выборки СН-ГРБ как класса явлений. Как вариант рассматриваются селективные эффекты, влияющие на обнаружение/необнаружение СН-ГРБ, и предлагаются методы по их минимизации.

Представленные селективные эффекты негативно влияют на статистическое изучение сверхновых, связанных с гамма-всплесками. Пропуская сверхновые,

мы теряем часть информации, которую можно было бы получить из проведенных наблюдений и их последующей обработки. В этой связи необходимо предпринять все возможные меры для минимизации этих эффектов на изучаемом явлении.

Мы не можем изменить или повлиять на расстояние, на котором происходит гамма-всплеск, но селективные эффекты, такие как яркая родительская галактика, могут быть минимизированы за счет проприационных наблюдений, особенно когда известно красное смещение. Если оно меньше ~ 0.5 , то наблюдательная кампания должна быть организована таким образом, чтобы проявление сверхновой было обнаружено даже в случае, когда СН-ГРБ относительно незаметен на фоне яркого послесвещения и/или родительской галактики. Важным фактором для этого является централизованная система обмена уведомлениями, такая как General Coordinates Network (GCN)³, чтобы иметь представление о текущем состоянии источника (например, какая звездная величина в ту или иную эпоху) с целью подстройки необходимой экспозиции и оценки погодных условий и местоположения наблюдений. В результате проведенные наблюдения будут иметь большую точность, что увеличит шансы на идентификацию сверхновой в кривой блеска гамма-всплеска. Наблюдения не должны прекращаться после обнаружения сверхновой, но в идеале должны продолжаться, ведя наблюдения за этим источником с целью полного описания всех стадий роста сверхновой, а также ее максимума и затухания. Без этого неопределенности в вычитании послесвещения и родительской галактики могут начать доминировать, что помешает сделать какие-либо надежные выводы о конкретных параметрах СН-ГРБ.

В большинстве случаев мы не можем определить поглощение родительской галактики во время наблюдательной кампании, направленной на обнаружение сверхновой. Это возможно только после того, как послесвещение и сверхновая полностью затухнут, оставив невозмущенную родительскую галактику доступной для наблюдений и последующего моделирования. На этом этапе единственное, что можно сделать, – это организовать многоцветные наблюдения, чтобы попытаться обнаружить сверхновую хотя бы в одном фотометрическом фильтре. Многоцветные наблюдения также могут быть полезны с точки зрения того, что сверхновая ведет себя хроматично по сравнению с послесвещением – наблюдается изменение цвета во время ее роста. Это также может сигнализировать, что мы начинаем наблюдать не только поток, доминируемый послесвещением, но и сверхновую на стадии роста, которая начинает вносить сопоставимый вклад. Рассматривая фильтры SDSS, рост сверхновой сначала начнется на более коротких длинах волн, например, в фильтре g . Рост будет заметен последним в фильтре z .

Поэтому многоцветные наблюдения важны как для прописывания общей кривой блеска гамма-всплеска и сверхновой, ассоциированной с ним, так и для конкретного поиска сверхновой.

Проблему идентификации сверхновой вблизи ядра ее родительской галактики можно решить с помощью вычитания изображений. Это включает в себя наблюдение родительской галактики до или после связанных с ней гамма-всплеска и активности сверхновой. Полученное изображение служит шаблоном, который затем вычитается из изображений, полученных в активной фазе сверхновой. Эффективное вычитание устраняет галактику из изображения, оставляя видимый источник около определенного положения гамма-всплеска, идентифицируемый как сверхновая. Этот метод позволяет фотометрически обнаруживать сверхновые в кривых блеска гамма-всплесков, даже когда они расположены рядом с ядром родительской галактики. Однако важно помнить о технических трудностях, возникающих при вычитании изображений. Например, проблемы могут возникнуть при вычитании шаблона из изображений, полученных с совершенно разных телескопов (см. п. 4.5). Существует также другой метод, включающий математическое вычитание потока от родительской галактики. Во время фотометрии измеряется поток как от нашего транзистора, так и от родительской галактики. Если родительская галактика относительно яркая и ее фотометрия указана в каталогах, ее величины можно использовать для вычитания соответствующего потока родительской галактики. Если родительская галактика тусклая или о ней нет данных в каталогах, поздние наблюдения помогут определить ее видимую звездную величину. В итоге, в обоих случаях после математического вычитания вклада родительской галактики остается только вклад транзистора, что и является целью. Использование этого метода особенно требует точных наблюдений, так как если объект виден при отношении сигнала к шуму 3–5, вычитание родительской галактики приведет к переносу ошибки, делающей ошибку звездной величины источника слишком большой, чтобы считаться статистически надежной. То есть этот метод чувствителен к качеству изображений.

Если наша цель – увеличить статистику гамма-всплесков со сверхновыми, нам необходимо обнаружить больше самих гамма-всплесков. Поскольку Ферми и недавно запущенные ЭП и СВОМ делают это гораздо чаще, чем Свифт, но значительно менее точно, нужно иметь возможность наблюдать и покрывать большие поля локализации в разумные сроки. Одним из инструментов, способных на это, является Gravitational-wave Optical Transient Observer (GOTO; Стигс и др., 2022). GOTO состоит из сети широкопольных оптических телескопов GOTO-North, расположенных в обсерватории Роке-де-лос-Мучачос (Ла-Пальма, Испания), и GOTO-South – в обсерва-

³<https://gcn.nasa.gov>

тории Сайдинг-Спринг (Австралия). Такое диаметрально противоположное размещение инструментов (рис. 18) позволяет осуществлять квазинепрерывный мониторинг переменного оптического неба с периодом ~ 2 –3 дня, что позволяет наблюдать за источниками в обоих полушариях. Эта система была разработана как система быстрого реагирования для покрытия полей локализации гравитационно-волновых событий и поиска их оптических компонент (Гомперц и др., 2020). Этот подход также был применен для поиска гамма-всплесков, зарегистрированных Ферми, которые не могут быть эффективно покрыты узкопольными телескопами.

Возможности инструментов, таких как ГОТО, обнаруживать оптические компоненты гамма-всплесков в полях локализации Ферми, позволяют в целом обнаруживать больше гамма-всплесков. Чем больше гамма-всплесков мы наблюдаем, тем выше шансы обнаружить связанную с ними сверхновую. Кроме того, раннее обнаружение гамма-всплеска позволяет начать ранние спектроскопические наблюдения для определения красного смещения. Поскольку известно, что примерно 70% длинных гамма-всплесков, обнаруженных с красным смещением 0.5 или ближе, сопровождаются сверхновой, известное красное смещение позволяет подогнать и скоординировать наблюдательную кампанию, а также оценить потенциальные временные рамки для обнаружения сверхновой вместе с ее звездной величиной в максимуме. Эти меры увеличивают шансы на обнаружение сверхновых, ассоциированных с гамма-всплесками, тем самым расширяя их выборку.

Учет всех упомянутых селективных эффектов поможет обнаружить больше сверхновых, связанных с гамма-всплесками, увеличивая их статистическую выборку. В настоящее время эта выборка включает только 44 подтвержденных сверхновых, связанных с гамма-всплесками, полученных из фотометрических наблюдений, 29 из которых подтверждены спектрскопически. Этой выборки недостаточно для всестороннего статистического анализа. Например, статистически (двухвыборочный критерий Колмогорова–Смирнова) мы не можем отвергнуть нулевую гипотезу о том, что выборки СН-ГРБ и СН Ic относятся к одной генеральной совокупности (Белкин и Позаненко, 2021). Тем не менее из распределения M_V-T_{\max} можно наблюдать тренд между абсолютной звездной величиной в максимуме СН-ГРБ в фильтре V и временем от обнаружения гамма-всплеска до пика сверхновой в системе отсчета источника, оставляя угол для поздних пиков тусклых сверхновых пустым. Это поведение также может указывать на то, что чем ярче сверхновая, тем больше выброс и, следовательно, больше непрозрачность. Это означает, что для того, чтобы излучение стало наблюдаемым, потребуется больше времени, и, следовательно, максимум сверхновой будет наблюдаться позже. Асимметрия взрыва сверхновой

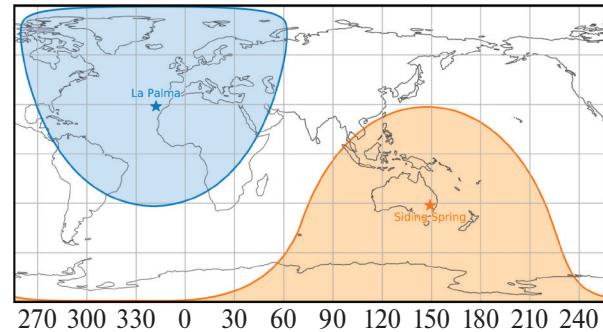


Рис. 18. Сеть телескопов ГОТО. Каждая сторона состоит из двух монтировок, с восемью 0.4-метровыми телескопами на каждой из них, совокупное поле зрения обеих из которых составляет около 88 квадратных градусов за одно наведение.

вой и ее ориентация относительно угла наблюдения, также могут влиять на наблюдательные свойства СН-ГРБ (Ашалл и др., 2019); однако, похоже, это влияет только на время нарастания и угасания, а не на время непосредственного максимума сверхновой.

Распределение M_V-T_{\max} СН-ГРБ является продолжением систематических исследований сверхновых с гамма-всплесками (см., например, Зэх и др., 2004; Хорт и др., 2012; Кано и др., 2017б; Люй и др., 2018; Белкин и др., 2021). В текущем исследовании мы сосредоточены на определении конкретных параметров сверхновой таким образом, чтобы максимизировать выборку СН-ГРБ на основе имеющихся у нас данных, а также того, что представлено в литературе.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Объективность полученных результатов на выборке СН-ГРБ, собранных из различных источников, подтвердили статистические тесты ANOVA для параметра M_V (0.318, вероятность 0.729) и Краскела–Уоллиса для параметра T_{\max} (0.450, вероятность 0.799), которые подтвердили, что разные источники и, возможно, методы обработки данных оптических наблюдений не вносят систематического смещения в значения M_V и T_{\max} . Это обеспечивает надежность полученных результатов.

Гистограмма зарегистрированных сверхновых, ассоциированных с гамма-всплеском, показана на рис. 19. Используя скользящее среднее с окном в 10 лет, можно получить сглаженное среднее, значение которого составляет 1.5 СН-ГРБ в год. Экстраполяция на основе этого тренда предполагает, что удвоение текущей выборки из 44 СН-ГРБ потребует приблизительно 28 лет. Этот прогноз подчеркивает важность длительного мониторинга всех гамма-всплесков с красным смещением $z \lesssim 0.5$.

Как можно было бы ожидать, золотая выборка СН-ГРБ состоит из статистически обеспеченных, близких к наблюдателю источников с красным смещением $z \lesssim 0.5$ (см. рис. 8 и 12). Отсутствие регистрации

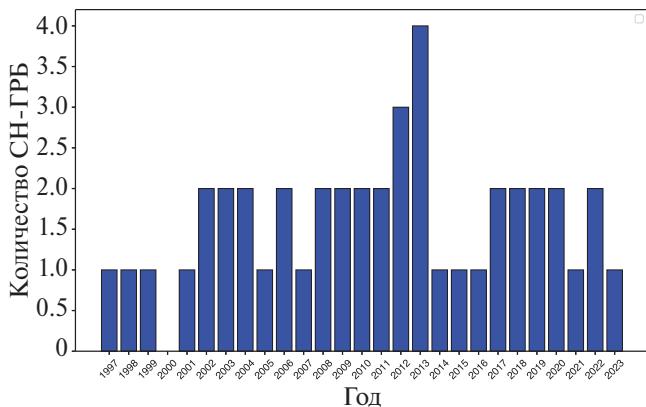


Рис. 19. Количество зарегистрированных СН-ГРБ по годам. Значение скользящего среднего с окном в 10 лет получается равным ~ 1.5 СН-ГРБ в год, что дает удвоение текущей выборки к 2052 г.

сверхновых от близких источников длинных гамма-всплесков можно отнести к селективным эффектам, которые не позволили зарегистрировать СН-ГРБ, например, из-за ее чрезвычайной тусклости. Действительно, среди СН-ГРБ отсутствуют СН, более тусклые в максимуме, чем $M_V = -17.8^m$. Отсутствие длительного мониторинга источника также может приводить к необнаружению СН. Основная масса СН-ГРБ имеет максимум до 20 дней (в системе отсчета источника) после обнаружения гамма-всплеска. Это означает, что в нашей системе отсчета наблюдателя мониторинг для обнаружения СН-ГРБ на красном смещении $z = 0.5$ должен продолжаться до 30 дней после регистрации ГРБ в гамма-диапазоне. Есть и другая интерпретация отсутствия регистрации СН, а именно, то, что прародителем таких гамма-всплесков могло быть слияние двойных нейтронных звезд (Аббott и др., 2017), а не сверхновая с коллапсирующим ядром. Известно, что кilonovaya от коротких гамма-всплесков, вызванных слиянием двойных нейтронных звезд, проявляется в начальный период (1–2 дня) после гамма-всплеска (Коултер и др., 2017). Такая интерпретация была предложена, например, для длинных гамма-всплесков GRB 211211A ($T_{90} = 51$ с, $z = 0.076$; см., например, Троя и др., 2018; Троя и др., 2022; Растинежад и др., 2022; Мей и др., 2022; Ян и др., 2022; Гомпертц и др., 2023), GRB 230307A ($T_{90} = 35$ с, $z = 0.0646$; см., например, Сан и др., 2023; Гилландерс и др., 2023; Готтлиб и др., 2023; Леван и др., 2024) и GRB 191019A ($T_{90} = 64$ с, $z = 0.248$; см., например, Леван и др., 2023; Стратта и др., 2024). Наконец, селективный эффект, связанный с определением параметра длительности гамма-всплеска в гамма-диапазоне T_{90} может приводить к неправильной классификации гамма-всплеска. С одной стороны, короткие гамма-всплески, произошедшие в результате слияния двойной системы нейтронных звезд (Аббott и др., 2017; Позаненко и др., 2020), могут иметь про-

дленное излучение (Норрис и Боннелл, 2006; Минаев и др., 2010, Мозгунов и др., 2021). С другой стороны, слияние нейтронных звезд действительно может приводить к более длительному излучению, чем 2 с (Барков и Позаненко, 2011; Мусолино и др., 2024), обычно определяемые как граница между короткими и длинными гамма-всплесками. Это продленное излучение может засчитываться в значение параметра T_{90} и тогда гамма-всплеск может быть классифицирован как длинный, но от источника которого нельзя ожидать сверхновую.

Никакой корреляции параметров СН-ГРБ (M_V , T_{\max}) от красного смещения не обнаружено, что косвенно указывает на однородность выборки СН-ГРБ и ее независимость от красного смещения. Никаких значимых корреляций между параметрами СН-ГРБ (M_V , T_{\max}) и параметрами собственного излучения ГРБ ($T_{90,i}$, E_{iso} , $E_{p,i}$), и от красного смещения z , также обнаружено не было.

Предложенные ранее корреляции (см., например, $z-T_{\max}$, $E_{iso}-T_{\max}$: Аймуратов и др., 2023) не нашли подтверждения в нашем исследовании выборки из 44 СН-ГРБ, несмотря на большее количество СН-ГРБ в выборке за счет использования только параметров максимума кривой блеска сверхновых, таких как абсолютная звездная величина (M_V) и время максимума (T_{\max}) в системе отсчета источника. Действительно, эти параметры, M_V и T_{\max} , можно надежно определить для большего количества событий СН-ГРБ.

В литературе были предложены похожие диаграммы, в которых использовались параметры сдвига (k) и растяжения (s) “эталонной” кривой блеска сверхновой SN 1998bw для аппроксимации кривых блеска СН-ГРБ (см., например, Зэх и др., 2004; Клозе и др., 2019). Однако подобные исследования также не подтвердили наличие значимой зависимости, либо она была настолько слаба, что не могла быть надежно обнаружена (см., например, Шульце и др., 2014; Кано, 2014). Наша диаграмма, построенная на основе более обширной выборки СН-ГРБ, подтверждает эти выводы. Предложенная ранее корреляция M_V-T_{\max} (Белкин и др., 2021) не может быть статистически подтверждена на данном этапе. Тем не менее ее возможное использование для выбора временного интервала поиска и наблюдений СН-ГРБ, а также для оценки красного смещения, связанного с поздним ростом кривой блеска гамма-всплеска, остается перспективным.

Распределение абсолютной звездной величины M_V в максимуме сверхновых, ассоциированных с гамма-всплесками, характеризуется средним значением -19.28^m и стандартным отклонением 0.57^m (рис. 20). Данные значения соответствуют ранее опубликованным результатам, например, -19.0^m со стандартным отклонением в 0.8^m (Ричардсон, 2009) и -19.2^m со стандартным отклонением 0.4^m (де Угарте Постиго и др., 2018). Асимметрия нашего распределения составляет 0.28, что свидетельствует о небольшой положи-

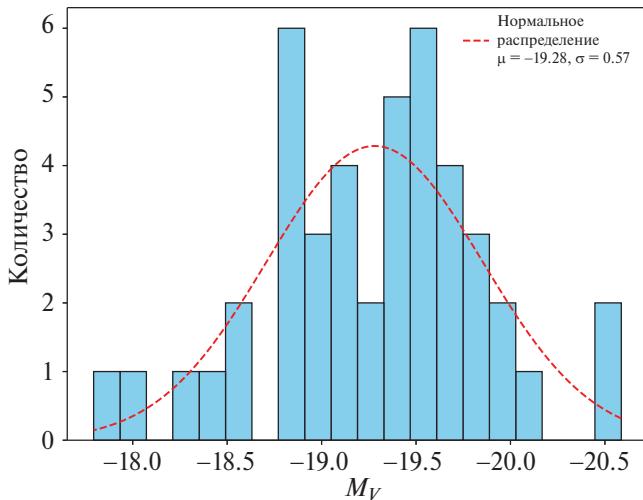


Рис. 20. Распределение абсолютной звездной величины M_V сверхновых, ассоциированных с гамма-всплесками. Гистограмма демонстрирует число сверхновых в каждом интервале M_V , а красная пунктирная линия показывает аппроксимацию нормальным распределением с параметрами среднего значения -19.28^m и стандартного отклонения 0.57^m . Можно предположить бимодальность распределения M_V , но на данном этапе статистически подтвердить это нельзя.

тельной асимметрии с небольшим вытягиванием хвоста распределения в сторону менее ярких объектов. Эксцесс, равный 0.36, подтверждает умеренную пиконость распределения, близкую к нормальному, что подкрепляется визуальным согласованием с нормальным распределением на гистограмме. Проверка нормальности распределения также была проведена с использованием теста Шапиро–Уилка, значение статистики которого для распределения M_V получилось равным 0.980 с вероятностью 0.647. Это указывает на отсутствие оснований для отклонения нулевой гипотезы о нормальности распределения данных M_V . Эти результаты подтверждают, что распределение M_V для данной выборки СН-ГРБ является однородным, с минимальными выбросами и близко к нормальному, что делает его подходящим для стандартных методов статистического анализа и дальнейших исследований по уточнению особенностей распределения, включая возможное выявление дополнительных модальных пиков при увеличении выборки. Однако какую-либо бимодальность распределения параметра M_V статистически подтвердить нельзя.

Распределение времени максимума кривой блеска СН-ГРБ в системе отсчета источника (T_{\max}) характеризуется средним значением 14.23 дня и большим стандартным отклонением 4.25, указывая на разнобразие во времени достижения максимума светимости среди наблюдаемых объектов (рис. 21). Наблюдаемое распределение имеет выраженную асимметрию со значением асимметрии 2.23, что свидетельствует о значительном вытягивании распределения в

сторону больших времен максимума. Эксцесс, равный 7.84, подчеркивает сильную пиконость распределения, значительно превосходящую нормальное распределение. Это указывает на наличие выбросов или специфической подгруппы сверхновых, достигающих максимума значительно позднее остальных. Модальное значение, равное 14.24 дня, совпадает со средним, подчеркивая концентрацию значительного числа событий вокруг этого интервала времени. Значение среднего также согласуется с аналогичным из работы Аймуратов и др. (2023), где оно было оценено равным 13.43 ± 2.78 . Тест Шапиро–Уилка дает статистику 0.818 с вероятностью 7.3×10^{-6} . Результаты теста указывают на статистически значимое отклонение от нормального распределения. Очень малая вероятность подтверждает эту тенденцию, что позволяет отвергнуть гипотезу о нормальности распределения T_{\max} . В распределении также виден резкий обрыв в сторону малых интервалов между временем регистрации гамма-всплеска и максимума в кривой блеска СН-ГРБ. Тенденцию можно было бы объяснить тем, что мы не регистрируем ранних СН-ГРБ в кривых блеска оптического послесвечения гамма-всплесков. Джет, отвечающий за электромагнитное излучение гамма-всплеска, распространяется с релятивистскими скоростями, в то время как выброс сверхновой движется значительно медленнее. Это приводит к тому, что максимум светимости СН-ГРБ наблюдается значительно позже гамма-всплеска. Время, необходимое сверхновой для достижения максимума своей светимости, зависит от начальных условий взрыва и характеристик окружающей среды, что влияет на формирование распределения T_{\max} в данных. Еще одной возможной причиной нерегистрации ранних максимумов СН-ГРБ является доминирование оптического послесвечения гамма-всплеска над светимостью сверхновой в этот период. Если оптическое послесечение гамма-всплеска остается ярким, оно может маскировать более тусклое излучение от сверхновой. Этот эффект может также объяснить наблюдаемую тенденцию на диаграмме M_V-T_{\max} , где более ранние СН-ГРБ демонстрируют более низкую светимость.

Возможное разделение СН-ГРБ на две подгруппы на диаграмме $M_V-\log_{10}(E_{\text{iso}})$ (рис. 13) было проверено с помощью кластерного анализа. Кластеризация была подтверждена несколькими методами (DBSCAN, K-means, GMM). Метрика силуэтов для каждого из методов показала, что кластеризация является адекватной (DBSCAN: 0.442, K-means: 0.416, GMM: 0.421) и не является результатом случайности (рис. 14). В то время как DBSCAN выделяет две СН-ГРБ (GRB 050525A, GRB 011121) как шум, метод K-means позволил добиться аналогичной кластеризации, используя все СН-ГРБ в выборке при заданных примерных начальных центрах кластеров. Метод GMM позволил получить такой же результат после

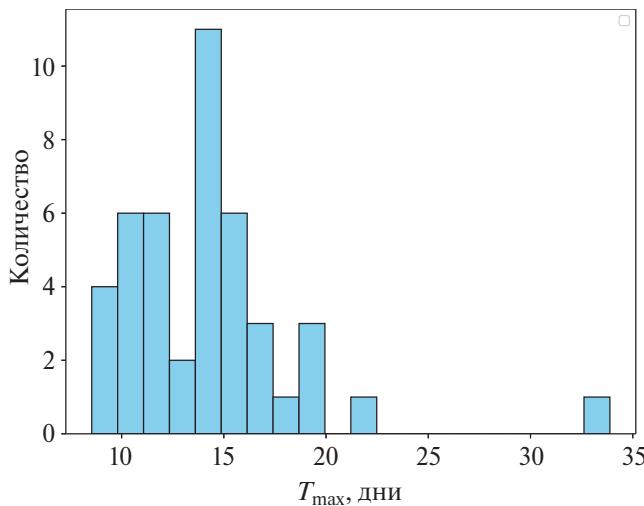


Рис. 21. Распределение времени максимума сверхновых, ассоциированных с гамма-всплесками, в системе отсчета источника T_{\max} . Гистограмма демонстрирует число сверхновых в каждом интервале T_{\max} .

исключения из рассмотрения крайних значений по параметру $\log_{10}(E_{\text{iso}})$ двух сверхновых, ассоциированных с GRB 980425 и GRB 221009A.

Разделение на два кластера в плоскости параметров $M_V - \log_{10}(E_{\text{iso}})$ является первым свидетельством связи параметра собственного излучения гамма-всплеска в гамма-диапазоне (E_{iso}) и параметра сверхновой (M_V). Возможно, две группы соответствуют существенно разным начальным или конечным параметрам сверхновой, являющейся прародителем гамма-всплесков. Действительно, для кластера 1 была найдена значимая корреляция между параметрами E_{iso} и M_V , а именно, с увеличением E_{iso} уменьшается светимость в максимуме СН, пропорциональная параметру M_V . Для кластера 0 значимой корреляции между этими параметрами не обнаружено. Исследование этих зависимостей выходит за рамки работы.

Ряд селективных эффектов затрудняет обнаружение СН-ГРБ. Они включают расстояние до источника, яркость послесвечения и светимость родительской галактики. Хотя эти факторы находятся вне нашего контроля, мы можем адаптировать наши наблюдательные стратегии для минимизации их воздействия путем проведения более точных наблюдений. Это особенно важно, когда известно, что красное смешение $\lesssim 0.5$, поскольку примерно 70% длинных гамма-всплесков сопровождаются сверхновыми. Что приводит к необходимости проведения длительных мониторинговых наблюдений таких гамма-всплесков, чтобы увеличивать шансы на их обнаружение и как следствие увеличение выборки СН-ГРБ.

Положение транзента (ГРБ и СН-ГРБ) в родительской галактике также может затруднить их обнаружение или, по крайней мере, сделать его более сложным и неоднозначным. Техники, такие как вы-

читание шаблона или математическое вычитание родительской галактики, могут изолировать поток транзента, что особенно полезно, когда сверхновая находится близко к галактическому ядру.

Для увеличения обнаружения СН-ГРБ первостепенно важно обнаружить больше гамма-всплесков. Сети, такие как ГОТО, имеют важное значение в этом усилии, используя их широкопольные оптические телескопы для эффективного мониторинга обширных полей локализации обсерваторий Ферми и СВОМ.

Улучшение технологий обнаружения, совершенствование методов наблюдения и расширение сетей телескопов, наряду с обменом результатами и совместными усилиями, имеют решающее значение для создания более надежной статистической основы для изучения СН-ГРБ. Эти меры не только увеличивают количество обнаруженных событий, но и улучшают качество данных, что позволяет проводить более точный и всесторонний анализ их кривых блеска.

БЛАГОДАРНОСТИ

А.С. Позаненко благодарит РНФ (грант 23-12-00220) за частичную поддержку проведения наблюдений сверхновых, ассоциированных с гамма-всплесками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аббott и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, et al.), *Astrophys. J.* **848**, L13 (2017).
2. Аббott и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R.X. Adhikari, et al.), *Astrophys. J.* **992**, L3 (2020).
3. Агуи Фернандез и др. (J. F. Agui Fernandez, A. de Ugarte Postigo, C.C. Thoene, D.B. Malesani, L. Izzo, and A.L. Cabrera Lavers), *GCN Circular* **34597** (2023).
4. Аймуратов и др. (Y. Aimuratov, L. Becerra, C.L. Bianco, Y.-C. Chen, C. Cherubini, S. Eslamzadeh, S. Filippi, M. Karlica, et al.), *GCN Circular* **31056** (2021).
5. Аймуратов и др. (Y. Aimuratovet, L.M. Becerra, C.L. Bianco, C. Cherubini, M. Della Valle, S. Filippi, Liang Li, R. Moradi, et al.), *Astrophys. J.* **955**, 93 (2023).
6. Алард и Люpton (C. Alard and R.H. Lupton), *Astrophys. J.* **503**, 325 (1998).
7. Алард (C. Alard), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **144**, 363 (2000).
8. Ан и др. (Z. An et al.), *arXiv:2303.01203* (2023).
9. Атвуд и др. (W. B. Atwood et al.), *Astrophys. J.* **697**, 1071 (2009).
10. Ашалл и др. (C. Ashall, A.A. Abdo, M. Ackermann, W. Althouse, B. Anderson, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, et al.), *MNRAS* **487**, 5824 (2019).
11. Базин и др. (G. Bazin, V. Ruhlmann-Kleider, N. Palanque-Delabrouille, J. Rich, E. Aubourg, P. Astier, C. Balland, S. Basa, et al.), *Astron. Astrophys.* **534**, A43 (2011).
12. Барков и Позаненко (M.V. Barkov and A.S. Pozanenko), *MNRAS* **417**, 2161 (2011).

13. Барроус и др. (D.N. Burrows, J.E. Hill, J.A. Nousek, J.A. Kennea, A. Wells, J.P. Osborne, A.F. Abbey, A. Beardmore, et al.), *Space Sci. Rev.* **120**, 165 (2005).
14. Бартелми и др. (S.D. Barthelmy et al.), *Space Sci. Rev.* **120**, 143 (2005).
15. Бекер (A. Becker), *Astrophysics Source Code Library* (2015).
16. Белкин и др. (S.O. Belkin et al.), *Astron. Lett.* **46**, 783 (2021).
17. Белкин и Позаненко (S. Belkin and A. Pozanenko), *Communications in Computer and Information Science* **1620** (2022).
18. Белкин и др. (S. Belkin, et al.), *GCN Circular* **31736** (2022).
19. Белкин и Позаненко (S. Belkin and A. Pozanenko), *Pattern Recognition and Image Analysis* **33**, 86 (2023).
20. Белкин и др. (S. Belkin, et al.), *MNRAS* **527**, 11507 (2024).
21. Берсье и др. (D. Bersier, et al.), *Astrophys. J.* **643**, 284 (2006).
22. Биссальди и др. (E. Bissaldi, F. Calura, F. Matteucci, F. Longo, and G. Barbiellini), *Astron. Astrophys.* **471**, 585 (2007).
23. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, et al.), *Sov. Astron. Lett.* **10**, 177 (1984).
24. Блум и др. (J.S. Bloom, S.R. Kulkarni, P.A. Price, D. Reichart, T.J. Galama, B.P. Schmidt, D.A. Frail, E. Berger, et al.), *Astrophys. J. (Lett.)* **572**, L45 (2002).
25. Бошняк и др. (Z. Bosnjak, A. Celotti, G. Ghirlanda, M. Della Valle, and E. Pian), *Astron. Astrophys.* **447**, 121 (2006).
26. Буфано и др. (F. Bufano, E. Pian, J. Sollerman, S. Benetti, G. Pignata, S. Valenti, S. Covino, P. D'Avanzo, et al.), *Astrophys. J.* **753**, 67 (2012).
27. Бьёрнссон и др. (G. Bjornsson, et al.), *Astrophys. J. (Lett.)* **552**, L121 (2001).
28. Бэллм и др. (E.C. Bellm, Sh.R. Kulkarni, T. Barlow, U. Feindt, M.J. Graham, A. Goobar, Th. Kupfer, C.-C. Ngeow, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **131**, 018003 (2019).
29. Валеев и др. (A.F. Valeev, et al.), *GCN Circular*, **25565** (2019).
30. Ван и др. (X.I. Wang, et al.), *Astrophys. J. (Lett.)* **931**, L2 (2022).
31. Ван и Уилер (L. Wang and J.C. Wheeler), *Astrophys. J. (Lett.)* **504**, L87 (1998).
32. Вольнова и др. (A.A. Volnova, M.V. Pruzhinskaya, A.S. Pozanenko, S.I. Blinnikov, P.Yu. Minaev, O.A. Burkhanov, A.M. Chernenko, Sh.A. Ehgamberdiev, et al.), *MNRAS* **467**, 3500 (2017).
33. Вольнова и др. (A. Volnova, et al.), *Anais da Academia Brasileira de Ciencias* **93** (2021).
34. Галама и др. (T.J. Galama, P.M. Vreeswijk, J. van Paradijs, C. Kouveliotou, T. Augusteijn, H. Bohnhardt, J.P. Brewer, V. Doublier, et al.), *Nature* **395**, 670 (1998).
35. Галама и др. (T.J. Galama, N. Tanvir, P.M. Vreeswijk, R.A.M.J. Wijers, P.J. Groot, E. Rol, J. van Paradijs, C. Kouveliotou, A. Fruchter, et al.), *Astrophys. J.* **536**, 185 (2000).
36. Гарнавич и др. (P.M. Garnavich, K.Z. Stanek, L. Wyrzykowski, L. Infante, E. Bendek, D. Bersier, S.T. Holland, S. Jha, et al.), *Astrophys. J.* **582**, 924 (2003).
37. Гётц и др. (C. G'otz, et al.), *Gamma-ray Burst: Sixth Huntsville Symposium* **1133**, 25 (2009).
38. Гилландерс и др. (J.H. Gillanders, et al.), *arXiv:2308.00633* (2023).
39. Гольштейн и др. (A. Goldstein, P. Veres, E. Burns, M.S. Briggs, R. Hamburg, D. Kocevski, C.A. Wilson-Hodge, R.D. Preece, et al.), *Astrophys. J.* **848**, L14 (2017).
40. Гомпертц и др. (B.P. Gompertz, R. Cutter, D. Steeghs, D.K. Galloway, J. Lyman, K. Ulaczyk, M.J. Dyer, K. Ackley, et al.), *MNRAS* **497**, 726 (2020).
41. Гомпертц и др. (B.P. Gompertz, M.E. Ravasio, M. Nicholl, A.J. Levan, B.D. Metzger, S.R. Oates, G.P. Lamb, W. Fong, et al.), *Nature Astron.* **7**, 67 (2023).
42. Готтилеб и др. (O. Gottlieb, B.D. Metzger, E. Quataert, D. Issa, T. Martineau, F. Foucart, M.D. Duez, L.E. Kidder, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **958**, L33 (2023).
43. Групе и др. (D. Grupe, C. Gronwall, X.-Y. Wang, P.W.A. Roming, J. Cummings, B. Zhang, P. Meszaros, M. Diaz Trigo, et al.), *Astrophys. J.* **662**, 443 (2007).
44. Дадо и Дар (S. Dado and A. Dar), *GCN Circular* **25581** (2019).
45. де Угарте Постиго и др. (A. de Ugarte Postigo, Z. Cano, D.A. Perley, S. Schulze, D. Xu, R. Sanchez-Ramirez, D. Malesani, G. Lombardi, et al.), *GCN Circular* **18213** (2015).
46. де Угарте Постиго и др. (A. de Ugarte Postigo, C.C. Thone, K. Bensch, A.J. van der Horst, D.A. Kann, Z. Cano, L. Izzo, P. Goldoni, et al.), *Astron. Astrophys.* **620**, A190 (2018).
47. де Угарте Постиго и др. (A. de Ugarte Postigo, L. Izzo, C.C. Thone, M. Blazek, K. Bensch, J.F. Agui, D.A. Kann, A.L. Cabrera Lavers, et al.), *GCN Circular* **25677** (2019).
48. де Угарте Постиго и др. (A. de Ugarte Postigo, L. Izzo, G. Pugliese, D. Xu, B. Schneider, J.P.U. Fynbo, N.R. Tanvir, D.B. Malesani, et al.), *GCN Circular* **32648** (2022).
49. де Угарте Постиго и др. (A. de Ugarte Postigo, J.F. Agui Fernandez, C.C. Thone, and L. Izzo), *GCN Circular* **34409** (2023).
50. Делла Валле и др. (M. Della Valle, D. Malesani, S. Benetti, V. Testa, M. Hamuy, L.A. Antonelli, G. Chincarini, G. Cocozza, et al.), *Astron. Astrophys.* **406**, L33 (2003).
51. Делла Валле и др. (M. Della Valle, D. Malesani, J.S. Bloom, S. Benetti, G. Chincarini, P. D'Avanzo, R.J. Foley, S. Covino, et al.), *Astrophys. J. (Lett.)* **642**, L103 (2006).
52. Делла Валле (M. Della Valle), *Inter. J. Modern Phys. D* **20**, 1745 (2011).
53. Джин и др. (Z.-P. Jin, et al.), *Astrophys. J.* **774**, 114 (2013).
54. Д'Элиа и др. (V. D'Elia, E. Pian, A. Melandri, P. D'Avanzo, M. Della Valle, P.A. Mazzali, S. Piranomonte, G. Tagliaferri, et al.), *Astron. Astrophys.* **577**, A116 (2015).
55. Егамбердиев и др. (S.A. Ehgamberdiev, A.K. Baijumanov, S.P. Ilyasov, M. Sarazin, Y.A. Tillayev, A.A. Tokovinin, and A. Ziad), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **145**, 293 (2000).
56. Зэх и др. (A. Zeh, S. Klose, and D.H. Hartmann), *Astrophys. J.* **609**, 952 (2004).

57. Ивамото и др. (K. Iwamoto, P.A. Mazzali, K. Nomoto, H. Umeda, T. Nakamura, F. Patat, I.J. Danziger, T.R. Young, et al.), *Nature* **395**, 672 (1998).
58. Иzzo и др. (L. Izzo, J. Selsing, J. Japelj, B. Milvang-Jensen, J.P.U. Fynbo, D. Xu, D.A. Kann, N.R. Tanvir, et al.), *GCN Circular 22180* (2017).
59. Иzzo и др. (L. Izzo, A. Rossi, D.B. Malesani, K.E. Heintz, J. Selsing, P. Schady, R.L.C. Starling, J. Sollerman, et al.), *GCN Circular 23142* (2018).
60. Канн и др. (D.A. Kann, S. Klose, and A. Zeh), *Astrophys. J.* **641**, 993 (2006).
61. Канн и др. (D.A. Kann, S. Klose, B. Zhang, D. Malesani, E. Nakar, A. Pozanenko, A.C. Wilson, N.R. Butler, et al.), *Astrophys. J.* **720**, 1513 (2010).
62. Канн и др. (D.A. Kann, S. Klose, B. Zhang, S. Covino, N.R. Butler, D. Malesani, E. Nakar, A.C. Wilson, et al.), *Astrophys. J.* **734**, 96 (2011).
63. Канн и др. (D.A. Kann, P. Schady, E.F. Olivares, S. Klose, A. Rossi, D.A. Perley, B. Zhang, T. Kruhler, et al.), *Astron. Astrophys.* **617**, A122 (2018).
64. Канн и др. (D.A. Kann, P. Schady, E.F. Olivares, S. Klose, A. Rossi, D.A. Perley, T. Kruhler, J. Greiner, et al.), *Astron. Astrophys.* **624**, A143 (2019).
65. Кано и др. (Z. Cano, D. Bersier, C. Guidorzi, R. Margutti, K.M. Svensson, S. Kobayashi, A. Melandri, K. Wiersema, et al.), *MNRAS* **413**, 669 (2011).
66. Кано (Z. Cano), *MNRAS* **434**, 1098 (2013).
67. Кано (Z. Cano), *Astrophys. J.* **794**, 121 (2014a).
68. Кано и др. (Z. Cano), *Astron. Astrophys.* **568**, A19 (2014b).
69. Кано и др. (Z. Cano, A. de Ugarte Postigo, D. Perley, T. Kruhler, R. Margutti, M. Friis, D. Malesani, P. Jakobsson, et al.), *MNRAS* **452**, 1535 (2015).
70. Кано и др. (Z. Cano, et al.), *Astron. Astrophys.* **605**, A107 (2017a).
71. Кано и др. (Z. Cano, et al.), *Adv. Astron.* **2017** (2017b).
72. Кастро-Тирадо и др. (A.J. Castro-Tirado, Y. Hu, E. Fernandez-Garcia, A. Valeev, V. Sokolov, S. Guziy, S. Oates, S. Jeong, et al.), *GCN Circular 23708* (2019).
73. Кирола-Васкес и др. (J. Quirola-Vasquez, D.B. Malesani, A.J. Levan, P.G. Jonker, F.E. Bauer, J. van Dalen, M.E. Ravasio, D. Mata Sanchez, et al.), *GCN 37458* (2024).
74. Клозе и др. (S. Klose, S. Schmidl, D.A. Kann, A. Nicuesa Guelbenzu, S. Schulze, J. Greiner, E.F. Olivares, T. Kruhler, et al.), *Astron. Astrophys.* **622**, 28 (2019).
75. Кобб и др. (B.E. Cobb, J.S. Bloom, D.A. Perley, A.N. Morgan, S.B. Cenko, and A.V. Filippenko), *Astrophys. J. (Lett.)* **718**, L150 (2010).
76. Коултер и др. (D.A. Coulter, R.J. Foley, D. Kasen, A. Murguia-Berthier, E. Ramirez-Ruiz, D.A. Coulter, M.R. Drout, A.L. Piro, et al.), *Science* **358**, 1556 (2017).
77. Кошут и др. (T.M. Koshut, W.S. Paciesas, Ch. Kouveliotou, J. van Paradijs, G.N. Pendleton, G.J. Fishman, and Ch.A. Meegan), *Astrophys. J.* **463**, 570 (1996).
78. Кувелиоту и др. (C. Kouveliotou, Ch.A. Meegan, G.J. Fishman, N.P. Bhat, M.S. Briggs, Th.M. Koshut, W.S. Paciesas, and G.N. Pendleton), *Astrophys. J. (Lett.)* **413**, L101 (1993).
79. Кулкарни и др. (S.R. Kulkarni, D.A. Frail, M.H. Wieringa, R.D. Ekers, E.M. Sadler, R.M. Wark, J.L. Higdon, E.S. Phinney, and J.S. Bloom), *Nature* **395**, 663 (1998).
80. Леван и др. (A.J. Levan, D.B. Malesani, B.P. Gompertz, A.E. Nugent, M. Nicholl, S.R. Oates, D.A. Perley, J. Rastinejad, et al.), *Nature Astron.* **7**, 976 (2023).
81. Леван и др. (A.J. Levan, B.P. Gompertz, O.Sh. Salafia, M. Bulla, E. Burns, K. Hotokezaka, L. Izzo, G.P. Lamb, et al.), *Nature* **626**, 737 (2024).
82. Левеск и др. (E.M. Levesque, R. Chornock, A.M. Soderberg, E. Berger, and R. Lunnan), *Astrophys. J.* **758**, 92 (2012).
83. Лесаж и др. (S. Lesage, S. Poolakkil, C. Fletcher, C. Meegan, A. Goldstein, Fermi GBM Team), *GCN Circular 25575* (2019).
84. Лесаж и др. (S. Lesage, S. Poolakkil, C. Meegan, Fermi Gamma-ray Burst Monitor Team), *GCN Circular 30965* (2021).
85. Ли и др. (Q.M. Li, Z.B. Zhang, X.L. Han, K.J. Zhang, X.L. Xia, and C.T. Hao), *MNRAS* **524**, 1096 (2023).
86. Липунов и др. (V.M. Lipunov, A.V. Krylov, V.G. Kornilov, G.V. Borisov, D.A. Kuvshinov, A.A. Belinsky, M.V. Kuznetsov, S. Potanin, S. A.; et al.), *Astronomische Nachrichten* **325**, 580 (2004).
87. Люй и др. (H.-J. L'u, et al.), *Astrophys. J.* **862**, 13 (2018).
88. Мазаева и др. (E. Mazaeva, et al.), *Inter. J. Modern Phys. D* **27** (2018).
89. Маргутти и др. (R. Margutti, A.M. Soderberg, M.H. Wieringa, P.G. Edwards, R.A. Chevalier, B.J. Morsony, R. Barniol Duran, L. Sironi, et al.), *Astrophys. J.* **778**, 18 (2013).
90. Маршалл и др. (F.E. Marshall), *Astrophys. J.* **727**, 132 (2011).
91. Мей и др. (A. Mei, B. Banerjee, G. Oganesyan, Om Sharan Salafia, St. Giarratana, M. Branchesi, P. D'Avanzo, S. Campana, et al.), *Nature* **612**, 236 (2022).
92. Меландри и др. (A. Melandri, E. Pian, P. Ferrero, V. D'Elia, E.S. Walker, G. Ghirlanda, S. Covino, L. Amati, et al.), *Astron. Astrophys.* **547**, A82 (2012).
93. Меландри и др. (A. Melandri, D.B. Malesani, L. Izzo, J. Japelj, S.D. Vergani, P. Schady, A. Sagues Carracedo, A. de Ugarte Postigo, et al.), *MNRAS* **490**, 5366 (2019a).
94. Меландри и др. (A. Melandri, L. Izzo, P. D'Avanzo, D. Malesani, M. Della Valle, E. Pian, N.R. Tanvir, F. Ragosta, F. Olivares, et al.), *GCN Circular 23983* (2019b).
95. Миган и др. (C. Meegan, G. Lichti, P.N. Bhat, E. Bissaldi, M.S. Briggs, V. Connaughton, R. Diehl, G. Fishman, et al.), *Astrophys. J.* **702**, 791 (2009).
96. Минаев и др. (P.Yu. Minaev, A.S. Pozanenko, and V.M. Loznikov), *Astron. Lett.* **36**, 707 (2010).
97. Минаев и Позаненко (P.Y. Minaev and A.S. Pozanenko), *MNRAS* **492**, 1919 (2020).
98. Мирабал и др. (N. Mirabal, J.P. Halpern, D. An, J.R. Thorstensen, and D.M. Terndrup), *Astrophys. J. (Lett.)* **643**, L99 (2006).
99. Моджаз (M. Modjaz), *Astronomische Nachrichten* **332**, 434 (2011).

100. Мозгунов и др. (G.Yu. Mozgunov, P.Yu. Minaev, and A.S. Pozanenko), *Astron. Lett.* **47**, 150 (2021).
101. Мусолино и др. (C. Musolino, R. Duque, and L. Rezzolla), *Astrophys. J. (Lett.)* **966**, L31 (2024).
102. Мэтисон и др. (T. Matheson, P.M. Garnavich, K.Z. Stanek, D. Bersier, S.T. Holland, K. Krisciunas, N. Caldwell, P. Berlind, et al.), *Astrophys. J.* **599**, 394 (2003).
103. Нинно и др. (Y. Niino, T. Hashimoto, K. Aoki, T. Hattori, K. Yabe, and K. Nomoto), *Publ. Astron. Soc. Japan* **64**, 115 (2012).
104. Номото и др. (K. Nomoto, N. Tominaga, M. Tanaka, K. Maeda, T. Suzuki, J.S. Deng, and P.A. Mazzali), *Nuovo Cimento B Ser.* **121**, 1207 (2006).
105. Норрис и Боннелл (J.P. Norris and J.T. Bonnell), *Astrophys. J.* **643**, 266 (2006).
106. Оливарес и др. (E.F. Olivares, et al.), *Astron. Astrophys.* **577**, A44 (2015).
107. Парсонс и др. (A. Parsons, L. Barbier, S.D. Barthelmy, J. Cummings, E. Fenimore, N. Gehrels, D. Grupe, D. Hullinger, et al.), *GCN Circular* **5370** (2006).
108. Пачиньский (B. Paczynski), *Astrophys. J. (Lett.)* **308**, L43 (1986).
109. Пачиньский (B. Paczynski), *Astrophys. J. (Lett.)* **494**, L45 (1998).
110. Позаненко и др. (A.S. Pozanenko, P.Yu. Minaev, S.A. Grebenev, and I.V. Chelovekov), *Astron. Lett.* **45**, 710 (2020).
111. Позаненко и др. (A.S. Pozanenko, et al.), *Письма в Астрон. журн.* **47**, 791 (2021a).
112. Позаненко и др. (A. Pozanenko, A. Moiseev, A. Moskvitin, E. Malygin, S. Belkin, N. Pankov, V. Kim, IKI FuN, GRB; A. Rossi, D.A. Kann), *GCN Circular* **31053** (2021b).
113. Райхарт (D.E. Reichart), *Astrophys. J. (Lett.)* **521**, L111 (1999).
114. Растинежад и др. (J.C. Rastinejad, B.P. Gompertz, A.J. Levan, Wen-fai Fong, M. Nicholl, G.P. Lamb, D.B. Malesani, A.E. Nugent, et al.), *Nature* **612**, 223 (2022).
115. Ричардсон (D. Richardson), *Astron. J.* **137**, 347 (2009).
116. Робертс и др. (O.J. Roberts, C. Meegan, S. Lesage, E. Burns, S. Dalessi, Fermi GBM Team), *GCN Circular* **34391** (2023).
117. Роминг и др. (P.W.A. Roming, Th.E. Kennedy, K.O. Mason, J.A. Nousek, L. Ahr, R.E. Bingham, P.S. Broos, M.J. Carter, et al.), *Space Sci. Rev.* **120**, 95 (2005).
118. Rossi и др. (A. Rossi, et al.), *GCN Circular* **23055** (2018).
119. Rossi и др. (A. Rossi, B. Rothberg, E. Palazzi, D.A. Kann, P. D'Avanzo, L. Amati, S. Klose, A. Perego, et al.), *Astrophys. J.*, **932**, 1 (2022a).
120. Rossi и др. (A. Rossi, E. Pian, E. Palazzi, A. Melandri, CIBO Collaboration; B. Rothberg, A. Pozanenko, S. Belkin, D.A. Kann), *GCN Circular* **31596** (2022b).
121. Rossi и др. (A. Rossi, E. Pian, F. Cusano, E. Maiorano, E. Palazzi, CIBO Collaboration; S. Belkin), *GCN Circular* **31739** (2022b).
122. Сан и др. (H. Sun, et al.), *arXiv:2307.05689* (2023).
123. Санчес-Рамирес и др. (R. Sanchez-Ramrez, J. Gorosabel, D. Perez-Ramirez, S. Jeong, A.J. Castro-Tirado, F.J. Aceituno, R. Cunniffe, P. Ferrero, et al.), *GCN Circular* **18177** (2015).
124. Санчес-Рамирес и др. (R. Sanchez-Ramrez, R.G. Lang, A. Pozanenko, H. Martnez-Huerta, Y.-D. Hu, S.B. Pandey, R. Gupta, A.K. Ror, et al.), *Astron. Astrophys.* **692**, A3 (2024).
125. CBOM/ГРМ команда и др. (SVOM/GRM Team, et al.), *GCN* **36805** (2024).
126. Селсинг и др. (J. Selsing, L. Izzo, A. Rossi, D.B. Malesani, K.E. Heintz, P. Schady, R.L.C. Starling, J. Sollerman, et al.), *GCN Circular* **23181** (2018).
127. Селсинг и др. (J. Selsing, J.P.U. Fynbo, K.E. Heintz, and D. Watson), *GCN Circular* **23695** (2019).
128. Содерберг и др. (A.M. Soderberg, S.R. Kulkarni, P.A. Price, D.B. Fox, E. Berger, D.-S. Moon, S.B. Cenko, A. Gal-Yam, et al.), *Astrophys. J.* **636**, 391 (2006).
129. Станек и др. (K.Z. Stanek, T. Matheson, P.M. Garnavich, P. Martini, P. Berlind, N. Caldwell, P. Challis, W.R. Brown, et al.), *Astrophys. J.* **591**, L17 (2003).
130. Станек и др. (K.Z. Stanek, P.M. Garnavich, P.A. Nutzman, J.D. Hartman, A. Garg, K. Adelberger, P. Berlind, A.Z. Bonanos, M.L. Calkins, et al.), *Astrophys. J.* **626**, L5 (2005).
131. Стигс и др. (D. Steeghs, D.K. Galloway, K. Ackley, M.J. Dyer, J. Lyman, K. Ulaczyk, R. Cutter, Y.-L. Mong, et al.), *MNRAS* **511**, 2405 (2022).
132. Стратта и др. (G. Stratta, et al.), *arXiv:2412.04059* (2024).
133. Сюй и др. (D. Xu, et al.), *Astrophys. J.* **776**, 98 (2013).
134. Танвир и др. (N.R. Tanvir, E. Rol, A.J. Levan, K. Svensson, A.S. Fruchter, J. Granot, P.T. O'Brien, K. Wiersema, et al.), *Astrophys. J.* **725**, 625 (2010).
135. Тёне и др. (C.C. Th'one, et al.), *GCN Circular*, **5373** (2006).
136. Тёне и др. (C.C. Th'one, et al.), *Nature* **480**, 72 (2011).
137. Той и др. (V.L. Toy, S.B. Cenko, J.M. Silverman, N.R. Butler, A. Cucchiara, A.M. Watson, D. Bersier, D.A. Perley, et al.), *Astrophys. J.* **818**, 79 (2016).
138. Троя и др. (E. Troja, G. Ryan, L. Piro, H. van Eerten, S.B. Cenko, Y. Yoon, S.-K. Lee, M. Im, T. Sakamoto, et al.), *Nature Communicat.* **9**, 4089 (2018).
139. Троя и др. (E. Troja, C.L. Fryer, B. O'Connor, G. Ryan, S. Dichiara, A. Kumar, N. Ito, R. Gupta, et al.), *Nature* **612**, 228 (2022).
140. Ферреро и др. (P. Ferrero, D.A. Kann, A. Zeh, S. Klose, E. Pian, E. Palazzi, N. Masetti, D.H. Hartmann, et al.), *Astron. Astrophys.* **457**, 857 (2006).
141. Фрайер и др. (C.L. Fryer, P.A. Mazzali, J. Prochaska, E. Cappellaro, A. Panaiteescu, E. Berger, M. van Putten, Ed P.J. van den Heuvel, et al.), *PASP* **119**, 1211 (2007).
142. Фредерикс и др. (D. Frederiks, D. Svinkin, A.L. Lysenko, S. Molkov, A. Tsvetkova, M. Ulanov, A. Ridnaia, A.A. Lutovinov, et al.), *Astrophys. J. (Lett.)* **949**, L7 (2023).
143. Фремлинг и др. (C. Fremling, et al.), *GCN Circular* **31629** (2022).

144. Хьорт и др. (J. Hjorth, J. Sollerman, P. Møller, J.P.U. Fynbo, S.E. Woosley, Ch. Kouveliotou, N.R. Tanvir, J. Greiner, et al.), *Nature* **423**, 847 (2003).
145. Хьорт и Блум (J. Hjorth and S.S. Bloom), Chapter 9 in "Gamma-Ray Bursts", 169 (2012).
146. Цветкова и др. (A. Tsvetkova, D. Frederiks, A. Lysenko, A. Ridnaia, D. Svinkin, M. Ulanov, T. Cline, Konus-Wind Team), *GCN Circular* **31646** (2022).
147. Цзя и др. (L.-W. Jia, Xue-Feng Wu, Hou-Jun Lu, Shu-Jin Hou, and En-Wei Liang), *Res. Astron. Astrophys.* **12**, 411 (2012).
148. Шлафлай и Финкбайнер (E.F. Schlafly and D.P. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **737**, 13 (2011).
149. Шо (R.L. Shaw), *Astron. Astrophys.* **76**, 188 (1979).
150. Шринивасарагаван и др. (G.P. Srinivasaragavan, V. Swain, B. O'Connor, Sh. Anand, T. Ahumada, D. Perley, R. Stein, J. Sollerman, et al.), *Astrophys. J. (Lett.)* **960**, L18 (2024).
151. Шульце и др. (S. Schulze, D. Malesani, A. Cucchiara, N.R. Tanvir, T. Kruhler, A. de Ugarte Postigo, G. Leloudas, J. Lyman, et al.), *Astron. Astrophys.* **566**, A102 (2014).
152. Юань и др. (W. Yuan, et al.), *arXiv e-prints* **1506.07735** (2015).
153. Ян и др. (J. Yang, Sh. Ai, Bin-Bin Zhang, Bing Zhang, Zi-Ke Liu, X.I. Wang, Yu-Han Yang, Yi-Han Yin, Ye Li, and Hou-Jun Lu), *Nature* **612**, 232 (2022).

ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

© 2024 г. А. И. Рябинков¹, А. Д. Каминкер^{1*}

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 21.12.2024 г.

После доработки 21.01.2025 г.; принята к публикации 21.01.2025 г.

Проведен статистический анализ анизотропных квазипериодических особенностей пространственного распределения скоплений галактик, полученных на основе спектроскопических и фотометрических красных смещений в интервале $0.1 \leq z \leq 0.47$. На основе данных каталога SDSS III показано, что обнаруженное ранее в северном полушарии выделенное направление (узкий конус направлений: $\alpha_0 = 170^\circ \pm 5^\circ$, $\delta_0 = 29^\circ \pm 5^\circ$), вдоль которого одномерное распределение проекций декартовых координат скоплений содержит значимую ($\gtrsim(4-5)\sigma$) квазипериодическую компоненту, может быть найдено и при использовании фотометрических красных смещений, достигающих определенной точности ($\Delta z \lesssim 0.013$). На основе данных фотометрического каталога DES \times unWISE проведен анализ пространственного распределения скоплений в южном полушарии, где также обнаружен конус близких направлений ($\alpha_0 = 346^\circ \pm 5^\circ$, $\delta_0 = -29^\circ \pm 5^\circ$), которые приближенно являются продолжением указанных направлений *северного* полушария. Спектры мощности одномерных распределений вдоль этих направлений содержат значимые ($\gtrsim(4-5)\sigma$) особенности в том же интервале волновых чисел $0.04 \lesssim k \lesssim 0.06 \text{ h Mpc}^{-1}$.

Ключевые слова: космология, скопления галактик, спектроскопия, фотометрия, красные смещения, крупномасштабная структура Вселенной.

DOI: 10.31857/S0320010824120025, EDN: LGGSYR

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени в литературе накоплен ряд свидетельств того, что пространственное распределение космологически удаленных объектов (например, галактик или скоплений галактик) могут проявлять элементы крупномасштабной регулярности (см., например, Бродхарст и др., 1990; Салей и др., 1993; Лэнди и др., 1996; Эйнасто и др., 1997б, 2011, 2016; Саар и др., 2002; Эйнасто, 2014), характеризующиеся довольно широким интервалом масштабов ($100-140 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$). Следует отметить, что все такие свидетельства имеют вероятностный характер и соответствуют относительно невысокому уровню значимости ($\sim 3\sigma$).

Кроме того, в ряде цитированных работ (см., например, Бродхарст и др., 1990; Салей и др., 1993; Лэнди и др., 1996) показано, что крупномасштабная квазипериодичность может иметь анизотропный характер, т.е. проявляться только в определенных направлениях в пространстве. Такая анизотропия может быть свойственна квазипериодическим аномалиям, проявляющимся в пространственном распределении космологических объектов, и требует особой методики для своего надежного обнаружения (см., например, Саар и др., 2002).

В качестве разновидности такой методики в работе Рябинкова, Каминкера (2021) был предложен ме-

тод проекций декартовых координат массива рассматриваемых объектов в сопутствующей системе координат (СК) на ось X вращающейся системы, центр которой совмещен с центром неподвижной СК. При этом ось X сканировала определенные области северного полушария. По одномерным распределениям проекций строились 1D спектры мощности (СМ) $P_X(k)$ и определялся уровень значимости отдельных пиков СМ при различных k . Этим методом на основе каталога галактик SDSS DR7 в интервале спектроскопических красных смещений $0.16 \leq z \leq 0.47$ было найдено направление X_0 , для которого пики в одномерных СМ имеют наибольшую амплитуду (значимость $\gtrsim(4-5)\sigma$). Экваториальные координаты этого направления составляли $\alpha_0 \simeq 175^\circ-177^\circ$ — прямое восхождение и $\delta_0 \simeq 22^\circ-27^\circ$ — склонение. Пики в 1D СМ свидетельствовали о существовании в указанном интервале z анизотропной квазипериодической компоненты с характерным масштабом (квазипериодом) $\Delta X = 116 \pm 10 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$.

В последующей работе (Рябинков, Каминкер, 2024) были использованы две разновидности предложенного метода статистического анализа распределения одномерных проекций декартовых координат галактик на различные оси X . Результаты работы Рябинкова, Каминкера (2021) были подтверждены на основе расширенного каталога галактик SDSS DR12 LOWZ. Было показано, в частности, что в том же интервале спектрометрических z и приближенно в том же направле-

*Электронный адрес: kam.astro@mail.ioffe.ru

нии X_0 одномерные распределения проекций координат галактик содержат значимую ($\gtrsim 4-5\sigma$) квазипериодическую компоненту с тем же характерным масштабом.

В той же работе был проведен предварительный анализ данных каталога южного неба (Вэнь, Хань, 2022) с данными фотометрических красных смещений скоплений галактик. В результате в одномерном распределении проекций на ось X_0 южного полушария, приближенно противоположную оси X_0 северного полушария, также обнаружена квазипериодическая компонента, характерный масштаб которой $130 \pm 10 h^{-1}$ Мпк с учетом погрешности согласуется с обсуждаемым выше масштабом северного полушария.

В настоящей работе рассматриваются скопления галактик, как в северном, так и в южном полушариях в интервале красных смещений $0.1 \leq z \leq 0.47$. С использованием методики, развитой в предыдущих работах, проведено сравнение спектроскопических z , определенных для скоплений галактик, с фотометрическими из каталога SDSS III для северного полушария (Вэнь и др., 2012). Кроме того, на основе данных каталога Вэнь, Хань (2022) рассмотрены фотометрические z скоплений южного полушария. Подтверждается существование единой анизотропной квазипериодичной аномалии с характерными масштабами, лежащими в интервале $100-140 h^{-1}$ Мпк.

В разделе 2 мы описываем наблюдательные данные, исследуемые в работе. В разделе 3 вводим основные определения и базовые величины, используемые в дальнейшем анализе. В разделе 4 рассматриваем методику анализа и его результаты в применении к северному полушарию, проводим сравнение СМ распределений скоплений галактик с измеренными спектроскопическими и фотометрическими красными смещениями z . В разделе 5 проводим анализ скоплений с фотометрическими z в южном полушарии. Выводы и обсуждения результатов приводим в разделе 6.

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В северном полушарии мы используем спектроскопические и фотометрические данные скоплений галактик, отождествленных на основе каталога галактик SDSS III (Вэнь и др., 2012)¹. В каталоге “WHL12” в интервале космологических красных смещений $0.1 \leq z \leq 0.47$ собрано 42 929 скоплений. Исследуемая область скоплений в экваториальной системе координат (α и δ) показана в левой верхней части рис. 1а. Погрешность спектроскопических красных смещений составляет $\delta z = \Delta z / (1+z) \sim (3-6) \times 10^{-4}$ (см., например, Болтон и др., 2012) и вполне достаточно для надежного определения неоднородностей (как

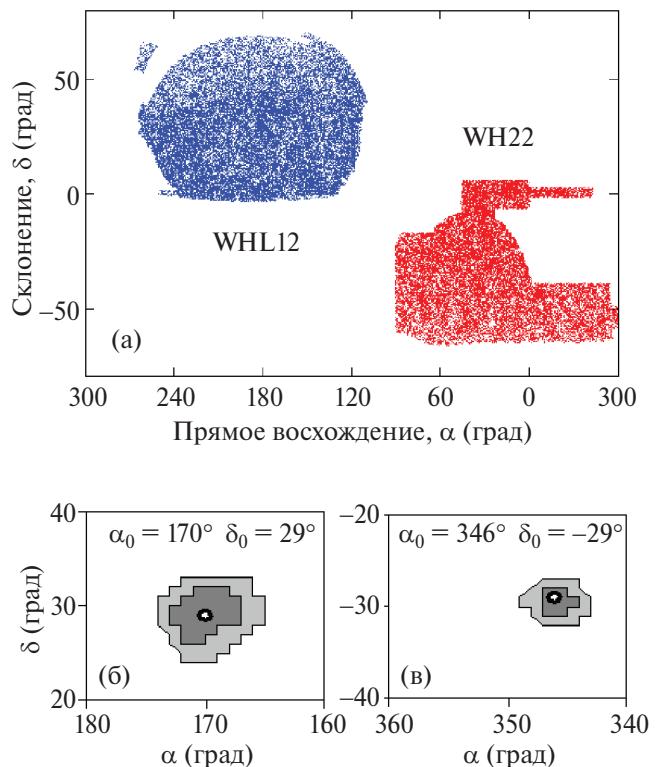


Рис. 1. Угловые распределения скоплений галактик, рассматриваемых в данной работе, в экваториальной системе координат. В левой верхней части рис. 1а показана область скоплений преимущественно в северном полушарии, отождествленных в работе (Вэнь и др., 2012) на основе данных SDSS (каталог “WHL12”). В правой нижней части — область скоплений преимущественно в южном полушарии (каталог “WHL22”), отождествленных на основе фотометрических данных каталога галактик “DES × unWISE” (Вэнь, Хань, 2022). На рис. 1б (в разделе 4 — область (r1)) и 1в (в разделе 5 — область (r3)) показаны доверительные области, построенные для наибольших высот пиков в спектрах мощности $P_X(k)$ одномерных распределений проекций декартовых координат скоплений на направляющие оси кубоидов X , при $k = k_{\max} = 0.057 h \text{ Мпк}^{-1}$ — рис. 1б и $k = k_{\max} = 0.047 h \text{ Мпк}^{-1}$ — рис. 1в (детали см. в разделах 4 и 5); серый цвет соответствует доверительному уровню 3σ , темно-серый — 4σ , черный — 5σ ; белые звездочки в центре доверительных областей указывают направления $X_0 (\alpha_0, \delta_0)$, отвечающие максимальным высотам пиков. Рисунки 1б и 1в ограничены прямоугольными областями на небе, внутри которых проводилось сканирование осью X при вычислении уровней значимости, представленных на рис. 3 и 4.

нерегулярных, так и квазирегулярных), соответствующих рассматриваемым в настоящей работе масштабам $\Delta z \sim (3-5) \times 10^{-2}$.

В южном полушарии использовались фотометрические данные скоплений галактик, отождествленных на основе расширенного каталога галактик “DES × unWISE” (Вэнь, Хань, 2022)². В каталоге

¹zmtt.bao.ac.cn/galaxy_clusters/catalogs.html, “WHL12”

²zmtt.bao.ac.cn/galaxy_clusters/catalogs.html, “WH22”

“WH22” в интересующем нас интервале красных смещений ($0.1 \leq z \leq 0.47$) идентифицировано 27 938 скоплений; средняя погрешность фотометрических z составляет $\delta z \lesssim 0.013$. Область скоплений южного полушария показана в правой нижней части рис. 1а.

Используя данные указанных каталогов, мы вводим декартову систему координат (ДСК) для всех собранных в них скоплений галактик в сопутствующем пространстве. Кроме того, вводится вращающаяся ДСК, центр которой совмещен с неподвижной ДСК. Это позволяет изучать особенности распределения проекций декартовых координат скоплений на ось X вращающейся ДСК и, тем самым, проследить зависимость этих распределений от направления оси X .

3. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Рассмотрим пространственное распределение скоплений галактик в определенной области неба, используя ДСК:

$$\begin{aligned} X_i &= D(z_i) \sin(90^\circ - \delta_i) \cos \alpha_i, \\ Y_i &= D(z_i) \sin(90^\circ - \delta_i) \sin \alpha_i, \\ Z_i &= D(z_i) \cos(90^\circ - \delta_i), \end{aligned} \quad (1)$$

где $D(z_i)$ – радиальное (вдоль луча зрения) сопутствующее расстояние i -го скопления с красным смещением z_i , $i = 1, 2, \dots$, нумерует скопления (Кайзер и др., 1997; Хогг, 1999)

$$D(z_i) = \frac{c}{H_0} \int_0^{z_i} \frac{1}{\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} dz, \quad (2)$$

$H_0 = 100 h \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ – постоянная Хаббла в современную эпоху, c – скорость света; α_i – прямое восхождение и δ_i – склонение i -го скопления в экваториальной системе координат (ЭСК).

В дальнейшем, для сравнение с нашими предыдущими результатами, мы используем ту же Λ CDM модель с $\Omega_m = 0.25$ и $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m = 0.75$.

Следуя работам Рябинкова, Каминкера (2021, 2024), мы используем два метода построения одномерных (1D) распределений проекций декартовых координат скоплений.

Первый метод можно назвать методом *преобразования Радона*. Он используется при построении рис. 4б в разделе 5. По существу мы имеем дело с дискретным аналогом так называемого 3D преобразования Радона (см., например, Динс, 2007), применяемым к определенной выборке скоплений галактик, и рассматриваем проекции на подвижную ось X всех декартовых координат (неподвижной ДСК), попадающих в каждый бин (равный интервал разбиения) внутри заданного интервала $X_1 \leq X \leq X_2$. Поворачивая ось X и сохраняя интервал (X_1, X_2) , мы последовательно проецируем на эту ось координаты всех скоплений выборки, попадающих в этот интервал.

Каждое фиксированное направление оси X определяется углами α и δ ЭСК, связанной с наблюдателем. Для каждого такого направления строится одномерное (1D) распределение проекций на ось X координат скоплений, принадлежащих исследуемой пространственной области, и вычисляется СМ полученного распределения. Таким образом, находятся направления повышенной высоты доминантных пиков в СМ при $k \sim (0.04-0.06) h \text{ Мпк}^{-1}$ и направление $X_0 (\alpha_0, \delta_0)$, вдоль которого высота пика максимальна (см. рис. 1б,в).

При этих вычислениях имеют место два основных свойства преобразования Радона: 1) *трансляционная инвариантность*, которая позволяет переносить распределение проекций декартовых координат объектов, полученное для данной оси X , на любую другую ось \tilde{X} , параллельную данной; 2) *линейность*, которая позволяет объединять проекции координат объектов, расположенных в отдельных непересекающихся областях, в единое преобразование Радона всей выборки в целом. Отметим, что методом преобразования Радона можно получить только выделенное направление (но не положение) оси X_0 в пространстве, которое может соответствовать также любой другой оси \tilde{X}_0 .

Второй метод, представляющий собой разновидность первого, можно назвать методом *сканирующего (вращающегося) кубоида*. Ниже он применяется при построении рис. 3а,б в разделе 4 и рис. 4а в разделе 5. В этих случаях мы строим в пространстве прямоугольный параллелепипед (кубоид) с фиксированными координатами его вершин $X_1 \leq X \leq X_2$, $Y_1 \leq Y \leq Y_2$, $Z_1 \leq Z \leq Z_2$ в подвижной ДСК, жестко связанной с кубоидом, при этом направление оси X задает ориентацию кубоида в экваториальной (неподвижной) СК. Поворачивая кубоид вместе с осью X относительно начала координат $X = 0$ и определяя грани кубоида для каждого фиксированного направления оси X , мы проецируем на эту ось координаты всех скоплений из данного каталога, расположенных внутри кубоида.

Как и в первом методе, каждое фиксированное направление определяется углами α и δ ЭСК, и для каждого направления вычисляется СМ. При очевидном сходстве предложенных методов отличие метода вращающегося кубоида в том, что каждое направление оси X однозначно связано с определенной выборкой объектов (скоплений галактик), попадающих внутрь границ кубоида. Это позволяет приблизенно локализовать выделенные направления пространственного распределения объектов, обнаруженные на определенном уровне значимости.

Оба метода (по существу, являясь интегральными) оказываются довольно чувствительными к присутствию разреженных, трудно обнаруживаемых, квазипериодических компонент и связанной с ними возможной анизотропии пространственного распределения объектов. В обоих рассмотренных выше подходах базовой величиной для спектрального анализа явля-

ется функция 1D-распределения $N_X(X)$, аккумулирующая проекции координат на каждую фиксированную ось X , $N_X(X)dX$ – число скоплений галактик, проекции которых на ось X попадают в интервал dX . С помощью функции $N_X(X)$ мы вычисляем в рамках бинового подхода так называемую нормированную функцию 1D-распределения

$$\text{NN}(X_c^l) = \frac{N_X(X_c^l) - S_x}{\sqrt{S_x}}, \quad (3)$$

где X_c^l – центральная точка l -го бина, $l = 1, 2, \dots, N_b$ – номерует бины, S_x – среднее по всем рассматриваемым бинам значение функции $N_X(X_c^l)$. Отметим, что величину $\text{NN}(X_c)$ можно рассматривать как отношение сигнал/шум в функции от значений X_c^l вдоль выбранной оси.

Величина $\text{NN}(X_c^l)$ позволяет вычислить 1D-спектр мощности (1D-CM)

$$P_X(k_m) = |F_X(k_m)|^2 = -\frac{1}{N_b} \left\{ \left[\sum_{l=1}^{N_b} \text{NN}(X_c^l) \cos(k_m X_c^l) \right]^2 + \left[\sum_{l=1}^{N_b} \text{NN}(X_c^l) \sin(k_m X_c^l) \right]^2 \right\}, \quad (4)$$

где $F_X(k_m) = (N_b)^{-1/2} \sum_{l=1}^{N_b} \text{NN}(X_c^l) e^{-i(k_m X_c^l)}$ – одномерное дискретное преобразование Фурье, $k_m = 2\pi m / L_X$ – волновое число, соответствующее целым гармоническим числам $m = 1, 2, \dots, M$, максимальное число независимых гармоник $M = \lfloor N_b/2 \rfloor$ определяется так называемым числом Найквиста, $\lfloor x \rfloor$ обозначает наибольшее целое число $\leq x$, где x – произвольное действительное (положительное) число; L_X – полный интервал вдоль оси X , так называемая длина выборки в данном направлении конфигурационного пространства.

Мы вращаем координаты XYZ подвижной СК (во втором случае, жестко связанные с кубоидом) на определенные углы Эйлера, так что новая ось X' ³ ориентирована в определенном направлении (α' and δ') относительно исходной (неподвижной) ЭСК. Выполняя последовательность таких поворотов, мы находим направление X_0 , вдоль которого 1D-CM содержит максимально высокий пик, при $k = k_{\max}$, лежащем в интервале $0.04 \leq k \leq 0.06 h \text{ Мпк}^{-1}$.

Для однородности статистических условий в различных направлениях X' мы фиксируем одни и те же границы сканирующих осей $X_1 \leq X' \leq X_2$, но разные для северного и южного полушария, как показано на рис. 3а и 4а. Например, для вращающегося кубоида в северном полушарии имеем $132 \leq X' \leq 1242 h^{-1} \text{ Мпк}$,

³Здесь и далее обозначение X' вместо X указывает на ось X вращающейся ДСК.

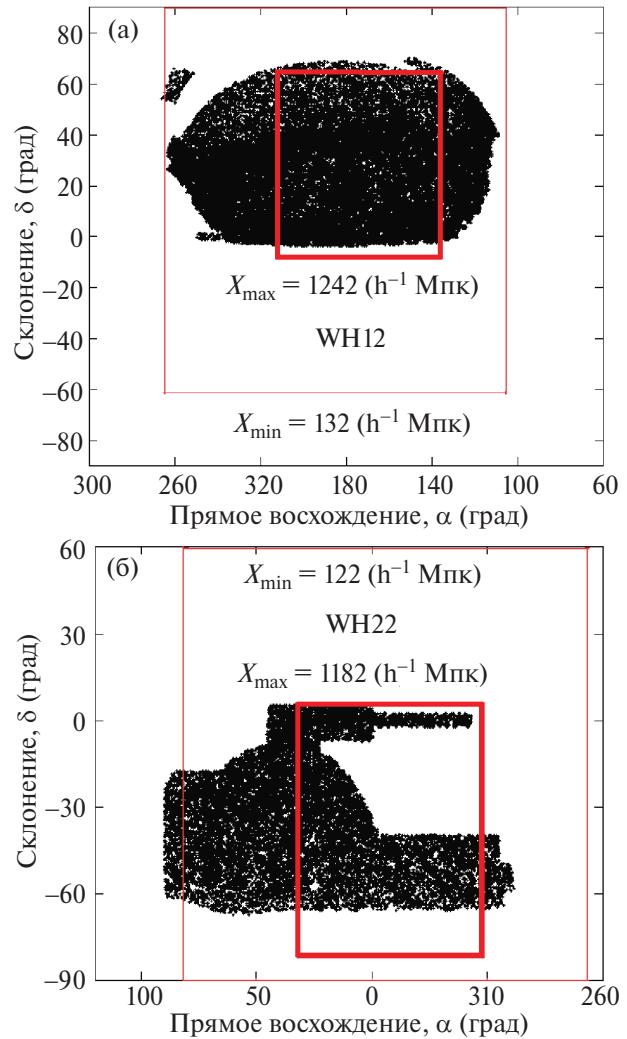


Рис. 2. Те же угловые распределения скоплений галактик, что и на рис. 1а, но с наложенными на них прямоугольными границами, образованными крайними положениями двух граней кубоидов, соответствующими максимальному X_{\max} и минимальному X_{\min} значениям координаты X при сканировании осью X областей, представленных на рис. 1б и 1в в северном – рис. 2а и южном – рис. 2б полушариях соответственно; при этом граням, максимально удаленным от начала координат (толстые линии), соответствуют значения $X_{\max} = 1242 h^{-1} \text{ Мпк}$ (рис. 2а) и $X_{\max} = 1182 h^{-1} \text{ Мпк}$ (рис. 2б), а граням, минимально удаленным (тонкие линии), – значения $X_{\min} = 132 h^{-1} \text{ Мпк}$ (рис. 2а) и $X_{\min} = 122 h^{-1} \text{ Мпк}$ (рис. 2б).

между которыми расположены $N_b = 111$ независимых бинов с шириной $\Delta_X = 10 h^{-1} \text{ Мпк}$.⁴

Для оценки значимости полученных пиков в СМ мы используем показательное распределение высот (амплитуд) пиков P_k в спектрах мощности (см., например, Дженкинс, Уоттс 1971, подраздел 6.3.1.).

⁴При этом мы выбираем такие области сканирования осью X' , чтобы на границах этих областей все бины $\Delta_{X'}$ внутри интервала $X_1 \leq X' \leq X_2$ были заполнены проекциями координат объектов приближенно равномерно.

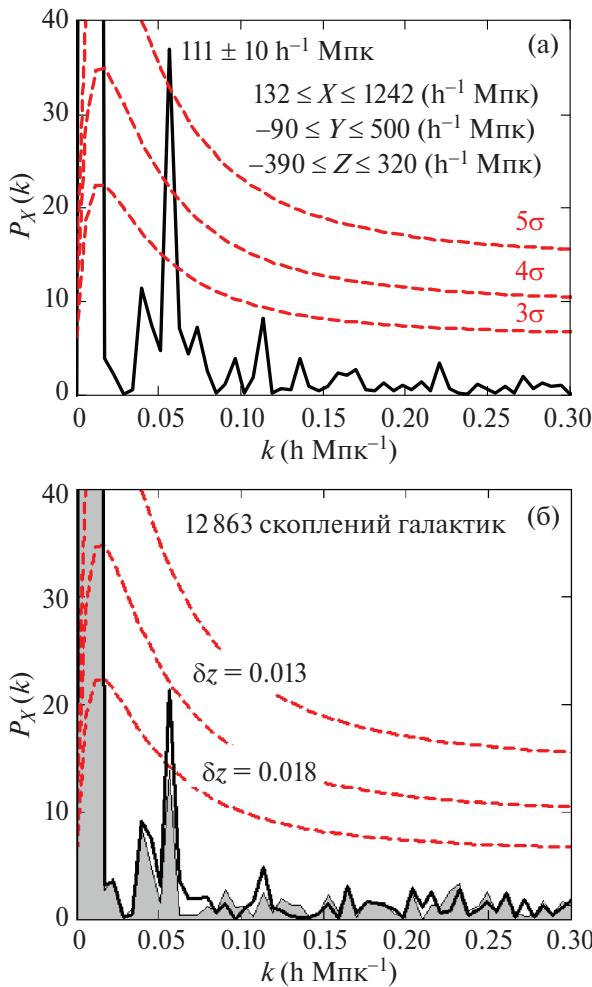


Рис. 3. Спектры мощности $P_X(k)$ (сплошные линии) одномерных распределений проекций на ось X_0 (см. ниже) декартовых координат скоплений галактик северного полушария, попадающих в кубоид, ограниченный координатами X, Y, Z (см. вставку на рис. 3а) в его собственной системе отсчета; при этом фиксированное направление оси $X = X_0$ (координаты указаны на рис. 1б) соответствует пику максимальной высоты при $k = k_{\max} = 0.057 \pm 0.005 h \text{ Мпк}^{-1}$ ($111 \pm 10 h^{-1} \text{ Мпк}$).

Рис. 3а: декартовы координаты скоплений вычислялись на основе спектроскопических $z = z_{\text{sp}}$. Штриховые линии соответствуют уровням значимости ($3\sigma, 4\sigma, 5\sigma$), вычисленным (для всех $k \leq 0.3 h \text{ Мпк}^{-1}$) путем сканирования осью X прямоугольной области, показанной на рис. 1б (см. текст).

Рис. 3б: То же, что на рис. 3а, но с заменой части спектротометрических (z_{sp}) на фотометрические (z_{ph}) для тех из рассмотренных скоплений, для которых выполняется одно из двух условий: $\delta z = |z_{\text{sp}} - z_{\text{ph}}|/(z_{\text{sp}} + 1) \leq 0.013$ – толстая кри- вая или $\delta z \leq 0.018$ – тонкая кривая, ограничивающая об- ласть, закрашенную серым цветом. Указана общая для всех трех распределений статистика скоплений.

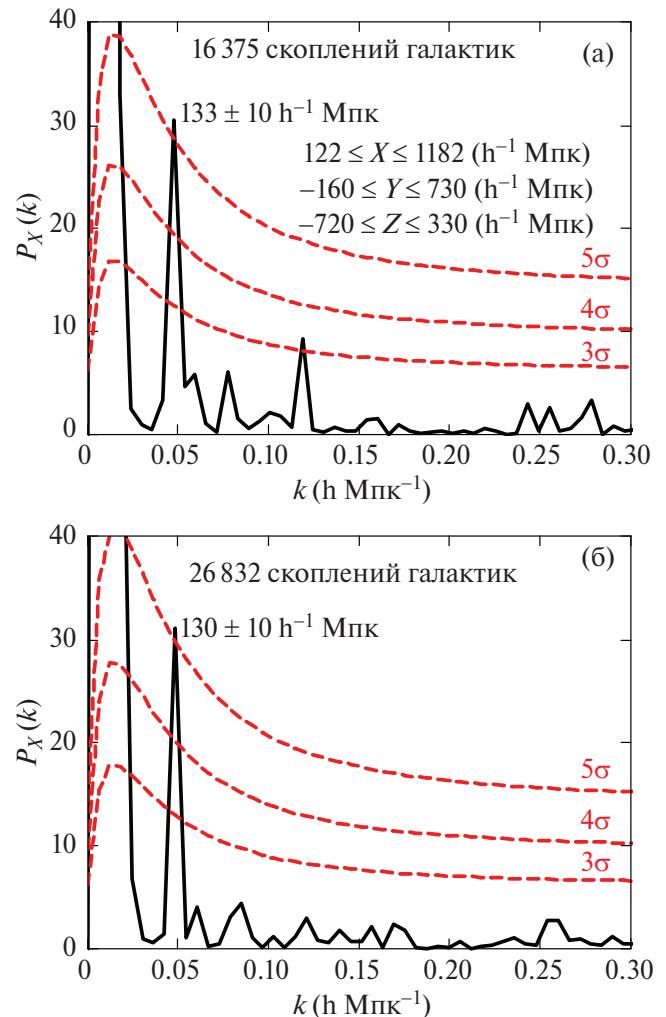


Рис. 4. Рис. 4а построен аналогично рис. 3а, но для мас- сива скоплений галактик южного полушария из каталога “WH22” (см. раздел 2), содержащего только фотометриче- ские z_{ph} , определенные со средней для интервала $0.1 \leq z \leq 0.47$ точностью $\delta z \sim 0.013$; направление X_0 (указано на рис. 1б) соответствует пику максимальной высоты при $k = k_{\max} = 0.047 \pm 0.004 h \text{ Мпк}^{-1}$ ($133 \pm 10 h^{-1} \text{ Мпк}$); во встав- ках даны координаты кубоида X, Y, Z и статистика скопле- ний, попадающих в кубоид с осью $X = X_0$. Штриховые ли- нии соответствуют уровням значимости ($3\sigma, 4\sigma, 5\sigma$), вычис- ленным путем сканирования осью X прямоугольной обла- сти, показанной на рис. 1в.

Рис. 4б – спектр мощности $P_X(k)$ (сплошные линии) одномерного распределения проекций на ось X_0 декартовых координат всех скоплений южного полушария, попадающих в интервал $132 \leq X_0 \leq 1172 h^{-1} \text{ Мпк}$ (преобразование Ра- дона, см. текст); пик максимальной высоты ($\gtrsim 5\sigma$) соот- ветствует $k = k_{\max} = 0.048 \pm 0.004 h \text{ Мпк}^{-1}$ ($130 \pm 10 h^{-1} \text{ Мпк}$); точность определения фотометрических z_{ph} та же, что и на рис. 4а. Штриховыми линиями показаны уровни значимо- сти, вычисленные для той же прямоугольной области, что и на рис. 4а, но с использованием преобразования Ра- дона.

соответствующее нормально распределенным случайным величинам $\text{Re}[F_X(k)]$ и $\text{Im}[F_X(k)]$ с нулевыми средними $\langle \text{Re}[F_X(k)] \rangle = \langle \text{Im}[F_X(k)] \rangle = 0$ и дисперсиями $\sigma^2(k) = \langle (\text{Re}[F_X(k)])^2 \rangle + \langle (\text{Im}[F_X(k)])^2 \rangle = \langle P_X(k) \rangle$, где Re и Im — вещественная и мнимая части преобразования Фурье для данной гармоники k , $P_X(k)$ определено в (4), $\langle \dots \rangle$ — усреднение по статистическому ансамблю. В этом случае функция плотности вероятности величин $z = P_k$ представляется в виде

$$\mathcal{P}_X(z)dz = \frac{1}{\sigma^2(k)} \exp(-z/\sigma^2(k))dz. \quad (5)$$

Тогда кумулятивную функцию вероятности того, что случайная высота пика P_k оказывается меньше некоторой фиксированной величины $P_k < P_k^*$, можно записать (см., например, Скарлл, 1982; Фельдман, 1994; Фрекслура, 2008):

$$\mathcal{F}(P_k < P_k^*, \lambda) = 1 - \exp(-\lambda \cdot P_k^*), \quad P_k^* \geq 0, \quad (6)$$

где параметр экспоненциального распределения $\lambda = \lambda(k) = \sigma^2(k) = \langle P_X(k) \rangle^{-1}$ в отличие от цитированных выше работ, в которых принималось, что $\lambda = \text{const}$, является относительно гладкой функцией k . Существенным условием справедливости приведенных формул является статистическая независимость различных k (см., например, Ломб, 1976). В итоге выражение (6) позволяет получить уровни значимости пиков $P_X(k)$, если вычислить усредненные $\langle \dots \rangle$ амплитуды СМ при различных k .

В качестве такого усреднения (по ансамблю) мы проводим усреднение СМ $\langle P_X(k) \rangle$, полученных в ходе сканирования осью X' определенных областей на небе (см. разделы 4 и 5). Практически для оценок уровней значимости с помощью выражения (6) удобно использовать подгоночную аппроксимацию, детали которой описаны, например, в Рябинкова, Каминкера (2021). При этом в силу теоремы о центральном сечении (*the projection-slice theorem*; см., например, Динс, 2007) мы принимаем, что усредненный по множеству направлений спектр мощности 1D-преобразования Радона $\lambda^{-1}(k) = \langle P_X(k) \rangle$ аппроксимируется модельной функцией

$$f(k) = f_{\text{CDM}}(k) + 1, \quad (7)$$

где $f_{\text{CDM}}(k)$ описывает 3D флуктуации плотности холдной темной материи (“CDM”), усредненные по направлениям $k = |\vec{k}|$ (Бардин и др., 1986), а “1” в правой части равенства (7) описывает так называемый дробный шум (Фельдман и др., 1994), равномерно распределенный по всем рассматриваемым k .

С помощью (6), учитывая приближенное равенство $\lambda(k) \simeq f(k)^{-1}$, можно построить сглаженные уровни доверительной вероятности $\beta(k) = \mathcal{F}(P_k < P_k^*)$ для любых k во всем интервале $(0 \leq k \leq 0.3)$. В последующих разделах мы используем такие сглаженные зависимости от k для оценки значимости пиков в 1D-СМ (см. рис. 3а, 3б и 4а, 4б). При этом, в силу сходства двух

рассмотренных выше методов, мы применяем тот же подход к оценке значимости пиков в СМ, полученных методом вращающегося кубоида.

В отличие от работ Рябинкова, Каминкера (2021, 2024) в настоящей работе мы рассматриваем одни те же области сканирования (см. разделы 4 и 5) и для поиска выделенных направлений (вблизи X_0), и для оценки значимости полученных пиков. Это может приводить к занижению величины $\lambda(k)$ и, тем самым, к завышению доверительного уровня $\beta(k)$, т.е. занижению оценки значимости полученных пиков.

4. СЕВЕРНОЕ ПОЛУШАРИЕ. ВРАЩАЮЩИЙСЯ КУБОИД

В северном полушарии поиск следов квазипериодичности в определенных направлениях пространственного распределения скоплений галактик проводился на основе каталога “WHL12” (см. раздел 2) методом вращающегося кубоида (см. раздел 3). Для упрощения процедуры поиска мы учитываем результаты работы (Рябинков, Каминкер, 2024), полученные на основе статистического анализа каталога галактик SDSS DR12 LOWZ. Начинаем поиск с того же направления X_0 ($\alpha_0 = 170^\circ$, $\delta_0 = 28^\circ$) и для того же $k = k_{\text{max}} = 0.054 h \text{ Мпк}^{-1}$, что и в указанной работе, и получаем пик в спектре мощности, но значительно меньшей значимости $\sim (3-4)\sigma$ (оценки значимости обсуждаются ниже). Далее варьируются размеры граней кубоида так, чтобы высота пика в спектре мощности для того же направления X_0 достигала наибольшего значения. Установленные таким образом координаты вершин приводятся на рис. 3а.

Затем с шагом 1° проводится коррекция направления максимального пика X_0 и уточнение величины k_{max} , что в результате приводит к значениям углов $\alpha_0 = 170^\circ$, $\delta_0 = 29^\circ$ и масштабу $2\pi/k_{\text{max}} = 111 \pm 10 h^{-1} \text{ Мпк}$. Фиксируя полученные координаты вершин кубоида в его собственной системе координат, мы сканируем осью X подвижной СК с шагом 1° две прямоугольные области в плоскости α , δ . Обе области сканирования определяются интервалами углов: $160^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$, $20^\circ \leq \delta \leq 40^\circ$ — область (r1) (см. рис. 1б) и $140^\circ \leq \alpha \leq 190^\circ$, $10^\circ \leq \delta \leq 50^\circ$ — область (r2). Отметим, что область (r2) целиком включает меньшую область (r1).

При сканировании осью кубоида X области (r1) на небе, представленной на рис. 1б, различные сечения кубоида, перпендикулярные оси X , очерчивают различные прямоугольные области на плоскости (α, δ) . На рис. 2а для наглядности показаны две такие области, соответствующие крайним положениям граней кубоида при вращении оси X в пределах области сканирования, изображенной на рис. 1б. Меньший прямоугольник, ограниченный толстыми линиями на рис. 2а, соответствует наиболее отдаленной грани кубоида $X_{\text{max}} = 1242 h^{-1} \text{ Мпк}$, а больший, ограниченный тонкими линиями, — ближайшей к началу

координат грани $X_{\min} = 132 h^{-1}$ Мпк. Видно, что даже при сканировании ограниченной области, показанной на рис. 1б, кубоид в различных положениях захватывает все скопления (с небольшими исключениями) рассматриваемой части каталога “WHL12”.

В результате сканирования области (r1) можно построить одномерные спектры мощности $P_X(k)$ для каждого направления оси кубоида X и после усреднения $\langle \dots \rangle$ получить усредненные спектры мощности $\langle P_X(k) \rangle$ для любого фиксированного $0 \leq k \leq 0.3$. С помощью формулы (6), полагая что $\lambda(k) = \langle P_X(k) \rangle^{-1}$, можно построить относительно гладкие кривые уровней значимости, показанные на рис. 3а и 3б. С другой стороны, в результате этого же сканирования области (r1) находим направления повышенной значимости (доверительные области) пиков $P_X(k)$ при фиксированном $k = k_{\max} = 0.057 h$ Мпк $^{-1}$ (соответствующем X_0). Полученные таким образом доверительные области окрашены оттенками серого на рис. 1б.

Сканирование по большей области (r2) проводится для проверки отсутствия дополнительных областей с повышенной значимостью пиков $\gtrsim 3\sigma$ в одномерных спектрах мощности $P_X(k)$ при $0.04 \leq k \leq 0.06 h$ Мпк $^{-1}$.

Спектр мощности $P_X(k)$, полученный для направления X_0 , приведен на рис. 3а. Спектр построен с учетом данных 12 863 скоплений галактик в интервале красных смещений $0.1 \leq z \leq 0.47$, представленных в каталоге “WHL12” (см. раздел 2) и попадающих в кубоид с осью $X = X_0$ и размерами, указанными во вставке. Декартовы координаты скоплений и их проекции на ось X_0 вычислялись с помощью формул (1) с учетом только спектроскопических $z = z_{\text{sp}}$. Видно, что значимость доминирующего пика в спектре мощности превышает 5σ . Однако, с учетом неопределенности оценок значимости (см. Рябинков, Каминкер, 2024), здесь и далее принимаются более осторожные оценки $\gtrsim (4\text{--}5)\sigma^5$.

На рис. 3б представлены спектры мощности для той же статистики скоплений, но теперь определенная часть спектроскопических z_{sp} заменена на фотометрические z_{ph} при условии, что отклонение $\delta z = |z_{\text{sp}} - z_{\text{ph}}|/(z_{\text{sp}} + 1)$ не превышает заданную величину. Показаны спектры для двух значений $\delta z \leq 0.013$ (толстые линии) и $\delta z \leq 0.018$ (тонкие линии, ограничивающие области, закрашенные серым цветом). Для первого ограничения 63% спектроскопических z_{sp} заменяются на фотометрические z_{ph} , а для второго эта доля составляет уже 76%.

Если считать, что величины δz характеризуют точность фотометрических измерений, то из рис. 3б следует, что величина пика в спектре мощности существенно зависит от этой точности. При $\delta z \leq 0.013$ зна-

⁵ В разделах 4 и 5 статьи РК24 оцениваются дисперсии уровней значимости, полученных для сглаженных спектров мощности различных реализаций при последовательных сдвигах угловых решеток (в координатах α и δ) со слабой корреляцией между узловыми направлениями.

чимость пика приближается к 4σ , а при $\delta z \leq 0.018$ — к 3σ . Отсюда следует, что сравнение высоты пика в спектре мощности, полученным для рассматриваемой аномалии на основе фотометрических измерений z , с высотой пика, полученной при тех же условиях, но на основе спектроскопических измерений, при необходимых подтверждении и доработке может быть использован для тестирования точности фотометрических измерений.

5. ЮЖНОЕ ПОЛУШАРИЕ. СКАНИРУЮЩИЙ КУБОИД И ПРЕОБРАЗОВАНИЕ РАДОНА

В южном полушарии поиск квазипериодичности в определенных выделенных направлениях пространственного распределения скоплений проводился на основе данных каталога “WH22” (см. раздел 2) двумя методами: сканирующего кубоида (рис. 4а) и преобразований Радона (рис. 4б).

Применяя метод сканирующего кубоида выберем в качестве начального направления оси X_0 направление, противоположное найденному для северного полушария: $\alpha = 350^\circ$, $\delta = -29^\circ$. Фиксируя это направление, варьируем координаты вершин кубоида в его собственной СК, чтобы получить наибольшую высоту пика, соответствующего той же $k = k_{\max} \simeq 0.057 h$ Мпк $^{-1}$, что и в северном полушарии.

Далее рассматривая полученные координаты вершин вращающегося кубоида как нулевое приближение, последовательно варьируем направление оси X_0 с шагом 1° , а затем уточняем координаты вершин кубоида. В результате координаты оси X_0 в ЭСК определяются как $\alpha_0 = 346^\circ$ и $\delta_0 = -29^\circ$, а координаты вершин кубоида приведены на рис. 4а. При этом положение пика $k = k_{\max}$ сдвигается в сторону меньших значений k , т.е. $k = k_{\max} \simeq 0.047 h$ Мпк $^{-1}$. Координаты оси X_0 в ЭСК показаны на рис. 1в, где построены также доверительные области (окрашены оттенками серого) для направлений, соответствующих наибольшим высотам пиков в СМ.

Полученные таким образом доверительные области и направление оси X_0 совпадают с направлением и доверительными областями, полученными аналогичной процедурой варьирования при использовании метода преобразования Радона (рис. 4б). Оптимальный интервал значений X в этом случае оказывается равным $132 \leq X \leq 1172 h^{-1}$ Мпк, при этом волновое число, соответствующее максимальному пику, равно $k = k_{\max} \simeq 0.048 h$ Мпк $^{-1}$.

Фиксируя полученные координаты вершин кубоида в его собственной СК, мы проводим последовательное сканирование осью X с шагом 1° двух прямоугольных областей в плоскости α , δ . Как и в северном полушарии, обе области сканирования расположены внутри прямоугольника, ограниченного толстыми линиями на рис. 2б, и определяются интервалами углов: $340^\circ \leq \alpha \leq 360^\circ$, $-40^\circ \leq \delta \leq -20^\circ$ — об-

ласть (r3) (см. рис. 1в) и $320^\circ \leq \alpha \leq 360^\circ, -50^\circ \leq \delta \leq -10^\circ$ — область (r4). Как и в северном полушарии (раздел 4) область (r4) целиком включает меньшую область (r3).

Проводя сканирование области (r3) и выполняя построение соответствующих одномерных СМ $P_X(k)$ для каждого направления оси X' , можно получить усредненные СМ $\langle P_X(k) \rangle$ при любом фиксированном $0 \leq k \leq 0.3$. Как и в разделе 4, используя формулы (6) и $\lambda(k) = \langle P_X(k) \rangle^{-1}$, можно построить уровни значимости, показанные на рис. 4а и 4б.

Сканирование по большей области (r4), как и в северном полушарии, служит для контроля отсутствия дополнительных областей с повышенной значимостью пиков $\gtrsim 3\sigma$ в одномерных СМ $P_X(k)$ при $0.04 \leq k \leq 0.06 \text{ h Mpc}^{-1}$.

Как и в разделе 4, на рис. 2б для наглядности показаны две области, соответствующие крайним положениям граней кубоида при вращении оси X в пределах области сканирования (рис. 1в). Меньший прямоугольник, ограниченный толстыми линиями, соответствует наиболее отдаленной грани кубоида $X_{\max} = 1182 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$, а больший, ограниченный тонкими линиями, — ближайшей к началу координат грани $X_{\min} = 122 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$. Мы видим, что при сканировании кубоид в различных положениях захватывает подавляющее большинство скоплений южного полушария, вошедших в каталог.

На рис. 4а представлен спектр мощности $P_X(k)$, полученный методом вращающегося кубоида с наибольшей высотой пика при $k = k_{\max} \simeq 0.047 \pm \pm 0.004 \text{ h Mpc}^{-1}$ (квазипериод $133 \pm 10 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$), соответствующей направлению X_0 . Спектр построен с учетом данных 16 375 скоплений в интервале красных смещений $0.1 \leq z \leq 0.47$. Декартовы координаты скоплений и их проекции на ось X_0 вычислялись с помощью формул (1) с учетом только фотометрических $z = z_{\text{ph}}$. Видно, что значимость доминирующего пика в спектре мощности превышает 5σ , однако с учетом неопределенности таких оценок (см. раздел 4) мы должны ограничиться интервалом $\gtrsim (4\text{--}5)\sigma$.

Для сравнения на рис. 4б приведен спектр мощности, полученный методом преобразования Радона для расширенной статистики скоплений (26 832) с использованием фотометрических z_{ph} . Видно, что пик при $k = k_{\max} \simeq 0.048 \pm 0.004 \text{ h Mpc}^{-1}$ (период $130 \pm 10 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$) соответствует той же значимости, что и пик на рис. 4а.

Таким образом, оба метода, использующие только фотометрические красные смещения z_{ph} скоплений галактик в южном полушарии, дают значимые пики при близких значениях k_{\max} в одномерных спектрах мощности, построенных для одного и того же направления X_0 , близкого к направлению, противоположно-му аналогичному направлению X_0 северного полушария.

6. ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

В настоящей работе на основе каталогов “WHL12” (Вэнь и др., 2012) и “WH22” (Вэнь, Хань, 2022) в северном и южном полушариях соответственно (см. также раздел 2) рассматривается возможность существования анизотропной квазипериодической структуры (аномалии) в пространственном распределении космологически удаленных ($0.1 \leq z \leq 0.47$) скоплений галактик. Мы используем предложенный ранее (Рябинков, Каминкер, 2021, 2024) метод проекций декартовых координат скоплений на различные оси X , последовательно поворачиваемые в границах определенных (заданных наблюдательными данными) областей на небе — преобразование Радона — и его модификацию — метод сканирующего кубоида. При поворотах оси X кубоида его грани (ребра, вершины) фиксированы в системе координат XYZ , жестко с ним связанный, а в объем кубоида попадают различные выборки массивов скоплений (см. рис. 1а и 2а,б), входящих в один из двух каталогов. Такой подход позволяет грубо локализовать возможную аномалию в сопутствующем пространстве.

В обеих разновидностях метода одномерных проекций после каждого поворота оси X вычисляется нормированное распределение (3) проекций координат скоплений на эту ось в границах фиксированного интервала $X_1 \leq X \leq X_2$. Затем строится соответствующий спектр мощности (4) во всем рассматриваемом интервале $0.0 \leq k \leq 0.3$, при этом космологические красные смещения скоплений ограничиваются интервалом $0.1 \leq z \leq 0.47$. Среди всех направлений X с различными спектрами мощности мы находим (независимо в каждом полушарии) направление X_0 (α_0 и δ_0) с максимальной высотой пика в интервале $0.04 \lesssim k \lesssim 0.06$.

Чтобы произвести оценку значимости полученных пиков мы используем, следуя работам Рябинкова, Каминкера (2019, 2021), экспоненциальную вероятность (5), (6), чтобы получить заданную величину амплитуды пика в спектре мощности при случайному распределении амплитуд пиков. Основным элементом этой оценки является вычисление усредненного спектра мощности (4) $\langle P(k) \rangle$ для всех дискретных k из рассматриваемого интервала. Такое усреднение проводилось по результатам сканирования двух выделенных областей (r1) и (r3), показанных на рис. 1б и 1в, в северном и южном полушариях соответственно.

Подведем итог полученным результатам.

1. В северном и южном полушариях независимо обнаружено присутствие анизотропной квазипериодической аномалии в пространственном распределении скоплений с характерным масштабом в интервале сопутствующих расстояний $100\text{--}140 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$.

2. Направления X_0 (α_0 , δ_0), в которых амплитуды пиков в спектре мощности максимальны, в

обоих полушариях близки к противоположным: $\alpha_0 = 170^\circ \pm 5^\circ$, $\delta_0 = 29^\circ \pm 5^\circ$ — в северном и $\alpha_0 = 346^\circ \pm 5^\circ$, $\delta_0 = -29^\circ \pm 5^\circ$ — в южном полушариях соответственно.

3. Эти особенности проявляются как с использованием спектроскопических z_{sp} (в северном), так и фотометрических красных смещений z_{ph} (в южном), определяемых со средней погрешностью $\delta z_{\text{ph}} \lesssim 0.013$. Значимость максимальных пиков в спектре мощности для выделенных направлений при $k_{\text{max}} \simeq (0.04 - 0.06) h \text{ Мпк}^{-1}$ составляет $\gtrsim (4-5)\sigma$.

4. Сильная зависимость значимости квазипериодической компоненты от точности фотометрических измерений δz_{ph} открывает возможность дополнительного контроля точности методик определения фотометрических z_{ph} .

5. Общий размер аномалии вдоль выделенного направления составляет $\sim 2500 h^{-1} \text{ Мпк}$.

Следует отметить, что оценка значимости пиков в спектре мощности должна быть сопоставлена со статистической оценкой анизотропии углового распределения пиков. Такая оценка дает значительно более скромные значения уровней значимости $\sim (3-4)\sigma$ выделенных направлений и, по-видимому, является более реалистичной оценкой для всего явления квазипериодической анизотропии. Работа на эту тему готовится к публикации.

Подчеркнем, что для обнаружения данной аномалии нами используется метод проекций на выделенную ось X , т.е. интегральный метод, собирающий информацию с большого количества скоплений, рассредоточенных в пространстве. Мы предполагаем, что рассматриваемая здесь анизотропная структура очень слабо проявляется в пространственном распределении скоплений галактик, в отличие от значительно более заметных квазирегулярных образований, обнаруженных в распределении сверхскоплений при $z \lesssim 0.12$ (Эйнасто и др., 1997а, б, 2016; Эйнасто, 2014; Саар и др., 2002). Возможно, что используемый здесь метод одномерных проекций приводит к относительному усилению квазипериодической составляющей и к увеличению ее значимости. При этом можно предположить, что существует связь между особенностями пространственных распределений галактик и скоплений галактик, с одной стороны, и сверхскоплениями — с другой, хотя это предположение требует дальнейшего исследования.

Рассмотренное здесь возможное существование аномалии, распространяющейся на оба полушария, может согласовываться также и с результатами серии работ (Бродхарст и др., 1990; Салей и др., 1993; Ку и др., 1993), в которых в одномерных распределениях галактик вдоль узких проколов в направлении северного и южного галактических полюсов бы-

ла обнаружена квазирегулярная последовательность сгущений и разрежений с характерным масштабом $\sim 130 h^{-1} \text{ Мпк}$. Суммарный масштаб такой квазирегулярной неоднородности составлял $\sim 2000 h^{-1} \text{ Мпк}$. Более поздние симуляции (Ёсида и др., 2001) показали, что вероятность случайного происхождения таких одномерных квазипериодических распределений значительно меньше 10^{-3} , что для эквивалентной значимости гауссовых процессов превышает 3σ .

Распределение галактик в узких проколах принципиально отличается от распределения проекций больших массивов объектов (в данном случае — скоплений галактик) на выделенную ось X_0 . Тем не менее оба типа одномерной квазипериодичности могут быть взаимно связаны как два различных способа зондирования одной сложной квазирегулярной структуры. Отметим только, что узкий пучок направлений (рис. 1б и 1в) с высоким уровнем значимости пиков в спектрах мощности повернут на угол $\sim 20^\circ - 30^\circ$ по прямому восхождению α относительно оси, соединяющей северный и южный галактические полюса ($\alpha_{\text{ngp}} = 192.86^\circ$, и $\alpha_{\text{sdp}} = 12.86^\circ$ (372.86°)). Это означает, что направления осей X_0 , обсуждаемые в настоящей работе, заметно отличаются от среднего направления узких проколов, ориентированных на галактические полюса. С другой стороны, наклонение δ близко к наклонению северного ($\delta_{\text{ngp}} = 27.13^\circ$) и южного ($\delta_{\text{sdp}} = -27.13^\circ$) полюсов соответственно, что лучше согласуется с гипотезой о взаимной связи указанных аномалий.

Отметим также, что указанный выше интервал квазипериодов включает характерные пространственные масштабы $\sim (100-110) h^{-1} \text{ Мпк}$, соответствующие основному максимуму барионных акустических осцилляций (БАО) в спектре мощности флуктуаций плотности вещества во Вселенной (см., например, Эйзенштейн и др., 2007, Аlam и др., 2017). Можно предположить, что есть связь между явлением БАО и рассмотренными в данной работе квазипериодами в пространственном распределении скоплений галактик. Однако сделанная в работе Рябинкова, Каминера (2019) попытка выявить такую связь с помощью моделирования радиальных распределений привела к низкой оценке, соответствующей статистической значимости. Тем не менее мы продолжаем работу по 3-мерному моделированию возможного анизотропного распределения БАО, не противоречащего наблюдениям и согласующийся с результатами данного анализа.

В заключение следует подчеркнуть, что само существование рассмотренной анизотропной квазипериодичной аномалии, так же как и ее характеристики, остаются гипотетическими, требующими дальнейшего подтверждения и тщательной проверки, в том числе с использованием моделирования.

Работа выполнена в рамках темы Государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе, номер FFUG-2025...

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аlam и др. (S. Alam, M. Ata, S. Bailey, et al.), MNRAS **470**, 2617 (2017).
2. Бардин и др. (J.M. Bardeen, J.R. Bond, N. Kaiser, and A.S. Szalay), *Astrophys. J.* **304**, 15 (1986).
3. Болтон и др. (A.S. Bolton, D.J. Schlegel, E. Aubourg, et al.), *Astrophys. J.* **144**, 144 (2012).
4. Бродхарст и др. (T.J. Broadhurst, R.S. Ellis, D.C. Koo, and A.S. Szalay), *Nature* **343**, 726 (1990).
5. Вэнь и др. (Z.L. Wen, J.L. Han, and F.S. Liu), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **199**, 34 (2012).
6. Вэнь, Хань (Z.L. Wen and J.L. Han), MNRAS **500**, 1003 (2021).
7. Вэнь, Хань (Z.L. Wen and J.L. Han), MNRAS **513**, 3946 (2022).
8. Динс (S.R. Deans), *The Radon transform and some of its applications* (N.Y.: Dover Publ., Inc., 2007).
9. Дженкинс, Уоттс (G.M. Jenkins and D.G. Watts), *Спектральный анализ и его приложения* (М.: Мир, 1971).
10. Ёсида и др. (N. Yoshida, J. Colberg, S.D.M. White, A.E. Evrard, et al.), MNRAS **325**, 803 (2001).
11. Кайзер и др. (R. Kayser, P. Helbig, and T. Schramm), *Astron. Astrophys.* **318**, 680 (1997).
12. Ку и др. (D.C. Koo, N. Ellman, R.G. Kron, J.A. Munn, A.S. Szalay, T.J. Broadhurst, and R.S. Ellis), in *Observational Cosmology*; Chincarini G.L., Iovino A., Maccacaro T., Maccagni D., eds., ASP Conf. Ser. **51**, 112 (1993).
13. Лэнди и др. (S.D. Landy, S.A. Shectman, H. Lin, R.P. Kirshner, A.A. Oemler, and D. Tucker), *Astrophys. J. (Lett.)* **456**, L1 (1996).
14. Ломб (N.R. Lomb), *Astrophys. and Space Sci.* **39**, 447 (1976).
15. Рябинков, Каминкер (A.I. Ryabinkov and A.D. Kaminker), *Astrophys. and Space Sci.* **364**, 129 (2019).
16. Рябинков, Каминкер (A.I. Ryabinkov and A.D. Kaminker), *Universe* **7**, 289 (2021).
17. Рябинков, Каминкер (A.I. Ryabinkov and A.D. Kaminker), MNRAS **527**, 1813 (2024).
18. Саар и др. (E. Saar, J. Einasto, O. Toomet, et al.), *Astron. Astrophys.* **393**, 1 (2002).
19. Скаргл (J.D. Scargle), *Astrophys. J.* **263**, 835 (1982).
20. Салей и др. (A.S. Szalay, T.J. Broadhurst, N. Ellman, D.C. Koo, and R.S. Ellis), *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **90**, 4853 (1993).
21. Фельдман и др. (H.A. Feldman, N. Kaiser, and J.A. Peacock), *Astrophys. J.* **426**, 23 (1994).
22. Фрескура и др. (F.A.M. Frescura, C.A. Engelbrecht, and B.S. Frank), MNRAS **388**, 1693 (2008).
23. Хогг (D.W. Hogg), *astro-ph/9905116*, (1999).
24. Эйнасто и др. (J. Einasto, M. Einasto, S. Gottlöber, et al.), *Nature* **385**, 139 (1997a).
25. Эйнасто и др. (J. Einasto, M. Einasto, P. Frisch, et al.), MNRAS **289**, 801 (1997b).
26. Эйнасто и др. (J. Einasto, G. Hütsi, E. Saar, et al.), *Astron. Astrophys.* **531**, A75 (2011).
27. Эйнасто (J. Einasto), *Dark Matter and Cosmic Web Story. Advanced Series in Astrophysics and Cosmology* (Ed: Remo Ruffini). World Scientific (2014).
28. Эйнасто и др. (M. Einasto, P. Heinämäki, L.J. Liivamägi, et al.), *Astron. Astrophys.* **587**, A116 (2016).
29. Эйзенштейн и др. (D.J. Eisenstein, H.-J. Seo, and M. White), *Astrophys. J.* **664**, 660 (2007).

СИЛЬНО ПЕРЕМЕННЫЕ АКТИВНЫЕ ЯДРА ГАЛАКТИК В ОБЗОРЕ НЕБА СРГ/еРОЗИТА: II. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ ИСТОЧНИКОВ С ПОМОЩЬЮ РОССИЙСКИХ ТЕЛЕСКОПОВ

© 2024 г. Г. А. Хорунжев^{*1}, С. Ю. Сазонов¹, П. С. Медведев¹, М. Р. Гильфанов^{1,2}, А. В. Додин³,
А. В. Моисеев⁴, И. А. Зазибин¹, А. В. Москалев¹, Д. В. Опарин⁴, М. А. Бурлак³,
О. В. Возякова³, М. В. Есевлевич⁵, Р. А. Сюняев^{1,2}

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

³Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ им. М.В. Ломоносова

⁴Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

⁵Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения РАН, Иркутск, Россия

Поступила в редакцию 12.12.2024 г.

После доработки 21.01.2025 г.; принята к публикации 21.01.2025 г.

Представлены результаты спектрального отождествления девяти сильно переменных рентгеновских источников, обнаруженных телескопом еРОЗИТА обсерватории СРГ в ходе обзора всего неба и опубликованных в первой статье данной серии (полная выборка состоит из 49 объектов, Медведев и др. 2022). Для наблюдений использовались телескопы БТА САО РАН, SAI25 КГО ГАИШ МГУ, АЗТ-3ЗИК ИСЗФ СО РАН и РТТ-150. Один из объектов оказался катализмической переменной, а еще один уже был известен ранее как событие приливного разрушения. Остальные семь оказались активными ядрами галактик (АЯГ) на красных смещениях от 0.035 до 0.523. Для четырех объектов оценена масса центральной черной дыры по ширине и светимости широкой компоненты линии Нα. Эти черные дыры оказались умеренно массивными: от $\sim 8 \times 10^6$ до $\sim 10^8 M_\odot$.

Ключевые слова: сверхмассивные черные дыры, активные ядра галактик, рентгеновские источники, СРГ/еРОЗИТА.

DOI: 10.31857/S0320010824120038, EDN: LGGRYK

ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновский обзор всего неба, который проводился с помощью телескопа еРОЗИТА (Предель и др., 2021) орбитальной обсерватории СРГ (Сюняев и др., 2021) с декабря 2019 по февраль 2022 г., благодаря своей рекордной чувствительности и стратегии повторных сканирований, позволил не только задетектировать несколько миллионов активных ядер галактик (АЯГ) и сотни тысяч объектов других типов, но и систематически исследовать их переменность в рентгеновских лучах. В нашей недавней работе (Медведев и др., 2022) по данным обзора СРГ/еРОЗИТА на восточной Галактической половине неба ($0^\circ < l < 180^\circ$) был проведен поиск сильно переменных АЯГ и кандидатов в АЯГ, а именно таких, поток от которых в диапазоне энергий 0.3–2.3 кэВ изменился в $R_X \equiv F_i/F_j \geq 10$ раз между какими-либо двумя ($i, j = 1 \dots 5$) из проведенных полугодовых обзоров¹. Таких объектов оказалось всего 635 из около двух миллионов источников,

обнаруженных телескопом еРОЗИТА на рассматриваемой половине неба.

Особый интерес представляет подвыборка из 49 АЯГ и кандидатов в АЯГ с $R_X \geq 10$, которые были статистически значимо задетектированы не только в ярком, но и в тусклом состоянии (т.е. для них параметр R_X был рассчитан именно как отношение потоков F_i и F_j , а не как отношение потока F_i к верхнему пределу на поток F_j), так как для них можно сравнить друг с другом не только потоки, но и спектры излучения в обоих состояниях, что и было сделано в работе (Медведев и др., 2022). На момент той публикации 36 объектов выборки являлись спектроскопически подтвержденными АЯГ (сейфертовские галактики и квазары первого и второго типа, галактики с низкой степенью ионизации области излучения (LINER), блазары). Таким образом, для достижения статистической полноты в отождествлении источников оставалось провести оптическую спектроскопию примерно четверти выборки.

В настоящей работе представлены результаты спектрального отождествления на российских оптических телескопах девяти ранее не изученных рентгеновских

^{*}Электронный адрес: horge@cosmos.ru

¹Телескоп еРОЗИТА осмотрел все небо четыре раза, а 38% небесной сферы – еще и пятый раз.

источников из описанной выше выборки (Медведев и др., 2022). Аналогичные результаты еще по четырем объектам выборки, для отождествления которых были недавно проведены наблюдения на телескопе Хейла Паломарской обсерватории, будут представлены в отдельной публикации.

Для расчета светимостей объектов в работе используется космологическая модель Λ CDM с $H_0 = 70 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ и $\Omega_\Lambda = 0.7$.

ВЫБОРКА ОБЪЕКТОВ И ИХ ОПТИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

В табл. 1 представлена исследуемая выборка рентгеновских источников. В первой колонке для каждого объекта приведен порядковый номер (чем он меньше, тем больше значение параметра рентгеновской переменности R_X) в исходной выборке из статьи (Медведев и др. 2022, см. табл. 1 в той работе). Эти же номера используются ниже и в других таблицах и рисунках. На рис. 1 представлены архивные оптические изображения исследуемых областей неба по данным обзора Pan-STARRS (Флювеллинг и др., 2020; Чамберс и др., 2016). Для каждого рентгеновского источника, в 98-процентной области его местоположения (их радиусы приведены в табл. 1) видим единственный оптический объект, причем все они за исключением одного являются протяженными. Единственный звездообразный объект – SRGE J213946.2+113817, является и самым тусклым в выборке (см. колонку с видимыми звездными величинами в табл. 1).

Для отобранных таким образом оптических объектов была проведена спектроскопия на следующих телескопах: 1.5-м Российско-турецкий телескоп (РТТ-150), 1.6-м телескоп АЗТ-33ИК Саянской обсерватории ИСЗФ СО РАН, 2.5-м телескоп SAI25 Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ, 6-м телескоп БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН. При этом для ряда объектов было проведено несколько наблюдений (не одновременных) на разных телескопах из этого перечня, чтобы более полно покрыть интересующий нас диапазон длин волн.

Наблюдения на РТТ-150 проводились с помощью спектрографа низкого разрешения TFOSC¹ со следующим набором гризм²: № 8 – диапазон 6200–7850 Å, спектральное разрешение FWHM = 8.6 Å; № 15 – 3800–8880 Å, 12 Å соответственно; № 17 – 8000–12000 Å, 12 Å соответственно. Значения спектрального разрешения приведены для щели шириной 1.8 угл. сек, которая использовалась во всех наблюдениях TFOSC и была ориентирована вдоль направления прямого восхождения.

Спектроскопия на телескопе АЗТ33-ИК проводилась с помощью спектрографа АДАМ (Афанасьев и др., 2016; Буренин и др., 2016). В качестве диспергирующего элемента использовалась объемная фазовая голограммическая решетка VPHG600G (3700–7340 Å) с разрешением FWHM = 8.5 Å при ширине щели

¹<http://hea.iki.rssi.ru/rtt150/ru/index.php?page=tfosc>

²<https://tug.tubitak.gov.tr/tr/icerik/tfosc-tug-faint-object-spectrograph-and-camera>

Таблица 1. Журнал наблюдений

№	Источник SRGE	R_{98} "	Оптический партнер				Дата	Телескоп	Гризма	Щель "	Эксп. с	PA °
			α	δ	PSFMag	$E(B - V)$						
1	J143359.2+400636	2.1	218.49664	40.11006	$r = 19.18$	0.01	2022/06/29	БТА	940@600	2.0	3×900	194.7
4	J122057.8+813600	3.0	185.24076	81.60008	$r = 16.37$	0.11	2022/12/21	АЗТ-33ИК	600G	2.0	4×600	0
							2023/01/21	SAI25	TDS	1.0	2×1200	89.2
6	J164147.7+700806	2.4	250.44877	70.13493	$r = 17.33$	0.03	2023/01/16	SAI25	TDS	1.0	2×1200	117.4
8	J025436.4+152545	2.5	43.65163	15.42901	$r = 16.41$	0.11	2021/10/09	SAI25	TDS	1.0	2×1200	22
10	J091935.9+753945	2.6	139.89952	75.66263	$z = 16.50$	0.02	2023/01/12	SAI25	TDS	1.5	2×1200	128.9
							2023/01/16	БТА	1200@860	1.5	3×300	221.7
							2023/02/12	РТТ-150	G17	1.8	3×900	90
17	J213946.2+113817	2.6	324.94264	11.63796	$r = 20.55$	0.10	2022/12/27	РТТ-150	G15	1.8	4×1200	90
21	J175340.2+555128	2.7	268.41746	55.85754	$r = 18.32$	0.10	2023/01/14	SAI25	TDS	1.5	3×1200	47.8
32	J124339.2+700515	2.4	190.91351	70.08750	$r = 17.36$	0.01	2022/12/21	АЗТ-33ИК	600G	2.0	4×600	0
							2023/01/19	БТА	1026@735	1.5	3×300	347.1
							2023/05/26	РТТ-150	G8	1.8	4×600	90
38	J163016.2+584247	2.2	247.56770	58.71305	$r = 17.33$	0.01	2023/01/16	SAI25	TDS	1.0	1×1200	114.2

Примечание. В первом столбце для каждого источника приведен его порядковый номер в выборке Медведев и др. (2022). В третьем столбце представлен радиус области локализации рентгеновского источника на уровне достоверности 98% (без учета систематической неопределенности, связанной с астрометрической привязкой) на основе суммарной карты обзора всего неба СРГ/еРОЗИТА. В шестом столбце представлены видимая звездная величина предполагаемого оптического партнера и соответствующий фильтр из таблицы Pan-STARRS DR2 Stacked object table (Флювеллинг и др., 2020). В последнем столбце приведен позиционный угол, который отсчитывается в направлении от северного полюса мира к востоку.

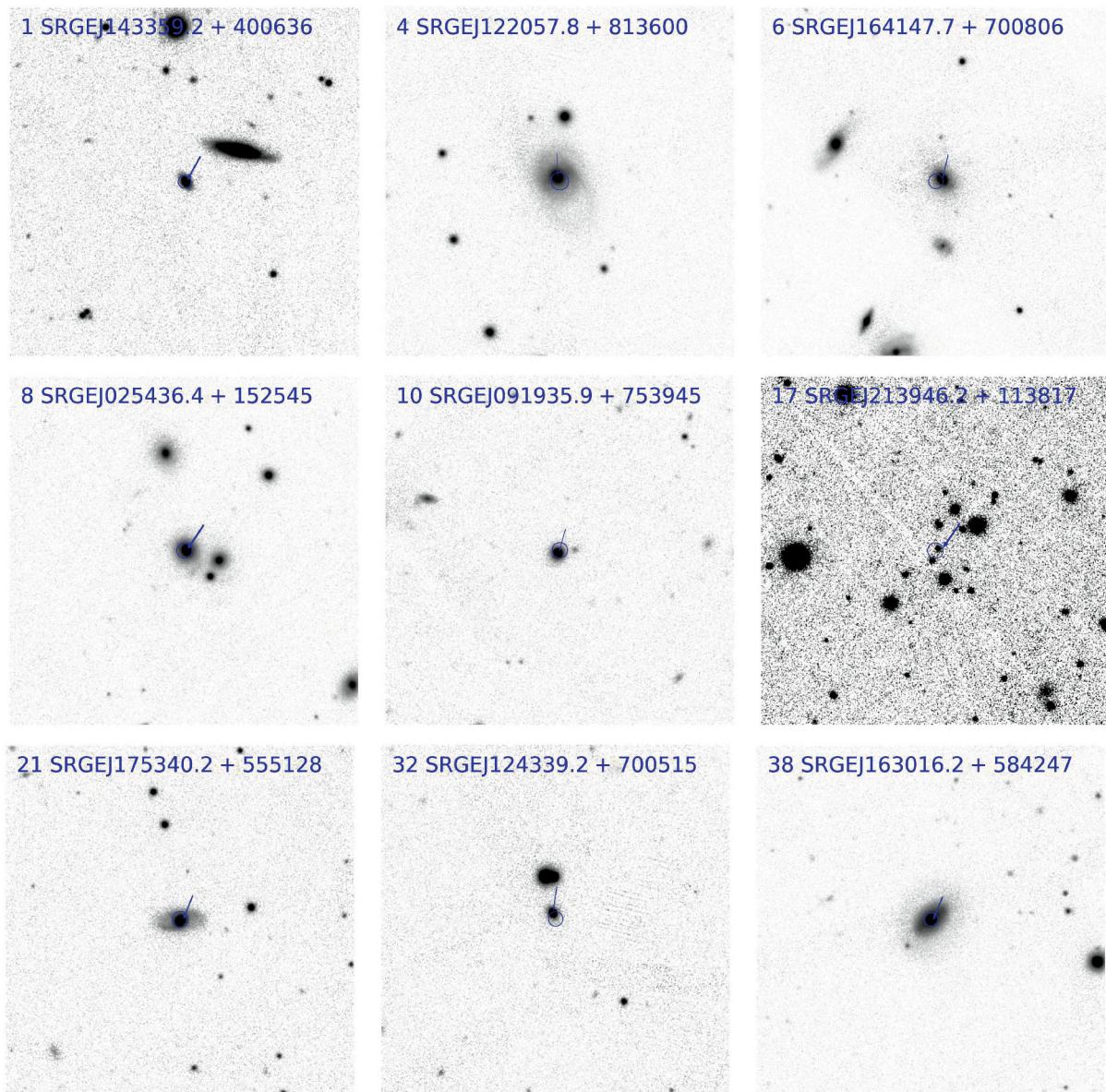


Рис. 1. Изображения размером $2' \times 2'$ в фильтре i по данным обзора Pan-STARRS. На каждой панели кругом показана область локализации рентгеновского источника телескопом еРОЗИТА, а стрелка указывает на объект, для которого был получен оптический спектр.

2 угл. сек, которая была ориентирована вдоль направления склонения.

Наблюдения на телескопе SAI25 проводились с помощью двухлучевого транзистор-спектрографа TDS (Потанин и др., 2020; Додин и др., 2021). Он характеризуется разрешением $FWHM = 3.6 \text{ \AA}$ в синем канале ($3600\text{--}5770 \text{ \AA}$) и $FWHM = 2.6 \text{ \AA}$ – в красном канале ($5670\text{--}7460 \text{ \AA}$) при ширине щели 1 угл. сек. Использовались щели 1 и 1.5 угл. сек.

Наблюдения на БТА проводились с помощью многорежимного фокального редуктора SCORPIO-2 (Афанасьев и Моисеев, 2011) в режиме спектроскопии с длинной щелью. В качестве фотоприемника использовалась ПЗС-матрица E2V 261-84, позволяющая получать спектры в диапазоне $3600\text{--}10900 \text{ \AA}$

(Афанасьев и др., 2023). Использовались объемные фазовые решетки VPHG940@600, VPHG1200@860 и VPHG1026@735. Решетка VPHG940@600 имеет рабочий диапазон $3500\text{--}8500 \text{ \AA}$ и спектральное разрешение $FWHM = 7.0 \text{ \AA}$, решетка VPHG1200@860 – $7445\text{--}10900 \text{ \AA}$ и 5.1 \AA соответственно, решетка VPHG1026@735 – $5800\text{--}9500 \text{ \AA}$ и 6.1 \AA соответственно при ширине щели 1 угл. сек. Использовались щели 1.5 и 2 угл. сек.

Чтобы учесть потери света на щели, нормировка спектров производилась на поток от звездообразного ядра. Для этого использовались видимые звездные величины (PSF) объектов из Pan-STARRS DR2 Stacked object catalog (Флювеллинг и др., 2020; Чамберс и др., 2016) в каком-либо широком фильтре, который ука-

зан для каждого объекта в табл. 1. Если для какого-то объекта было снято два или три спектра, то такая калибровка производилась для первого из них (по времени получения), а дополнительные спектры привязывались к нему в общей области длин волн. Принимая во внимание сильную переменность исследуемых объектов в рентгеновском диапазоне, нельзя исключить и значительную переменность их потока в видимом диапазоне. Мы не исследуем специально этот вопрос в данной работе, но отмечаем, что в приводимых ниже измеренных значениях потоков континуального и линейчатого излучения могут присутствовать существенные систематические неопределенности.

Спектры были исправлены за поглощение на пыли в Галактике, используя карту Шлегель и др. (1998). Соответствующие значения $E(B-V)$ приведены в табл. 1. Предполагались стандартные закон $R_V = 3.1$ и кривая межзвездного покраснения (Фитцпатрик и др., 2019). При этом использовались пакеты программ на языке Python astropy (Сообщество Астрономии и др., 2013), dustmaps (Грин и др., 2018) и dust_extinction (Гордон и др., 2024).

Полученные спектры, пересчитанные в систему покоя объектов, показаны на рис. 2. Для их моделирования использовался пакет pyspeckit (Гинзбург и др., 2022). Излучение звездного населения не вычиталось. Профили эмиссионных линий описывались гауссиянами (линии поглощения слабые и поэтому не учитывались). При этом обычно ширины узкой компоненты линии $\text{H}\beta$ и линии $[\text{OIII}](4958 \text{ \AA})$ были привязаны к ширине линии $[\text{OIII}](5007 \text{ \AA})$, а ширины узкой компоненты линии $\text{H}\alpha$, линии $[\text{NII}](6548 \text{ \AA})$ и линий дуплета $[\text{SII}]$ — к ширине линии $[\text{NII}](6584 \text{ \AA})$. Однако в некоторых случаях, если позволяло качество данных, эти ширины были свободными параметрами.

В табл. 4 представлены измеренные характеристики эмиссионных линий, а именно: центральная длина волны, поток, эквивалентная ширина (EW), измеренная ширина на полувысоте (FWHM_{fit}) и ширина за вычетом инструментального спектрального разрешения: $\text{FWHM} = \sqrt{\text{FWHM}_{\text{fit}}^2 - \text{FWHM}_{\text{res}}^2}$. Кроме того, для каждого объекта приведено значение потока в континууме на длине волны 5100 \AA . Верхние пределы на поток линий приводятся со значимостью 2σ . Остальные величины имеют доверительные интервалы со значимостью 1σ .

Красные смещения источников определялись по положению пиков эмиссионных линий.

СПЕКТРАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ

Для классификации АЯГ использовались стандартные критерии, основанные на соотношении потоков в эмиссионных линиях (Остерброк, 1981; Верон-Сетти и др., 2001). В частности, использовалась диаграмма Болдуина–Филлипса–Терлевича (BPT, Болдуин и др. 1981) для отношений потоков в близко рас-

положенных запрещенных линиях. Она показана на рис. 3. Для диагностики галактик типа LINER использовались дополнительные соотношения потоков в узких линиях элементов в низких и высоких степенях ионизации: $[\text{OII}](3727)/[\text{OIII}](5007)$, $[\text{NII}](6584)/\text{H}\alpha$, $[\text{SII}]/\text{H}\alpha$ и $[\text{OI}](6300)/\text{H}\alpha$ (Кьюли и др., 2006), при этом потоки исправлялись за внутреннее поглощение, оцененное по бальмеровскому декременту (см. ниже).

Результаты классификации и измерения красных смещений объектов представлены в табл. 2. Ниже приводятся подробности отождествления отдельных объектов выборки.

№ 1. SRGE J143359.2+400636. Этот объект выделяется из всей выборки тем, что это известное событие приливного разрушения (tidal disruption event, TDE). Он был открыт как рентгеновский транзиент телескопом eРОЗИТА 27 декабря 2019 года, т.е. в начале обзора всего неба обсерватории СРГ (Хабибуллин и др., 2020), а его мониторинг в последующие месяцы в рентгеновском и оптическом диапазонах показал типичное для TDE затухание блеска (Брайтман и др., 2021). К сожалению, этот факт оказался не отмеченным в работе Медведев и др. (2022). Согласно оптическому спектру, снятому на БТА в июне 2022 года (т.е. спустя два с половиной года после обнаружения TDE), этот объект может быть как галактикой типа LINER, так и сейфертовской галактикой. Однако в спектре, полученном на телескопе Кека (Брайтман и др., 2021) (несколько лучшего качества в синей области и с лучшим спектральным разрешением, см. рис. 2), присутствуют линии ионов с низкой

Таблица 2. Спектроскопическая классификация

№	z	Класс	$A_{V,\text{Balm,BLR}}$	$A_{V,\text{Balm,NLR}}$
1	0.099	TDE/LINER2 ^a		0
4	0.035	Sy1.9	$>0^b$	2.5 ± 0.3
6	0.077	LINER1.9	$>0^b$	>1.8
8	0.097	Sy1	0.40 ± 0.02	1.69 ± 0.12
10	0.523	Sy1 ^c	0.0 ± 0.1	0.0 ± 0.1
17	0	CV		
21	0.0945	LINER1.9	$>0^b$	$>0^b$
32	0.208	Sy1.8	0.0 ± 0.1	4.5 ± 0.3
38	0.0624	Sy1	1.15 ± 0.07	0.0 ± 0.6

Примечание. $A_{V,\text{Balm,BLR}}$ — бальмеровский декремент для области излучения широких линий, $A_{V,\text{Balm,NLR}}$ — бальмеровский декремент для области излучения узких линий. а) Классификация и бальмеровский декремент основаны на результатах Брайтман и др. (2021). б) Широкая или узкая компонента линии $\text{H}\beta$ не регистрируется, а верхний предел на ее поток согласуется с нулевым поглощением. с) К оценке поглощения подходить с осторожностью, так как невозможно надежно разделить узкие и широкие компоненты линий $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$.

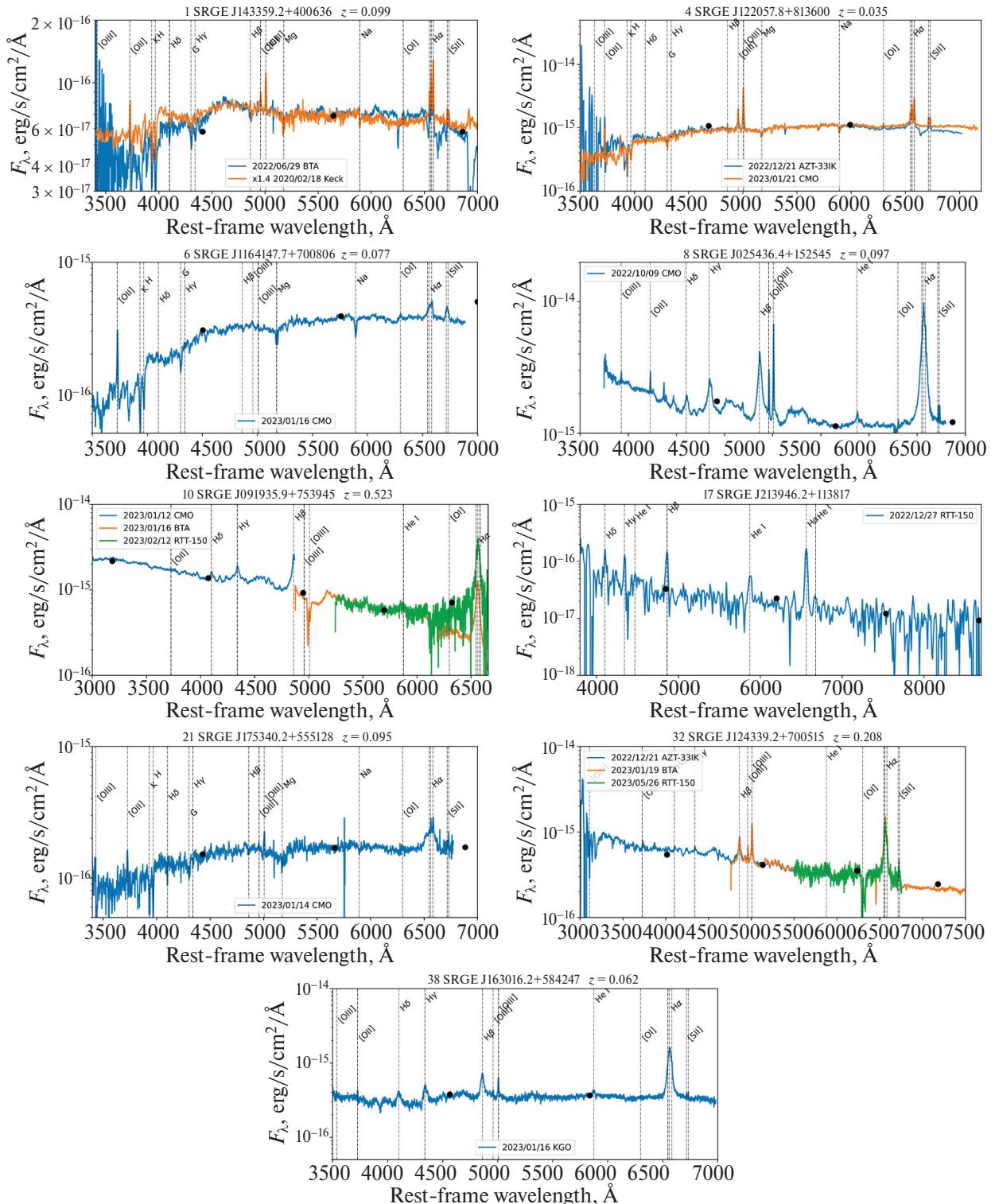


Рис. 2. Спектры в системе покоя источников. Черными точками показаны фотометрические (PSF) измерения из обзора Pan-Starrs PS1 DR2. Использованы данные телескопов БТА (BTA), SAI25 (CMO), АЗТ-33ИК (AZT-33IK) и РТТ-150 (RTT-150). Для источника № 1 показан также спектр, полученный на телескопе Кека из работы Брайтман и др. (2021), умноженный на 1.4, чтобы облегчить сравнение со спектром БТА. Калибровка спектров источника № 10 на длинах волн выше $\lambda > 6300$ может быть искажена из-за вклада второго порядка дифракционной решетки.

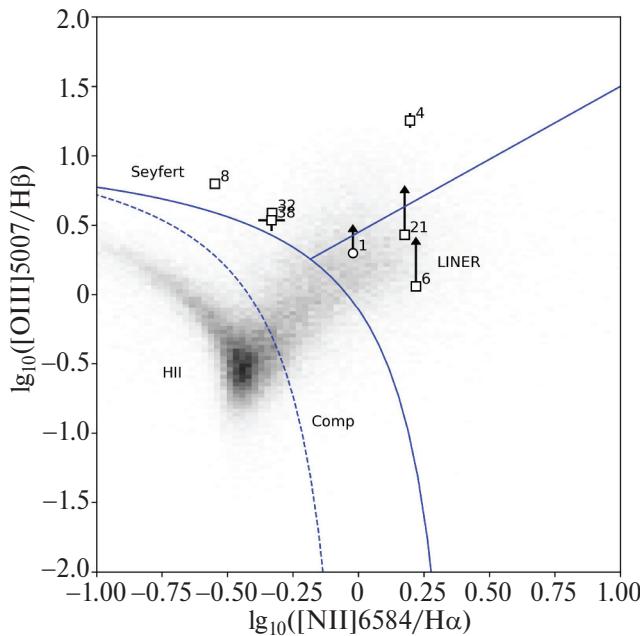


Рис. 3. Диаграмма ВРТ для объектов, в спектре которых присутствуют узкие эмиссионные линии. Кривые, разделяющие области сейфертовских галактик (Seyfert), галактик типа LINER, галактик смешанного типа (Comp) и галактик с зонами HII взяты из работ Кауффман и др. (2003); Кьюли и др. (2001); Шавински и др. (2007). Квадратами показаны объекты, у которых обнаружены широкие компоненты бальмеровских линий водорода.

степенью ионизации, которые позволяют уверенно классифицировать объект как LINER.

№ 6. SRGE J164147.7+700806. Объект классифицируется как LINER 1.9. Есть слабое указание на присутствие в спектре широкой линии Нα, добавление которой в модель лишь незначительно улучшает качество аппроксимации.

№ 10. SRGE J091935.9+753945. Для описания профиля широких линий Нγ и Нβ требуется двухкомпонентная модель, а узкие компоненты этих линий не удается надежно выделить.

№ 17. SRGE J213946.2+113817. Этот объект оказался катализмической переменной (CV) в нашей Галактике. В его спектре присутствуют бальмеровские линии водорода на $z = 0$. Источник не был отсечен нами при составлении выборки (Медведев и др., 2022), так как он недостаточно яркий в оптике, чтобы обсерватория Gaia могла зарегистрировать от него параллакс или собственное движение.

№ 32. SRGE J124339.2+700515. Запрещенная линия [OIII](5007) в спектре этой сейфертовской галактики типа 1.8 имеет сложный профиль, который может быть описан суммой двух гауссиан. Ширина одной из них ограничена спектральным разрешением (меньше 428 км/с). Вторая компонента (крыло) имеет ширину $FWHM \approx 1400$ км/с и характеризуется сдви-

гом -1280 ± 450 км/с относительно более узкой компоненты.

МАССЫ ЧЕРНЫХ ДЫР

В спектрах большинства рассматриваемых объектов присутствует широкие бальмеровские линии, что позволяет оценить массы центральных черных дыр, используя хорошо известное эмпирическое соотношение (Грин, Хо, 2005):

$$M_{\text{BH}} = (2.0^{+0.4}_{-0.3}) \times 10^6 \times \left(\frac{L_{\text{H}\alpha}}{10^{42} \text{ erg/s}} \right)^{0.55 \pm 0.02} \left[\frac{\text{FWHM}(\text{H}\alpha)}{10^3 \text{ km/s}} \right]^{2.06 \pm 0.06}, \quad (1)$$

где $L_{\text{H}\alpha}$ и FWHM – светимость и ширина линии Нα (широкой компоненты). При этом надо учесть, что поток в линии Нα может быть ослаблен из-за поглощения внутри объекта. Мы оценили это поглощение по бальмеровскому декременту, предполагая стандартные закон поглощения $R_V = 3.1$ и кривую покраснения (Карделли и др., 1989), как в работе Грин, Хо (2005):

$$A_{V,\text{Balm}} = 7.2129[\log_{10}(F_{\text{H}\alpha}/F_{\text{H}\beta}) - \log_{10} B_0], \quad (2)$$

$$A(\text{H}\alpha) = 0.8177 A_V,$$

где $F_{\text{H}\alpha}$ и $F_{\text{H}\beta}$ – измеренные потоки в соответствующих компонентах линий (широких или узких), а B_0 – ожидаемый бальмеровский декремент в отсутствие поглощения, который мы полагаем равным 3.06, как характерно для АЯГ (Донг и др., 2008).

Полученные оценки величины поглощения для областей широких и узких эмиссионных линий, $A_{V,\text{Balm,BLR}}$ и $A_{V,\text{Balm,NLR}}$ соответственно, представлены в табл. 2. В спектрах трех сейфертовских галактик типа 1.9 (объекты №№ 4, 6 и 21) широкая компонента выявлена только у линии Нα, а у линии Нβ она не детектируется статистически значимо, поэтому для них приведены соответствующие нижние пределы на поглощение. В табл. 3 представлены исправленные за внутреннее поглощение оценки светимости в линии Нα и соответствующие оценки масс черных дыр, сделанные на основе соотношения 1. При измерении

Таблица 3. Оценки масс черных дыр

№	FWHM(Hα), км/с	$L_{\text{H}\alpha}$, $\times 10^{42}$ эрг/с	M_{BH} , $\log_{10} M_{\odot}$
4	3597 ± 204	>0.02	>6.5
6	2852 ± 403	>0.03	>6.4
8	2772 ± 100	11.09 ± 0.19	7.79 ± 0.10
10	2762 ± 233	27.2 ± 0.9	8.00 ± 0.12
21	3740 ± 221	>0.1	>6.9
32	3691 ± 350	2.0 ± 0.2	7.64 ± 0.13
38	1903 ± 106	1.02 ± 0.06	6.89 ± 0.10

Таблица 4. Результаты спектрального анализа

Линия, континуум	$\lambda, \text{\AA}$	Поток, $\times 10^{-15}$ эрг/с/см 2	EW, \AA	FWHM _{fit} , км/с	FWHM, км/с
№ 1. SRGE J143359.2+400636 2022/06/29 БТА					
H β	4861	<0.15	>-1.4		
[OIII]	4958	0.18 \pm 0.02	-2.5 \pm 0.3	810 \pm 113	>770
[OIII]	5007	0.34 \pm 0.02	-4.7 \pm 0.3	509 \pm 30	>770
[NII]	6548	0.03 \pm 0.01	-0.5 \pm 0.2		
H α	6564	0.42 \pm 0.02	-6.5 \pm 0.3	490 \pm 20	>580
[NII]	6584	0.40 \pm 0.02	-6.4 \pm 0.3	460 \pm 25	>580
SII	6717	0.13 \pm 0.01	-2.3 \pm 0.3		
SII	6732	0.17 \pm 0.02	-3.1 \pm 0.3		
F_{λ}^a	5100	0.074 \pm 0.004			
№ 4. SRGE J122057.8+813600 2023/01/21 КГО					
H β Broad	4861	<8	>-9		
H β	4861	1.43 \pm 0.17	-1.6 \pm 0.2		
[OIII]	4959	8.6 \pm 0.3	-9.5 \pm 0.3		
[OIII]	5007	25.9 \pm 0.7	-28.2 \pm 0.5	400 \pm 5	345 \pm 203
[NII]	6548	4.2 \pm 0.2	-4.0 \pm 0.2		
H α Broad ^b	6553	13.6 \pm 0.8	-12.7 \pm 0.8	3600 \pm 170	3597 \pm 204
H α	6563	9.4 \pm 0.2	-8.8 \pm 0.2		
[NII]	6584	14.7 \pm 0.3	-13.7 \pm 0.3	323 \pm 5	303 \pm 111
F_{λ}^a	5100	0.90 \pm 0.04			
№ 6. SRGE J164147.7+700806 2023/01/16 КГО					
[OII]	3728	1.74 \pm 0.09	-16.9 \pm 0.9	611 \pm 33	557 \pm 254
H β Broad	4861	<3	>-9		
H β	4861	<0.2	>-0.5		
[OIII]	4952	0.50 \pm 0.10	-1.6 \pm 0.3		
[OIII]	5004	0.23 \pm 0.09	-0.7 \pm 0.3	874 \pm 186	854 \pm 263
[OI]	6301	0.55 \pm 0.07	-1.5 \pm 0.2	815 \pm 122	808 \pm 162
Модель с широкой линией H α					
[NII]	6550	0.35 \pm 0.14	-0.9 \pm 0.4		
H α Broad ^b	6563	2.4 \pm 0.8	-6.5 \pm 2.1	2854 \pm 390	2852 \pm 403
H α	6565	1.1 \pm 0.2	-2.8 \pm 0.5		
[NII]	6585	1.74 \pm 0.15	-4.7 \pm 0.4	694 \pm 37	687 \pm 109
SII	6719	1.19 \pm 0.09	-3.2 \pm 0.2		
SII	6734	0.91 \pm 0.09	-2.5 \pm 0.3		
Модель без широкой линии H α					
[NII]	6550	0.87 \pm 0.08	-2.4 \pm 0.2		
H α	6565	1.68 \pm 0.09	-4.5 \pm 0.2		
[NII]	6585	2.36 \pm 0.09	-6.4 \pm 0.2	770 \pm 24	763 \pm 105
SII	6719	1.19 \pm 0.09	-3.2 \pm 0.2		
SII	6734	0.91 \pm 0.09	-2.5 \pm 0.3		
F_{λ}^a	5100	0.30 \pm 0.02			
№ 8. SRGE J025436.4+152545 2022/10/09 КГО					
H β Broad ^c	4864	99.9 \pm 0.7	-71.2 \pm 0.5	2939 \pm 16	2933 \pm 186
H β^c	4862	6.1 \pm 0.2	-4.33 \pm 0.15		
[OIII] ^c	4959	10.84 \pm 0.15	-7.51 \pm 0.11		
[OIII] ^c	5007	38.1 \pm 0.3	-27.82 \pm 0.19	384 \pm 2	336 \pm 186

Таблица 4. Продолжение

Линия, континуум	$\lambda, \text{\AA}$	Поток, $\times 10^{-15}$ эрг/с/см 2	EW, \AA	FWHM _{fit} , км/с	FWHM, км/с
H α Broad ^c	6565	346.6 \pm 0.9	-278.8 \pm 0.7	2774 \pm 5	2772 \pm 100
H α ^c	6563	31.8 \pm 0.3	-25.6 \pm 0.2		
[NII] ^c	6584	9.0 \pm 0.3	-7.21 \pm 0.19	429 \pm 1	417 \pm 100
F_{λ}^a	5100	1.20 \pm 0.03			
№ 10. SRGE J091935.9+753945 2023/01/12 КГО					
H ϵ Broad	3970	2.71 \pm 0.15	-1.88 \pm 0.11	1250 \pm 82	1243 \pm 151
H δ Broad	4103	7.8 \pm 0.2	-5.89 \pm 0.16	2372 \pm 70	2369 \pm 141
H γ Broad	4343	8.8 \pm 0.2	-7.12 \pm 0.18	1550 \pm 49	1546 \pm 126
H γ Broad ^{cd}	4333	28.8 \pm 0.8	-23.2 \pm 0.6	7029 \pm 143	7028 \pm 184
H β Broad ^e	4860	38.1 \pm 1.3	-36.6 \pm 1.3	3727 \pm 81	3725 \pm 107
H β ^e	4861	18.0 \pm 0.4	-17.3 \pm 0.4	1103 \pm 35	1100 \pm 78
№ 10. SRGE J091935.9+753945 2023/01/16 БТА					
H α Broad	6558	25.4 \pm 0.8	-111.8 \pm 3.5	2772 \pm 38	2762 \pm 233
H α	6563	15.3 \pm 0.3	-68.5 \pm 1.3	1050 \pm 19	1024 \pm 231
F_{λ}^a	5100	0.69 \pm 0.03			
№ 10. SRGE J091935.9+753945 ^f 2023/02/12 PTT-150					
H α Broad	6556	115.8 \pm 13.7	-211.3 \pm 25.1	2229 \pm 198	2223 \pm 256
H α	6564	11.7 \pm 3.9	-21.3 \pm 7.1	460 \pm 188	431 \pm 248
№ 17. SRGE J213946.2+113817 2022/12/27 PTT-150					
H β	4861	3.3 \pm 0.4	-104 \pm 12	1403 \pm 174	1192 \pm 760
HeI	5876	1.6 \pm 0.4	-86 \pm 20	1903 \pm 504	1802 \pm 793
H α	6562	4.9 \pm 0.2	-302 \pm 15	1241 \pm 64	1113 \pm 552
№ 21. SRGE J175340.2+555128 2023/01/14 КГО					
[OII]	3728	0.55 \pm 0.09	-6.0 \pm 1.0	552 \pm 110	413 \pm 382
H β Broad	4861	<3	>-14		
H β	4862	<0.4	>-2.4		
[OIII]	4957	0.17 \pm 0.06	-1.0 \pm 0.4		
[OIII]	5007	0.54 \pm 0.07	-3.4 \pm 0.5	464 \pm 64	375 \pm 280
[OI]	6301	<0.1	>-0.8		
H α Broad	6556	4.4 \pm 0.3	-24.8 \pm 1.4	3743 \pm 163	3740 \pm 221
H α	6565	0.42 \pm 0.05	-2.4 \pm 0.3		
[NII]	6586	0.64 \pm 0.04	-3.6 \pm 0.3	333 \pm 27	297 \pm 152
F_{λ}^a	5100	0.15 \pm 0.04			
№ 32. SRGE J124339.2+700515 2022/12/21 А3Т-33ИК					
H β Broad	4861	9.4 \pm 1.0	-21 \pm 2	3755 \pm 329	3729 \pm 548
H β	4862	3.6 \pm 0.3	-7.8 \pm 0.7		
[OIII]	4960	2.3 \pm 0.2	-5.2 \pm 0.5		
[OIII]	5008	8.5 \pm 0.3	-19.5 \pm 0.7	646 \pm 21	<474
F_{λ}^a	5100	0.43 \pm 0.03			
№ 32. SRGE J124339.2+700515 2023/01/19 БТА					
H β Broad	4862	7.7 \pm 0.3	-17.2 \pm 0.6	2000 \pm 59	1945 \pm 470
H β	4861	1.24 \pm 0.11	-2.8 \pm 0.2		
[OIII]	4960	1.83 \pm 0.07	-4.1 \pm 0.2		
[OIII]	5008	4.80 \pm 0.13	-10.7 \pm 0.3	428 \pm 11	<428
[OIII] Wing	5006	4.80 \pm 0.35	-10.7 \pm 0.8	1461 \pm 66	1385 \pm 471
[NII]	6548	6.13 \pm 0.13	-22.1 \pm 0.5		

Таблица 4. Окончание

Линия, континуум	$\lambda, \text{\AA}$	Поток, $\times 10^{-15}$ эрг/с/см 2	EW, \AA	FWHM _{fit} , км/с	FWHM, км/с
H α Broad	6550	16.21 \pm 0.44	-58.4 \pm 1.6	3707 \pm 57	3691 \pm 350
H α	6563	16.13 \pm 0.13	-58.4 \pm 0.5		
[NII]	6583	7.54 \pm 0.10	-27.5 \pm 0.4	686 \pm 5	593 \pm 345
SII	6716	0.52 \pm 0.04	-2.1 \pm 0.2		
SII	6731	0.40 \pm 0.04	-1.6 \pm 0.2		
F_{λ}^a	5100	0.39 \pm 0.02			
№ 32. SRGEJ124339.2+700515 2023/05/26 РТТ-150					
[NII]	6548	5.7 \pm 1.0	-18.4 \pm 3.3		
H α Broad	6549	9 \pm 3	-28 \pm 11	3832 \pm 928	3828 \pm 946
H α	6563	15.4 \pm 0.9	-50.1 \pm 3.1		
[NII]	6584	7.4 \pm 0.8	-24 \pm 3	730 \pm 42	707 \pm 186
№ 38. SRGEJ163016.2+584247 2023/01/16 КГО					
H β Broad	4861	10.86 \pm 0.25	-30.2 \pm 0.7	2098 \pm 40	2089 \pm 196
H β	4861	0.55 \pm 0.10	-1.6 \pm 0.3		
[OIII]	4959	0.51 \pm 0.05	-1.2 \pm 0.2		
[OIII]	5007	2.00 \pm 0.07	-5.4 \pm 0.2	430 \pm 16	384 \pm 194
[NII]	6548	0.12 \pm 0.07	-0.3 \pm 0.2		
H α Broad	6563	48.4 \pm 0.3	-135.3 \pm 0.9	1906 \pm 8	1903 \pm 106
H α	6563	1.29 \pm 0.08	-3.6 \pm 0.2		
[NII]	6584	0.61 \pm 0.06	-1.7 \pm 0.2	291 \pm 18	271 \pm 107
F_{λ}^a	5100	0.33 \pm 0.01			

Примечание. а) Плотность потока в континууме приведена в единицах 10^{-15} эрг/с/см 2 / \AA . б) Надежность измерения характеристик широкой линии вызывает сомнения из-за возможного влияния формы континуума. в) Профиль линии сильно отличается от гауссианы. д) Дополнительная компонента, необходимая для описания уширения в основании линии. е) Широкая линия H β не полностью попадает в рабочую область спектрографа. Для расчета 2σ верхнего предела на поток ее ширина была зафиксирована на ширине широкой компоненты линии H α . ф) калибровка по потоку в красной области может быть завышенной из-за вклада второго порядка стандарта.

Положение пиков линий в колонке λ , определяется как результат подгонки моделью гауссовой функции соответствующих линий, смещенных в систему покоя квазара (см. раздел “Выборка объектов и их оптические наблюдения”). Потоки поправлены за поглощение нашей Галактики.

M_{BH} учтены ошибки, связанные с измерением потоков и ширин линий, а также систематическая погрешность, связанная с дисперсией эмпирического соотношения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нам удалось отождествить девять объектов из выборки экстремально переменных рентгеновских источников, обнаруженных в ходе обзора всего неба телескопа еРОЗИТА орбитальной обсерватории СРГ, от которых было обнаружено рентгеновское излучение как в ярком, так и в тусклом состоянии (Медведев и др., 2022). Из них один оказался катализмической переменной в нашей галактике, а еще один уже был известен ранее как событие приливного разрушения (и классифицируется как LINER). Остальные семь оказались АЯГ на красных смещениях от 0.035 до 0.523 (три Sy1, один Sy1.8, один Sy1.9 и три

LINER 1.9). Для четырех АЯГ была оценена масса центральной черной дыры по ширине и светимости широкой компоненты линии H α . Эти черные дыры оказались умеренно массивными: от $\sim 8 \times 10^6$ до $\sim 10^8 M_{\odot}$. Еще для трех объектов получены нижние пределы на массу черной дыры. В этой связи стоит отметить, что в недавнем исследовании большой выборки АЯГ по данным обзора всего неба СРГ/еРОЗИТА была выявлена тенденция увеличения характерной амплитуды рентгеновской переменности (на масштабах времени нескольких лет) с уменьшением массы черной дыры (Прохоренко и др., 2024).

В результате этого исследования, а также аналогичной работы по отождествлению еще четырех объектов на телескопе Хейла Паломарской обсерватории (готовится к публикации), нам удалось отождествить всю выборку Медведев и др. (2022). В дальнейшем мы планируем подробно исследовать физические свойства этой статистически полной выборки, включая мас-

сы черных дыр, темпы акреции, соотношения между потоками излучения в разных диапазонах длин волн, связь между переменностью в рентгене и оптике.

Исследование было проведено при поддержке гранта Минобрнауки 075-15-2024-647. 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”. Наблюдения на телескопе АЗТ-33ИК выполнены при финансовой поддержке Минобрнауки России. Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Ангары” <http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>. Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ РАН, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Антальи). Данное исследование основано на наблюдениях телескопа еРОЗИТА 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/еРОЗИТА изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной астрофизики Общества им. Макса Планка (МПЕ) при поддержке DLR. Космический аппарат СРГ спроектирован, изготовлен, запущен и управляетя НПО им. Лавочкина и его субподрядчиками. Прием научных данных осуществляется комплексом антенн дальней космической связи в Медвежьих озерах, Уссурийске и Байконуре и финансируется Роскосмосом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев и др. (V.L. Afanasiev, S.N. Dodonov, V.R. Amirkhanyan and A.V. Moiseev), *Astrophysical Bulletin* **71(4)**, 479 (2016).
2. Афанасьев и Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *Baltic Astronomy* **20**, 363 (2011).
3. Афанасьева и др. (I. Afanasieva, V. Murzin, V. Ardilanov, N. Ivaschenko, M. Pritychenko, et al.), *Photonics* **10(7)**, 774 (2023).
4. Болдуин и др. (J.A. Baldwin, M.M. Phillips and R. Terlevich), *PASP* **93**, 5 (1981).
5. Брайтман и др. (M. Brightman, C. Ward, D. Stern, K. Mooley, K. De, S. Gezari, et al.), *Astrophys. J.* **909(2)**, 102 (2021).
6. Буренин и др. (R.A. Burenin, A.L. Amvrosov, M.V. Eselevich, V.M. Grigor'ev, V.A. Aref'ev, V.S. Vorob'ev, et al.), *Astronomy Letters* **42(5)**, 295 (2016).
7. Верон-Сетти и др. (M.P. Véron-Cetty, P. Véron and A.C. Goncalves), *Astronomy Astrophysics* **372(3)**, 730 (2001).
8. Гинзбург и др. (A. Ginsburg, V. Sokolov, M. de Val-Borro, E. Rosolowsky, J.E. Pineda, B.M. Sipocz, et al.), *Astron. J.* **163(6)**, 291 (2022).
9. Гордон и др. (K. Gordon), *The Journal of Open Source Software* **9(100)**, 7023 (2024).
10. Грин и др. (G.M. Green), *The Journal of Open Source Software* **3(26)**, 695 (2018).
11. Грин, Хо (J.E. Greene and L.C. Ho), *Astrophys. J.* **630(1)**, 122 (2005).
12. Додин и др. (A.V. Dodin, N.I. Shatsky, A.A. Belinski, K.E. Atapin, M.A. Burlak, S.G. Zheltoukhov et al.), *Astronomy Letters* **47(10)**, 661 (2021).
13. Донг и др. (X. Dong, T. Wang, J. Wang, W. Yuan, H. Zhou, H. Dai, et al.), *MNRAS* **383(2)**, 581 (2008).
14. Карделли и др. (J.A. Cardelli, G.C. Clayton and J.S. Mathis), *Astrophys. J.* **345**, 245 (1989).
15. Кауффман и др. (G. Kauffmann, T.M. Heckman, C. Tremonti, J. Brinchmann, S. Charlot, S.D.M. White, et al.), *MNRAS* **346(4)**, 1055 (2003).
16. Кьюли и др. (L.J. Kewley, M.A. Dopita, R.S. Sutherland, C.A. Heisler and J. Trevena), *Astrophys. J.* **556(1)**, 121 (2001).
17. Кьюли и др. (L.J. Kewley, B. Groves, G. Kauffmann and T. Heckman), *MNRAS* **372(3)**, 961 (2006).
18. Медведев и др. (P.S. Medvedev, M.R. Gilfanov, S.Y. Sazonov, R.A. Sunyaev and G.A. Khorunzhev), *Astronomy Letters* **48(12)**, 735 (2022).
19. Остерброк (D.E. Osterbrock), *The Astrophysical Journal* **249**, 462 (1981).
20. Потанин и др. (S.A. Potanin, A.A. Belinski, A.V. Dodin, S.G. Zheltoukhov, V.Y. Lander, K.A. Postnov, et al.), *Astronomy Letters* **46(12)**, 836 (2020).
21. Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A1 (2021).
22. Прохоренко и др. (S.A. Prokhorenko, S.Y. Sazonov, M.R. Gilfanov, S.A. Balashev, I.F. Bikmaev, A.V. Ivanchik, et al.), *MNRAS* **528(4)**, 5972 (2024).
23. Сообщество Азтропи и др. (Astropy Collaboration, T.P. Robitaille, E.J. Tollerud, P. Greenfield, M. Droettboom, E. Bray, et al.), *Astron. Astrophys.* **558**, A33 (2013).
24. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A132 (2021).
25. Фитцпатрик и др. (E.L. Fitzpatrick, D. Massa, K.D. Gordon, R. Bohlin and G.C. Clayton), *Astrophys. J.* **886(2)**, 108 (2019).
26. Флювеллинг и др. (H.A. Flewelling, E.A. Magnier, K.C. Chambers, J.N. Heasley, C. Holmberg, M.E. Huber, et al.), *The Astrophysical Journal Supplement Series* **251(1)**, 7 (2020).
27. Хабибуллин и др. (I. Khabibullin, R. Sunyaev, E. Churazov, M. Gilfanov, P. Medvedev and S. Sazonov), *The Astronomer's Telegram* **13494**, 1 (2020).
28. Чамберс и др. (K.C. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewelling, M.E. Huber, C.Z. Waters, et al.), *arXiv* 1612.05560 (2016).
29. Шавински и др. (K. Schawinski, D. Thomas, M. Sarzi, C. Maraston, S. Kaviraj, S.-J. Joo, et al.), *MNRAS* **382(4)**, 1415 (2007).
30. Шлегель и др. (D.J. Schlegel, D.P. Finkbeiner and M. Davis), *Astrophys. J.* **500(2)**, 525 (1998).

ПОИСК АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ТРАНЗИЕНТОВ НА ПРЕДЕЛЬНЫХ ВРЕМЕННЫХ МАСШТАБАХ И ИХ КЛАССИФИКАЦИЯ ПО ДАННЫМ ОБСЕРВАТОРИИ INTEGRAL

© 2024 г. Г. Ю. Мозгунов¹, А. С. Позаненко^{1,2*}, П. Ю. Минаев¹, И. В. Человеков¹, С. А. Гребенев¹, А. Г. Демин³, А. В. Ридная³, Д. С. Свинкин³, Ю. Р. Темираев⁴, Д. Д. Фредерикс³

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²НИУ “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

³Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

⁴ГК “Глоубайт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 12.12.2024 г.

После доработки 20.12.2024 г.; принята к публикации 20.12.2024 г.

Проведен поиск сверхдлинных ($\gtrsim 100$ с) гамма-транзиентов в данных антисовпадательной защиты ACS гамма-спектрометра SPI орбитальной обсерватории INTEGRAL и их классификация методами машинного обучения. Методом “слепого” порогового поиска в данных SPI-ACS найдено около 4364 кандидатов в такие события. Разработан алгоритм автоматической обработки их кривых блеска, выделяющий кандидат в транзиенты на разных временных шкалах и позволяющий определять его длительность и интегральный поток излучения. Алгоритм применен для вычисления (и сравнения) потоков в кривых блеска, зарегистрированных разными детекторами обсерватории: IREM, SPI-ACS, SPI, ISGRI, PICsIT. Полученные значения потоков использовались для обучения классификатора, основанного на градиентном бустинге. Затем был проведен кластерный анализ найденных кандидатов с помощью методов снижения размерности и кластеризации. В заключение выполнено сравнение оставшихся кандидатов с данными гамма-детекторов Konus-WIND. Таким образом, удалось подтвердить 16 кандидатов в транзиенты астрофизической природы, в том числе, 4 кандидата в сверхдлинные гамма-всплески из событий, обнаруженных детектором SPI-ACS. Из вероятных, но не подтвержденных другими экспериментами событий, к реальным гамма-всплескам можно отнести до 270 событий.

Ключевые слова: гамма-транзиенты, космические гамма-всплески, солнечные вспышки, геофизические события, продленное излучение, методы машинного обучения, градиентный бустинг, кластеризация.

DOI: 10.31857/S0320010824120041, **EDN:** LGAXMK

1. ВВЕДЕНИЕ

Достоверно известно о существовании двух типов космических гамма-всплесков. Первый тип связан с коллапсом ядер массивных звезд, что подтверждается многочисленными наблюдениями сверхновых типа Ic (см., например, Вусли, 1993; Пачинский, 1998; Галама и др., 1998; Кано и др., 2017; Вольнова и др., 2017; Белкин и др., 2020, 2024), ассоциированных с длинными гамма-всплесками. Второй тип (коротких всплесков) был предсказан от слияния системы двух нейтронных звезд (Блинников и др., 1984; Пачинский, 1986) и подтвержден регистрацией GRB 170817 и килоновой (Эббот и др., 2017a; Позаненко и др., 2018) от гравитационно-волнового события GW 170817, вызванного слиянием нейтронных звезд (Эббот и др., 2017b), а также регистрацией, к сожалению, только в гамма-диапазоне GRB 190425A (Позаненко и др., 2019), вызванного вторым в истории зарегистрированным гравитационно-волновым

событием GW 190425 (Эббот и др., 2020) из-за слиянием нейтронных звезд.

Впервые наличие двух популяций было предположено при исследовании распределения длительностей гамма-всплесков, зарегистрированных в эксперименте “Конус” (Мазец и др., 1981). Затем это предположение было подтверждено исследованием бимодальности распределения гамма-всплесков, зарегистрированных в эксперименте BATSE/CGRO, по параметру длительности T_{90} (Кувелиоту и др., 1993). Последующие исследования (см., например, Тарнопольски, 2016) показали, что это распределение наилучшим образом аппроксимируется суммой логарифмически нормального (короткие всплески, соответствующие слиянию двойных нейтронных звезд) и “склоненного” логарифмически нормального распределения (длинные всплески).

Асимметричность распределения подвыборки длинных всплесков может быть связана с различными селективными эффектами (см., например, Минаев, Позаненко, 2020). Длительность событий может быть искажена, например, вследствие затме-

*Электронный адрес: apozanen@iki.rssi.ru

ния источника Землей или нестабильного уровня фона в случае низкоорбитальных спутников, таких как *Swift* и *Fermi*, а также из-за ограничений по объему записи данных в телеметрию космических обсерваторий (например, *Konus-WIND*). Масштаб переменности фонового сигнала на околоземных обсерваториях (*Fermi* и *Swift*) может быть сравним с длительностью самих гамма-всплесков с учетом длительности их продленного излучения (Мозгунов и др., 2021). Также могут возникнуть сложности при регистрации (срабатывании автоматической системы) длительных тусклых событий (при этом их интегральный поток может даже превышать поток от типичных событий) — триггерные алгоритмы большинства экспериментов настроены на поиск достаточно коротких значимых превышений измеряемого потока над фоновым сигналом. Например, система IBAS, анализирующая в автоматическом режиме данные детекторов IBIS/ISGRI и SPI-ACS на борту обсерватории INTEGRAL, работает на масштабах времени лишь до 5 с (Мерегетти и др., 2003). Известны случаи, когда система IBAS оставляла незамеченными даже гамма-всплески умеренной длительности (Гребенев, Человеков, 2007; Минаев и др., 2012; Человеков и др. 2019). Длительность импульсов, составляющих кривую блеска гамма-всплеска, увеличивается с уменьшением нижней границы энергетического диапазона, в котором происходит регистрация (Фенимор и др., 1995). Соответственно и длительность всего гамма-всплеска зависит аналогичным образом от границы энергетического диапазона. Перечисленные особенности и искажения составляют лишь неполный список причин, приводящих к селективным эффектам при определении длительности и просчету длительных тусклых событий.

С другой стороны, существует много физических моделей, предсказывающих существование гамма-всплесков большой длительности (более 1000 с). Среди возможных прародителей таких всплесков — звезды населения POP-III, сверхмассивные голубые гиганты с низкой металличностью, вероятно, образовавшиеся в ранней Вселенной (см., например, Жендр и др., 2013; Жендр, 2014). Благодаря огромной массе звезды-прародителя, при коллапсе ее ядра может образоваться массивный аккреционный диск, способный обеспечить длительную работу “центральной машины” гамма-всплеска за счет акреции на черную дыру. Если такие сверхмассивные первичные звезды еще и быстро вращались, возможно образование в конце их жизни сверхколлапсов с мощными магнитодоминированными джетами, проявляющими себя в сверхдлинных жестких рентгеновских всплесках (Комиссаров, Барков, 2010; Барков, 2010). Важно, что в системе отсчета наблюдателя, находящегося на Земле, кривые блеска таких всплесков будут дополнительно заметно растянуты по времени из-за большого космологического красного смещения z , характерного для

такого класса объектов. Этот же релятивистский эффект будет приводить к смягчению спектров гамма-всплесков относительно их истинной жесткости. Наблюдение сверхдлинных гамма-всплесков может быть связано с геометрическими эффектами — чем больше угол между осью релятивистского джета “центральной машины” гамма-всплеска и направлением на наблюдателя, тем больше будет длительность гамма-всплеска для наблюдателя (см., например, Янка и др., 2006). Продленное излучение, объясняющееся дополнительным выделением энергии протомагнитаром (Мецгер и др., 2011), образовавшимся в результате коллапса, также может быть причиной атипично большой длительности всплеска. В обычных условиях эта модель объясняет длительности $\sim 10-100$ с, однако при особых значениях магнитного поля и периода вращения магнитара длительность может достигать $\sim 25\,000$ с (Далоссо и др., 2011; Жендр и др., 2013).

Одним из способов найти недостающие тусклые события большой длительности является “слепой” поиск транзиентов с использованием специальной системы срабатывания триггера, настроенного на поиск небольших превышений сигнала над фоном на больших временных масштабах. Подобные работы по поиску астрофизических транзиентов, но на более коротких масштабах времени проводились, например, по данным детекторов ISGRI (Человеков и др., 2006, 2019; Человеков, Гребенев, 2011), JEM-X (Человеков и др., 2017), SPI-ACS (Рай и др., 2005, Савченко и др., 2012), SPI (Минаев и др., 2014), PICsIT (Роди и др., 2018), размещенных на борту обсерватории INTEGRAL. Поиски могут быть выполнены статистическими методами, например, методом скользящего среднего (Савченко и др., 2012) или с использованием Байесовых блоков (Скарл и др., 2013). Бильцингером и др. (2020) была продемонстрирована возможность использования физического моделирования фона вместо чисто аналитического его описания, что способно улучшить точность вычитания фона при выделении полезного сигнала. Новейшие методы подразумевают использование нейронных сетей, требующих однако большой объем качественных данных для обучения (см., например, Крупи и др., 2023; Садех, 2019; Пармиджиани и др., 2023). Моделирование фона для поиска событий обычно проводится аналитическими методами — аппроксимацией полиномами разной степени. В случае околоземных аппаратов, в зависимости от положения на орбите, могут быть использованы полиномы 4–5 степени (Архангельская, Архангельский, 2016), в то время как для детектора SPI-ACS обсерватории INTEGRAL на небольших масштабах времени подходит линейная аппроксимация (Минаев и др., 2010; Бисноватый-Коган и др. 2011). Классификация найденных событий производится либо методом кросс-идентификации с данными других экспериментов, сравнения спектрально-временных свойств события

с характерными для различных транзиентов значениями, а также с помощью локализации источника на небе (в случае использования телескопов с координирующей апертурой). Новейшие методы предлагают классификацию методом машинного обучения, в частности, алгоритмами случайного леса (Ло и др., 2014; Фаррел и др., 2015; Янг и др., 2022) или нейронных сетей (Садех, 2019). Обзору результатов исследований и теоретических моделей космических гамма-всплесков посвящено много работ (см., в частности, Леван, 2018; Позаненко и др., 2021).

В настоящей работе мы проводим “слепой” поиск сверхдолгих транзиентов в данных детектора SPI-ACS. Используется синергия методов статистического моделирования (для поиска и обработки гамма-транзиентов) и машинного обучения (для исследования полученных результатов и классификации обнаруженных транзиентов).

2. ИНСТРУМЕНТЫ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

2.1. Обсерватория *INTEGRAL*

Спутник *INTEGRAL* был выведен на высокоэллиптическую орбиту с начальным периодом обращения 72 часа и апогеем ~ 153 тыс. км. Такая орбита обеспечивает стабильность фона на длительных временных интервалах по сравнению с аппаратами на околоземных орбитах. Более 90% времени спутник находится вне радиационных поясов Земли в области слабого магнитного поля. Это ведет к тому, что аппарат подвергается постоянному воздействию солнечных и галактических космических лучей, которые вносят существенный вклад в регистрируемый сигнал. Из-за этого среднее значение фона возрастает, однако улучшается его стабильность. Высокоапогейная орбита (72 часа, а после 2015 г. — 68 часов) позволяет отслеживать эволюцию фона при прохождении радиационных поясов Земли, но также изучать крупномасштабное поведение фона на масштабах выше 3-х суток.

Основным прибором, используемым в настоящей работе является SPI-ACS. Он представляет собой антисовпадательную защиту охлаждаемого германиевого гамма-спектрометра SPI и является самым массивным детектором, способным регистрировать гамма-всплески, из работавших в космосе за всю историю наблюдений. В качестве детекторов используется 91 сцинтиллятор BGO (германата висмута). С каждым кристаллом BGO сопряжено два фотоумножителя (ФЭУ), отсчеты со всех ФЭУ регистрируются в едином энергетическом канале. Нижний порог канала составляет ~ 80 кэВ; верхний порог ~ 10 МэВ. Эксперимент SPI-ACS может регистрировать фотонны со всех направлений, но наименее чувствительным является направление, совпадающее с осью основных телескопов обсерватории (в границах поля зрения телескопа SPI, радиусом 16°). Временное разрешение де-

тектора SPI-ACS составляет 50 мс (фон Киенлин и др., 2003).

Сцинтилляционные детекторы способны регистрировать заряженные частицы так же эффективно, как и фотонны. Детектирование происходит в результате рекомбинации электрона, выбитого из одного из атома кристалла. Первичное выбивание электрона может быть вызвано как фотоном, так и частицей. Рау и др. (2005) показали, что большая часть коротких пиков (<0.25 мс) в записи скорости счета SPI-ACS происходит от высокoenергичных космических лучей.

Помимо SPI-ACS на борту обсерватории находятся и другие приборы. Один из них — детектор высокoenергичных заряженных частиц IREM. Основная его задача — контроль радиационной обстановки для своевременной защиты электроники научных приборов от сильных потоков заряженных частиц. Он состоит из трех полупроводниковых кремниевых детекторов, каждый толщиной 0.5 мм, два — площадью 25 mm^2 и один — 50 mm^2 . Временное разрешение составляет 60 с. Поток распределяется по 15 каналам, отличающимися энергетическими диапазонами и кривыми отклика. В настоящей работе используются данные канала TC3, так как он имеет самый широкий охват по энергиям (нижний порог для электронов 0.8 МэВ, для протонов 10 МэВ). Телескопы JEM-X (Лунд и др., 1999), SPI (Ведренн и др., 2003), IBIS/ISGRI (Лебран и др., 2003; Лабанти и др., 2003; Квадрини и др., 2003) и IBIS/PICsIT (Ди Кокко и др., 2003), различающиеся по ширине поля зрения и энергетическому диапазону: от стандартного рентгеновского у JEM-X до мягкого гамма — у SPI и IBIS/PICsIT, вместе могут дать широкое представление о транзиенте, попавшем в их поле зрения: энергетический спектр, временная структура и происхождение (частицы или излучение).

2.2. Моделирование фона на различных масштабах времени

Перед началом поиска транзиентов в архивных данных необходимо определить максимальные доступные временные масштабы. Под этим мы понимаем такую длительность интервала, во время которого наблюдалось транзиентное событие + фон, когда фон невозможно описать полиномиальными моделями. С помощью каталога Кевина Орли¹ и результатов Мозгунова и др. (2021) можно выделить интервалы, во время которых не было зарегистрировано никаких транзиентов. Эти интервалы используются для вычисления функционала χ^2 для разных временных масштабов.

Процедура вычисления состоит в следующих шагах:

1. Выбирается фоновый интервал длительностью 0.5 с. Минимальное временное разрешение детектора SPI-ACS равно 50 мс, следовательно, ин-

¹www.ssl.berkeley.edu/iph3/masterli.txt

тервал в исходном временном разрешении содержит 10 бинов.

- Проводится аппроксимация потока внутри этого интервала четырьмя аналитическими моделями: константной, линейной, полиномами 3-й и 5-й степеней.
- Вычисляется значение функционала χ^2 . В качестве ошибок на уровне одного стандартного отклонения используется значение $(F \times k)^{1/2}$, где F — поток в данном бине, а k — коэффициент “надпуассоновости” для данного интервала. Он вычисляется как отношение дисперсии к среднему значению фона.
- Интервал аппроксимации расширяется в 2 раза и группируется так, чтобы конечное число бинов было равно 10. Это необходимо для сравнения между собой нормированных на степень свободы значений функционалов $\chi^2/d.o.f.$, так как в этом случае распределения будут иметь одинаковое число степеней свободы. Так как количество точек всегда равно 10, то количество степеней свободы составляет 9, 8, 6 и 4 для разных моделей соответственно.
- Шаги 2–4 повторяются до тех пор, пока фоновый интервал не превысит длительность 60 000 с.

Шаги 1–5 повторяются для ~ 180 случайно выбранных орбит, во время которых не наблюдалось ярких транзиентов. После этого диапазон интервалов по длительности от 0.5 с до 6×10^4 с разбивается на 20 групп, расположенных равномерно в логарифмическом пространстве. В каждой группе строится

распределение значений χ^2 , которое аппроксимируется нормальным распределением. В качестве значения χ^2 , присущего данной группе, используется величина, соответствующая максимуму в аппроксимации нормальным распределением, а ошибка взята как полуширина на полувысоте ($1/2$ от FWHM). После этого сгруппированные значения аппроксимируются степенной функцией с изломом

$$F(D) = A \times \left[\left(\frac{D}{D_c} \right)^{\alpha w} + \left(\frac{D}{D_c} \right)^{\beta w} \right]^{-1/w}, \quad (1)$$

в которой параметр $w = -3/2$ фиксирован. С помощью нее определяется критическое значение длительности D_c — положение излома функции. На длительностях фонового интервала, большей чем D_c , выбранная аналитическая модель фона перестает описывать реальные данные. Результаты моделирования, группировки и аппроксимации результатов представлены на рис. 1 (для аппроксимацией константой и линейной моделью) и рис. 2 (для аппроксимацией полиномами 3 и 5 степени). Значения положений излома представлены в табл. 1.

Используя графики на рис. 2 и рис. 1 и данные табл. 1, можно установить максимальную длительность фонового интервала, аппроксимируемого простыми аналитическими моделями. Она составляет

Таблица 1. Положения излома D_c для разных моделей фона

Модель фона	D_c , с
Константа	2080 ± 230
Линейная	5940 ± 580
Полином 3-й степени	8330 ± 910
Полином 5-й степени	11530 ± 1030

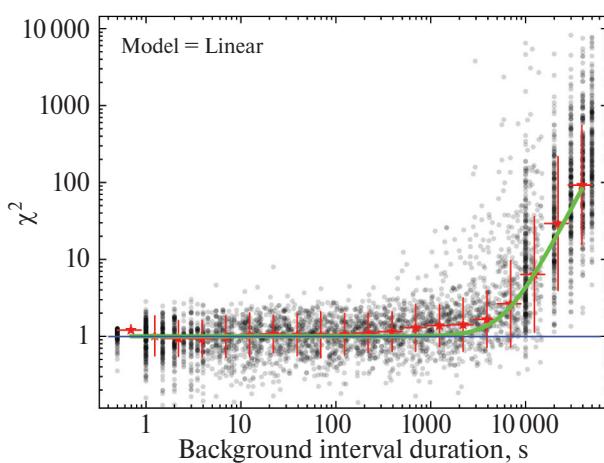
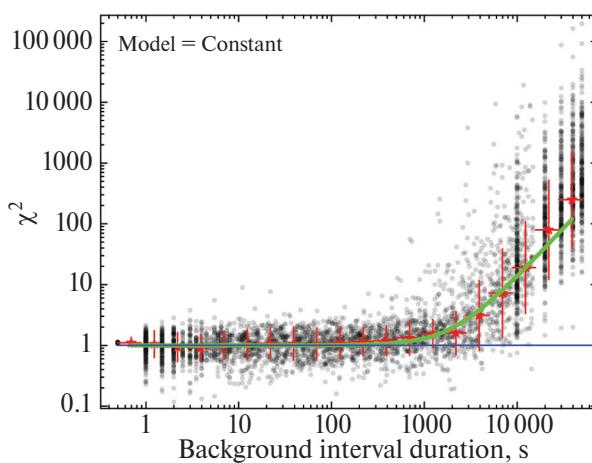


Рис. 1. Результат моделирования фона различными аналитическими моделями. Черными точками показаны результаты для отдельных интервалов, среднее и $1/2$ FWHM (полуширина на полувысоте) для распределения точек, лежащих внутри соответствующего диапазона длительности. Синей линией обозначен уровень $\chi^2 = 1$, зеленой — аппроксимация красных точек функцией (1). Слева — константной, справа — линейной моделью. По горизонтальным осям — длина интервала моделирования фона, по вертикальной — соответствующее данному интервалу и модели значение функционала $\chi^2/d.o.f.$

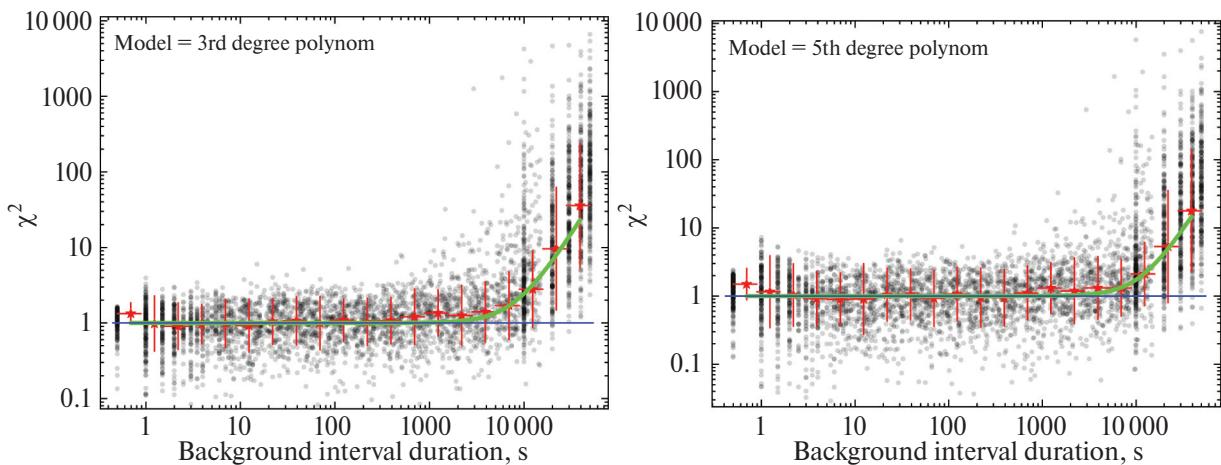


Рис. 2. Результат моделирования фона различными аналитическими моделями. Черными точками показаны результаты для отдельных интервалов, среднее и $1/2$ FWHM (половиширина на полувысоте) для распределения точек, лежащих внутри соответствующего диапазона длительности. Синей линией обозначен уровень $\chi^2 = 1$, зеленой — аппроксимация красных точек функцией (1). Слева — полиномом 3-й степени, справа — полиномом 5-й степени. По горизонтальным осям — длина интервала моделирования фона, по вертикальной — соответствующее данному интервалу и модели значение функционала $\chi^2/\text{d.o.f.}$

$\sim 10^4$ с. Очевидно, что максимальная длительность события при таком поиске будет $\lesssim 10^4$ с.

2.3. Поиск сверхдлинных астрофизических транзиентов

Были выбраны три основных рабочих масштаба поиска — 1000, 300 и 120 с. Данные SPI-ACS за ~ 20 лет наблюдений формируются в трех кривых блеска, соответствующих этим временным разрешениям. На основании результатов рис. 2 и рис. 1 и данных табл. 1 были выбраны подходящая модель фона для заданного временного разрешения, а также длительность интервала. Максимальный размер анализируемого интервала не превосходил 9000 с. Пороги значимости были подобраны таким образом, чтобы количество срабатываний на всех временных масштабах было примерно одинаковым. Для каждого временного разрешения проводилась обработка “скользящим окном” по следующей процедуре:

1. Выделение интервала данных. Из кривой блеска выделяется интервал из N последовательных бинов, на котором будет проводиться аналитическое моделирование фона и поиск события. Очень важно, чтобы в данных не было “провалов”. Они могут возникнуть из-за того, что детектор SPI-ACS может временно не передавать данные, например, из-за проблем с телеметрией. Если разность между двумя последовательными бинами больше, чем ожидаемое значение (временное разрешение), то мы считаем, что это провал в данных, и если он обнаруживается внутри текущего окна, то оно пропускается, а алгоритм переходит к следующему окну.

Значение N меняется в зависимости от выбранного временного разрешения, соответствие меж-

ду ними приведено в табл. 2. Окно разбивается на два диапазона: исследуемое событие, в котором вычисляется поток и значимость над фоном. Оно находится в центральном (под номером $N/2 + 1$) бине.

2. Аналитическое моделирование фона. Модель фона выбирается согласно табл. 2. Для временной шкалы 1000 с используется линейная модель фона. При этом итоговая длительность интервала D составляет 9000 с, что больше D_c для выбранной модели. Данный выбор обусловлен малым количеством фоновых точек (8). При использовании более сложной модели сокращается число степеней свободы. Из-за этого значение $\chi^2/\text{d.o.f.}$ модели, рассчитанное на фоновых интервалах, сокращается, однако возрастает систематическая ошибка, привнесенная выбором модели.

3. Анализ качества аппроксимации. На фоновом интервале вычисляется значение функционала $\chi^2/\text{d.o.f.}$ Ошибки потока (скорости счета) вычисляются как $(B \times k)^{1/2}$, где B — поток в бине, а k — значение коэффициента “надпуассоновости”, определенное для исследованного интервала. Данное значение сравнивается с нормальным для данной длительности интервала согласно рис. 1 и рис. 2. Если значение функционала находится вне области $\pm 1\sigma$ в соответствующей группе длительностей, то аппроксимация признается неудачной, и текущее окно исключается из дальнейшего рассмотрения.

4. Вычисление потока. Наилучшая модель фона вычитается из исходных данных. Поток (скорость счета) в событии F является потоком в центральном бине. Его значимость вычисляется как

Таблица 2. Параметры “скользящего окна” в зависимости от временного разрешения

Временное разрешение, с	Количество бинов N	Длительность окна, с	Модель фона	Порог значимости, σ
1000	9	9000	Линейная	3
300	29	8700	Полином 3-й степени	5
120	29	3480	Полином 3-й степени	7

$\sigma = F/(B_{\text{model}} \times k)^{1/2}$. Если $\sigma < \sigma_T$ для данного временного разрешения, то событие исключается из дальнейшего рассмотрения.

После выполнения шагов 1–4 временное окно сдвигается на 1 бин вперед по временной оси, и процедура повторяется. Таким образом, исследуется вся кривая блеска за ~ 20 лет. Временем события T_0 обозначается время, соответствующее центральному бину в “скользящем окне”. В итоге найдено 4364 превышений скорости счета над фоном.

2.4. Исследование потенциальных кандидатов на меньших временных масштабах

После формирования списка потенциальных кандидатов на шкалах 1000, 300 и 120 с следует процедура их анализа: получение кривой блеска с большим временным разрешением, построение более точной модели фона, определение длительности и потоков. Для этого используются данные детектора SPI-ACS в интервалах ± 6000 , ± 2000 и ± 600 с относительно момента T_0 для событий, найденных на шкалах 1000, 300 и 120 с соответственно.

Процесс обработки является рекурсивным. Он начинается от максимально большого временного разрешения и постепенно уменьшает его до достижения критерия остановки: либо длительность определена с достаточной точностью, либо достигнуто предельное временное разрешение 3 с. Начальное временное разрешение зависит от того, на какой шкале был найден транзистент, например, для события найденного на 1000-секундном масштабе оно составляет 200 с, а для 120-секундном — 20 с. На каждом шаге рекурсии проводится аппроксимация фона полиномом 3-й степени с учетом результатов с предыдущего шага для повышения точности. Блок-схема процесса показана на рис. 3. Более подробно алгоритм описан Мозгуновым и др. (2024).

В результате для каждого события определено время начала события и его длительность, вычислены потоки во всех приборах обсерватории INTEGRAL после вычета фона, а также значение функционала χ^2 для модели фона в каждом приборе.

2.5. Кросс-идентификация

Кросс-идентификация полученного списка событий с каталогами известных транзиентов использовалась с двойной целью: отсеять подтвержденные события и получить разметку для обучения моделей

машинного обучения. В качестве каталога сравнения использовалась компиляция из каталогов гамма-всплесков, солнечных вспышек, а также каталоги триггеров гамма-событий: Konus-WIND waiting-mode events² и Konus-WIND triggered events³, IBAS SPI-ACS bursts⁴, Swift/BAT bursts⁵, Fermi GBM Burst Catalog⁶ и Fermi GBM Trigger Catalog⁷, “мастерлист” Кевина Орли⁸, RHESSI Flare List⁹ и GOES flare list¹⁰.

Konus-WIND ведет практически непрерывный обзор всего неба на протяжении более 30 лет, что полностью охватывает время работы обсерватории INTEGRAL. В режиме ожидания (waiting mode) Konus-WIND ведет непрерывную запись скоростей счета двух детекторов (S1, осматривающего южную эклиптическую полусферу, и S2 — северную) в трех энергетических диапазонах с границами ~ 20 –80 кэВ, ~ 80 –350 кэВ и ~ 350 –1400 кэВ, временное разрешение записи составляет 2.944 с. С учетом пропусков в данных непрерывная запись охватывает более $\sim 95\%$ времени. Благодаря стабильному фону на масштабах до нескольких дней (в основном вне периодов повышенной солнечной активности) данные Konus-WIND позволяют обнаруживать транзиенты с пиковыми потоками $\gtrsim 4 \times 10^{-7}$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ (Ридная и др., 2020). Поиск транзиентных событий в непрерывной записи Konus-WIND выполнялся с использованием разложения на Байесовы блоки (Козлова и др., 2019). В результате поиска были обнаружены гамма-всплески, галактические транзиенты и солнечные вспышки, в том числе пропущенные триггерным алгоритмом детекторов Konus-WIND, давшие превышение над фоном более 4 σ .

Кросс-идентификация выполняется средствами пакета pygrb_lc¹¹, написанного на языке программирования Python. Алгоритм устроен следующим образом: для исследуемого кандидата с временем начала события T_0 и длительностью D вычисляется ближайшее к нему событие из каталога сравнения. Между временем из каталога и T_0 вычисляется

²www.ioffe.ru/LEA/kw/wm/

³www.ioffe.ru/LEA/kw/triggers/

⁴www.isdc.unige.ch/integral/science/grb#ACS

⁵swift.gsfc.nasa.gov/archive/grb_table/

⁶heasarc.gsfc.nasa.gov/w3browse/fermi/fermigbrst.html

⁷heasarc.gsfc.nasa.gov/w3browse/fermi/fermigtrig.html

⁸www.ssl.berkeley.edu/ipn3/masterli.txt

⁹hesperia.gsfc.nasa.gov/hessidata/dbase/hessi_flare_list.txt

¹⁰ftp.swpc.noaa.gov/pub/warehouse/

¹¹pupi.org/project/pygrb-lc/

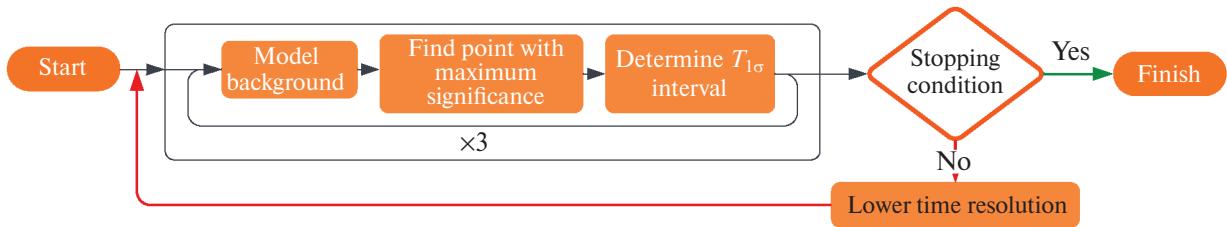


Рис. 3. Блок-схема, описывающая процедуру обработки транзиента.

разница в секундах, и если оно принадлежит интервалу $[-D; D]$, то события считаются совпавшими.

Кандидаты размечены на 4 группы:

1. Солнечные вспышки — кандидат найден в каталоге GOES или RHESSI или в каком-либо другом каталоге, но помечен как солнечное событие.
2. Гамма-всплески — кандидат найден в каталоге гамма-всплесков.
3. Фоновое (геофизическое) событие — значение функционала $\chi^2/\text{d.o.f.}$ при обработке на наименьшем временном масштабе выше номинальных значений (см. рис. 2).
4. Другие — кандидат найден в каталоге, но не классифицирован как гамма-всплеск или солнечная вспышка (например, вспышка источника повторных мягких гамма-всплесков SGR).

В некоторых случаях, когда транзистент был найден в каталогах солнечных вспышек и гамма-всплесков, возникало расхождение между каталогами RHESSI или GOES и всеми остальными. Для таких случаев мы внедрили систему приоритетов: $2 > 1 > 4 > 3$, обосновывая это тем, что энергетические диапазоны GOES и RHESSI заметно отличаются от рабочего диапазона детектора SPI-ACS, поэтому нахождение транзиента

в этих каталогах могло быть случайным совпадением. Также значение функционала χ^2 учитывалось нами в последнюю очередь после сравнения со всеми остальными каталогами и правилами. В самом деле, достоверно определить параметры события можно и при нестабильном фоне, в этом случае мы лишь занижаем значимость результата; гораздо сложнее получить информацию о типе события. Стоит отметить, что мы не обладаем достоверной идентификацией фоновых событий, поэтому правило 3 не гарантирует принадлежность к этому классу, а лишь отражает повышенную вероятность такого исхода. В подразделе 3.2 отдельно объясняется, насколько такой подход действительно эффективен для выполнения классификации событий.

Описанный алгоритм повторялся для всех событий и для каждого из каталогов. Из 4364 потенциальных кандидатов 1935 событий нашлись по крайней мере в одном каталоге. Найденные события представлены в табл. 3, а также на рис. 4.

3. МАШИННОЕ ОБУЧЕНИЕ

Отобранные события, подтвержденные данными других каталогов, были использованы в качестве обучающей выборки для моделей машинного обучения.

Таблица 3. Пример результатов работы алгоритма “слепого” поиска кандидатов в транзиенты^e

T_0 UTC	$T_{1\sigma}^a$, с	Инт. поток ^b , 10^3 отсч.	S/N^c σ	Пик. поток ^d за 1 с, отсч./с	Идентификация
2003-02-12 04:04:53.978	21.8	5.04	9.3	1598	RHESSI: Solar
2003-02-14 04:06:42.816	540	263	34.3	1915	GOES: Solar RHESSI: Solar
2003-02-14 09:52:27.816	194	101	20.8	1822	—
2003-02-15 11:15:55.816	80	622	220.0	30932	K.Hurley: GRB
2003-02-15 15:45:03.816	360	1400	233.7	9642	RHESSI: Solar

^a Длительность непрерывного интервала, в каждом бине которого значимость сигнала превышает фоновое значение более чем на 1σ (Мозгунов и др., 2024).

^b Интегральный по времени поток над уровнем фона (число отсчетов).

^c Отношение сигнала к фону для транзиента по интегральному потоку.

^d Пиковый поток на масштабе 1 с.

^e Полная версия таблицы доступна в электронном виде по ссылке grb.rssi.ru/INTEGRAL/GRB_ACs_candidates.txt

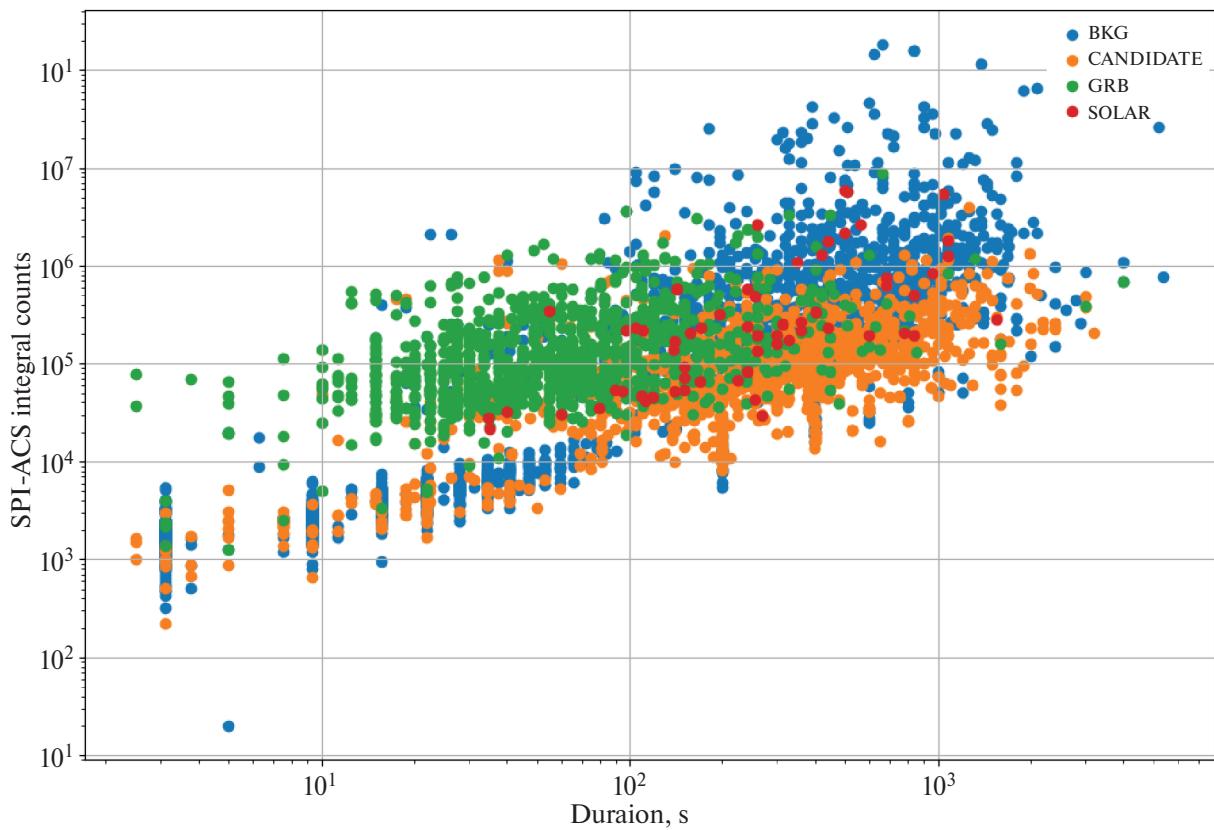


Рис. 4. Диаграмма “длительность–поток” для найденных и обработанных событий, разными цветами обозначены 4 группы событий: солнечные, фоновые, гамма-всплески и кандидаты.

3.1. Обучение модели классификации

В качестве признаков для обучения модели классификации использовались параметры событий, определенные в подразделе 2.5. К ним добавлялись масштаб времени, на котором нашли данный транзистент (1000, 300 или 120 с), минимальное временное разрешение при его обработке в подразделе 2.5, расстояние спутника INTEGRAL до Земли, полученное из telemetry обсерватории, и форма кривой блеска. За форму кривой блеска транзистента отвечали 10 последовательных бинов внутри интервала длительности события. Метки классов получены в предыдущем разделе с помощью кросс-идентификации. Для предсказания использовались только 3 первых класса — размер выборки “Других” событий слишком мал, и их поиск не являлся прямой целью данной работы. Отметим, для обучения модели не использовались также те солнечные события, которые были идентифицированы только по каталогам GOES или RHESSI из-за несогласованности энергетических диапазонов.

Использовались несколько стандартных моделей классификации: логистическая регрессия, “случайный лес” и градиентный бустинг (Ке и др., 2017). Последняя модель показала наилучшие результаты. При обучении происходил подбор гиперпараметров

для максимизации метрики

$$F_{\beta} = \frac{precision \times recall}{(\beta^2 \times precision) + recall},$$

где β подбирается вручную в зависимости от задачи.

Значения $\beta < 1$ штрафуют точность сильнее, чем полноту, что совпадает с целями нашей работы — сделать наиболее точный алгоритм для выборки гамма-всплесков. В нашем случае выбираем $\beta = 0.5$. Подробности обучения модели описаны Мозгуновым и др. (2024). Точность и полнота на обучающей выборке составили $91 \pm 4\%$ и $73 \pm 6\%$ соответственно.

Мы применили модель на неразмеченных данных — тех кандидатах во всплески, для которых не нашлось совпадения в каталогах: модель разметила 67 из них как гамма-всплески. Стоит отметить, что неразмеченная и обучающая выборки не принадлежат одному распределению. Это подтверждает многомерный тест Колмогорова–Смирнова, проведенный на тех же параметрах, что использовались для обучения, p -value, вероятность отбросить гипотезу о выборках из одной генеральной совокупности, составляет $< 10^{-40}$. Это говорит о том, что оценка точности, полученная на обучающей выборке, может сильно отличаться для неразмеченных данных.

3.2. Кластерный анализ

Машинное обучение можно использовать не только для построения предиктивных моделей, с помощью них можно уменьшать размерность данных таким образом, чтобы схожие по свойствам параметры располагались близко друг к другу в результирующем пространстве. При этом размерность выходного пространства может быть любой, однако чаще всего выбирают размерность 2 как наиболее удобную для восприятия человеком. Один из наиболее популярных алгоритмов UMAP (Макиннес и др., 2018) использует нелинейные преобразования исходных признаков, чтобы получить отображение с наибольшей дисперсией.

В качестве признаков используются параметры событий из подраздела 3.1. С помощью алгоритма UMAP со стандартными значениями гиперпараметров получен рис. 5 (верхняя панель), по осям отмечены абстрактные единицы — нелинейная комбинация исходных параметров. Можно заметить, что все события располагаются на одной вытянутой изогнутой линии. Эта линия отражает корреляцию “длительность–поток”, ранее обнаруженную на рис. 4. На левой части линии находятся самые энергичные события, на правой — самые тусклые. Также можно увидеть, что эта линия не однородная, у нее есть утолщения и утончения, что дает возможность кластеризации. Для этого используется алгоритм HDBSCAN. Результат представлен на рис. 5 (нижняя панель). Числа, обозначающие номера кластеров, физического содержания не несут.

Для каждого кластера мы посчитали распределение по типам событий. Выделилось 2 кластера, в которых доля гамма-всплесков $>50\%$, это кластеры 2 и 4. Мы используем их для того, чтобы классифицировать неразмеченные кандидаты. Такой метод разметил 544 дополнительных события как гамма-всплески, при этом этот список на 60 событий пересекается с результатами классификатора. Отдельного кластера для солнечных вспышек не выделяется. Также нет различия между двумя кластерами гамма-всплесков ни по длительности, ни по потоку. Точность метода определяется выбором кластеров и распределением событий внутри них и на данный момент оценивается в $\sim 79\%$ на обучающей выборке.

Отметим, что кластеры 0, 1, 3, 5, 6, 7 и 8, расположенные на противоположных краях кривой, полностью доминированы фоновыми событиями. Самые яркие события (на левом краю кривой) предположительно представляют собой транзиенты, связанные с заряженными частицами: они имеют большую энергию во всех приборах спутника INTEGRAL, функционал χ^2 имеет большое значение (более 3.5) из-за того, что либо часть события попадает в интервал аппроксимации фона (из-за огромной длительности), либо несколько событий происходят внутри одного окна

(например, при пересечении радиационных поясов). Правый край представляет собой случайные срабатывания, которые выделяются не за счет аномального значения χ^2 , а за счет низкой значимости на грани порога обнаружения.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

В выполненной работе:

1. Определены предельные масштабы времени, на которых можно успешно аппроксимировать фон детектора SPI-ACS разными полиномиальными функциями, наибольший масштаб $\sim 10^4$ с достигается при аппроксимации полиномами 5 степени. Зависимость максимального масштаба от степени полинома можно использовать для проверки качества аппроксимации фона. Для этого для тестового фонового участка нужно вычислить функционал $\chi^2/\text{d.o.f.}$ и наложить его на соответствующий выбранный модели фона рисунок (рис. 1 или 2). Если значение находится в пределах диапазона для соответствующей группы длительности, значит, модель подходит для описания выбранного фонового участка. Если нет, то стоит увеличить степень полинома или уменьшить длительность временного интервала.

2. Проведен “слепой” поиск длительных транзиентов в данных SPI-ACS. Найдены 4364 транзиента: 1325 на шкале 1000 с, 1754 на шкале 300 с и 1285 на шкале 120 с. На рис. 4 видно, что классы ранее известных событий отличаются: солнечные вспышки (либо производные от них SEPE — солнечные события выброса энергичных частиц) в среднем более длительны и более энергичны, чем гамма-всплески. Более того, четко выражена граница, ниже которой событий нет — она соответствует минимальному порогу регистрации, выбранному нами для поиска транзиентов. Поведение такой зависимости описывается законом $\text{Fluence} \sim \text{Duration}^{1/2}$. На рис. 5 солнечным событиям соответствуют кластеры 0, 1 и 3, доля фоновых событий (случайных флуктуаций) в них составляет $\gtrsim 99\%$, а гамма-всплески, попавшие в эти кластеры, скорее всего, являются случайными совпадениями с каталогами и в действительности детектором SPI-ACS не видны.

3. Подготовлены две модели машинного обучения: одна основана на классификации с понижением размерности, другая на кластеризации. С их помощью из 2429 ($= 4364 - 1935$) потенциальных кандидатов в транзиенты, не совпавших с событиями ни в одном из используемых каталогов, выделено 551 событие, наиболее вероятно относящееся к гамма-всплескам. Точность первой модели на обучающей выборке составила $\sim 91\%$, а второй $\sim 79\%$. Однако выборки для обучения и для проверки модели не являлись гомогенными, а значит, оценки точности могли немного отличаться от действительных значений.

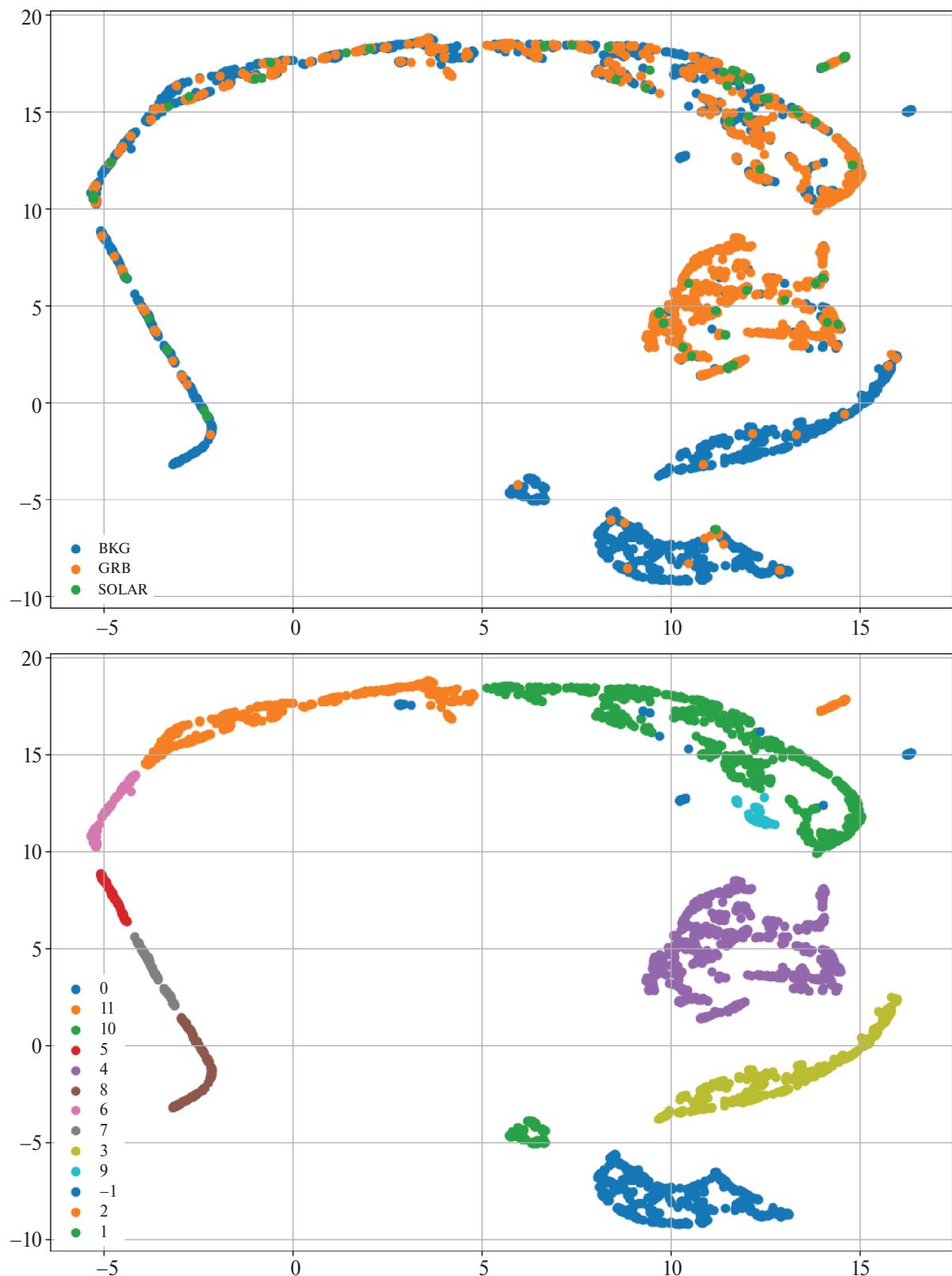


Рис. 5. Результат работы алгоритма уменьшения размерности UMAP и кластеризации HDBSCAN. На верхней панели различными цветами обозначены классы событий, на нижней панели различными цветами размечены все найденные кластеры. Для анализа использовались все найденные в SPI-ACS 4364 превышения над фоном.

4. Проведены дополнительные исследования, чтобы подтвердить реальность полученных кандидатов во всплески. В частности, для целенаправленного поиска и подтверждения интересующих нас событий были повторно обработаны архивные данные детектора Konus-WIND. Из ранее неизвестных транзисторов (551 событие), зарегистрированных детектором SPI-ACS и отнесенных к вероятным гамма-всплескам, в данных детектора Konus-WIND были подтверждены 17 событий (не вошедших в его каталоги гамма-всплесков). Их параметры приведены в табл. 4. Одно из этих событий было обозначено как солнечная вспышка, поэтому мы исключили его из дальнейшего рассмотрения. Среди оставшихся 16 подтвержденных событий есть два кандидата в самые длительные всплески нашей выборки: 2006-05-16 08:23:27 и 2007-06-16 16:31:06, их длительность по данным ACS составила 388 и 75 с соответственно. Кривые блеска этих гамма-всплесков представлены на рис. 7 и рис. 8.

5. Отсутствие регистрации в данных детектора Konus-WIND оставшихся 534 событий еще не означает, что все они фоновые или солнечные. Konus-

WIND мог их не зарегистрировать по причине недостаточной чувствительности по сравнению с чувствительностью детектора SPI-ACS. Чтобы это проверить, сравним пороги регистрации событий детекторами Konus-WIND (Козлова и др., 2019) и SPI-ACS (для пересчета в энергетические единицы используем калибровку Минаева, Позаненко, 2023). Для простоты сравним максимальный порог детектора Konus-WIND и минимальный коэффициент пересчета SPI-ACS и получим, что действительно 403 (75%) из обсуждаемых событий Konus-WIND зарегистрировать не мог. Поскольку оставшиеся события, будь они гамма-всплесками, должны были бы быть обнаружены этим детектором на уровне достоверности $\sim 4\sigma$, мы приходим к выводу, что все они (131 событие) были вызваны в данных SPI-ACS локальными геофизическими причинами.

6. Можно независимо оценить долю реальных гамма-всплесков среди 403 упомянутых кандидатов. Для этого необходимо рассчитать долю фоновых событий в тестовой выборке. Это можно сделать, зная точность модели (91%). Пусть α — число гамма-

Таблица 4. Кандидаты в астрофизические транзиенты, найденные алгоритмами машинного обучения. Представлены только события подтвержденные экспериментом Konus-WIND^e

T_0 UTC	$T_{1\sigma}$ с	Шкала ^a с	Интегральный поток ^b		Пиковый поток за 1 с ^c		Метод ^d	Подтв.
			10^3 отсч.	10^{-5} эрг см $^{-2}$	отсч. с $^{-1}$	10^{-6} эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$		
2003-04-27 09:57:20	130	120	44 ± 4	1.5 (+7.5, -1.1)	1760 ± 319	0.60 (+0.34, -0.05)	HDBS	KW
2003-05-26 08:18:40	120	300	62 ± 3	2.1 (+10.3, -1.6)	2302 ± 320	0.79 (+0.42, -0.06)	HDBS	KW
2003-06-13 17:14:45	180	300	65 ± 4	2.2 (+11.0, -1.7)	1610 ± 319	0.55 (+0.31, -0.04)	HDBS	KW
2003-08-06 06:12:59	388	300	28 ± 6	1.0 (+5.5, -0.8)	1223 ± 318	0.42 (+0.25, -0.03)	HDBS	KW
2004-04-08 15:43:36	43	120	24 ± 2	0.8 (+4.1, -0.6)	1788 ± 319	0.61 (+0.34, -0.05)	UMAP	KW
2004-07-09 00:59:43	15	120	26 ± 1	0.9 (+4.3, -0.7)	6419 ± 326	2.20 (+1.07, -0.16)	HDBS	UMAP
2004-12-24 17:38:58	389	300	57 ± 6	1.9 (+10.1, -1.5)	1304 ± 318	0.45 (+0.27, -0.04)	HDBS	KW
2005-01-05 16:59:28	389	300	102 ± 6	3.5 (+17.2, -2.6)	2611 ± 320	0.90 (+0.47, -0.07)	HDBS	IBAS, KW
2005-07-03 19:58:16	75	120	49 ± 3	1.7 (+8.1, -1.2)	2957 ± 321	1.01 (+0.52, -0.08)	HDBS	UMAP
2006-02-25 15:16:28	56	300	27 ± 2	0.9 (+4.7, -0.7)	1533 ± 319	0.53 (+0.30, -0.04)	HDBS	KW
2006-05-16 08:23:27	389	300	63 ± 6	2.2 (+11.1, -1.6)	1494 ± 319	0.51 (+0.29, -0.04)	HDBS	HDBS
2007-06-16 16:31:06	75	120	70 ± 3	2.4 (+11.4, -1.8)	3413 ± 322	1.17 (+0.60, -0.09)	UMAP	KW
2008-02-26 16:13:57	478	300	43 ± 7	1.5 (+8.1, -1.1)	1482 ± 319	0.51 (+0.29, -0.04)	HDBS	HDBS
2008-04-13 21:19:49	170	120	30 ± 4	1.0 (+5.5, -0.8)	2206 ± 320	0.76 (+0.41, -0.06)	UMAP	KW
2009-03-23 09:54:57	85	120	33 ± 3	1.1 (+5.7, -0.9)	1799 ± 319	0.62 (+0.34, -0.05)	HDBS	UMAP
2011-12-31 13:41:49	20	120	15 ± 1	0.5 (+2.7, -0.4)	4452 ± 323	1.53 (+0.76, -0.11)	UMAP	IBAS, KW
2015-11-20 00:09:05	85	120	19 ± 3	0.7 (+3.5, -0.5)	1164 ± 318	0.40 (+0.24, -0.03)	HDBS	UMAP

^a Временная шкала, на которой был зарегистрирован транзистор.

^b Интегральный поток за время события $T_{1\sigma}$ по данным SPI-ACS. Методика оценки потока описана в (Минаев и др., 2023).

^c Пиковый поток события на масштабе 1 с по данным SPI-ACS.

^d Машинный метод классификации события: кластеризация HDBSCAN и уменьшение размерности UMAP.

^e Полная версия таблицы доступна в электронном виде по ссылке grb.rssi.ru/INTEGRAL/GRB_ACs_candidates.txt

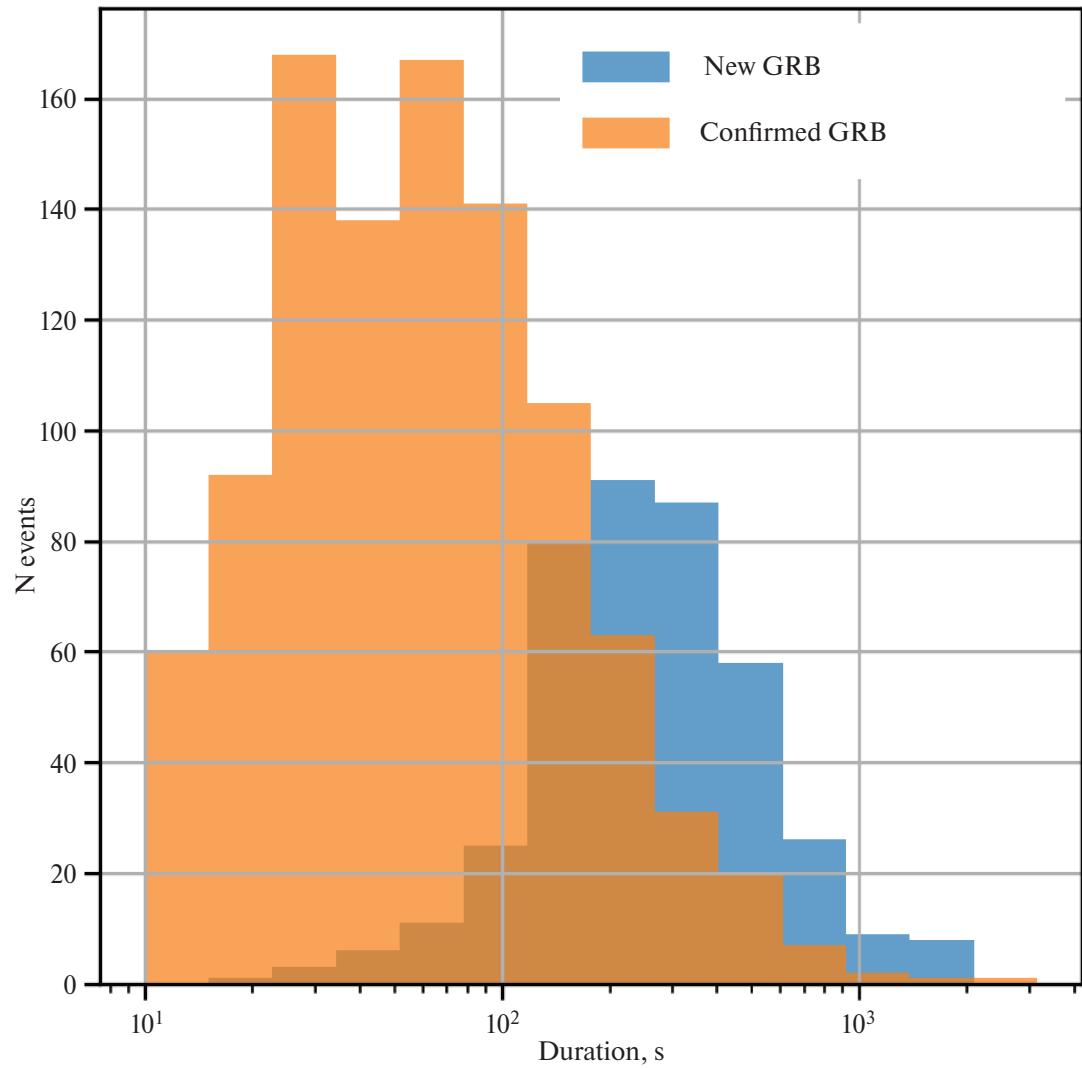


Рис. 6. Распределения по длительности T_{10} , найденных в данных детектора SPI-ACS с помощью разработанного метода, 403 потенциальных сверхдолгих гамма-всплесков (показаны синим) и 1018 гамма-всплесков, отождествленных с ранее известными событиями (оранжевым).

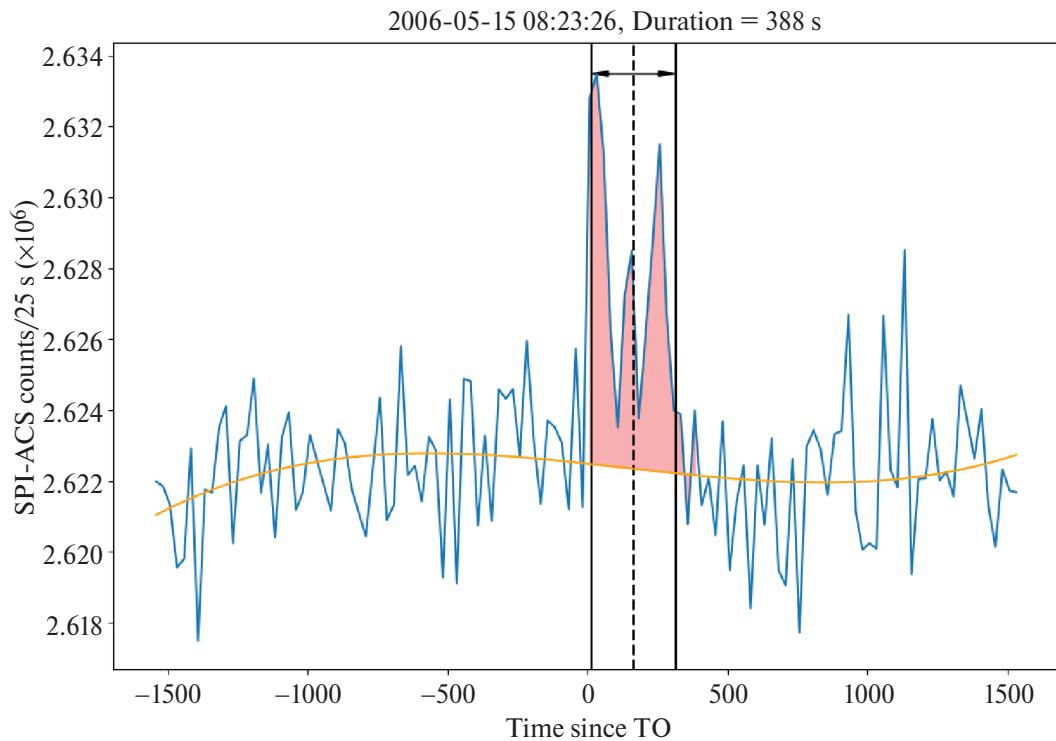


Рис. 7. Кривая блеска GRB 060516 — одного из наиболее долгих кандидатов в гамма-всплески по данным детектора SPI-ACS. Красным цветом выделено событие над фоном. Оранжевым — аппроксимация фона полиномом 3-й степени. Черной пунктирной линией показана середина бина, в котором было найдено событие. Черными сплошными линиями — левая и правая границы этого бина.

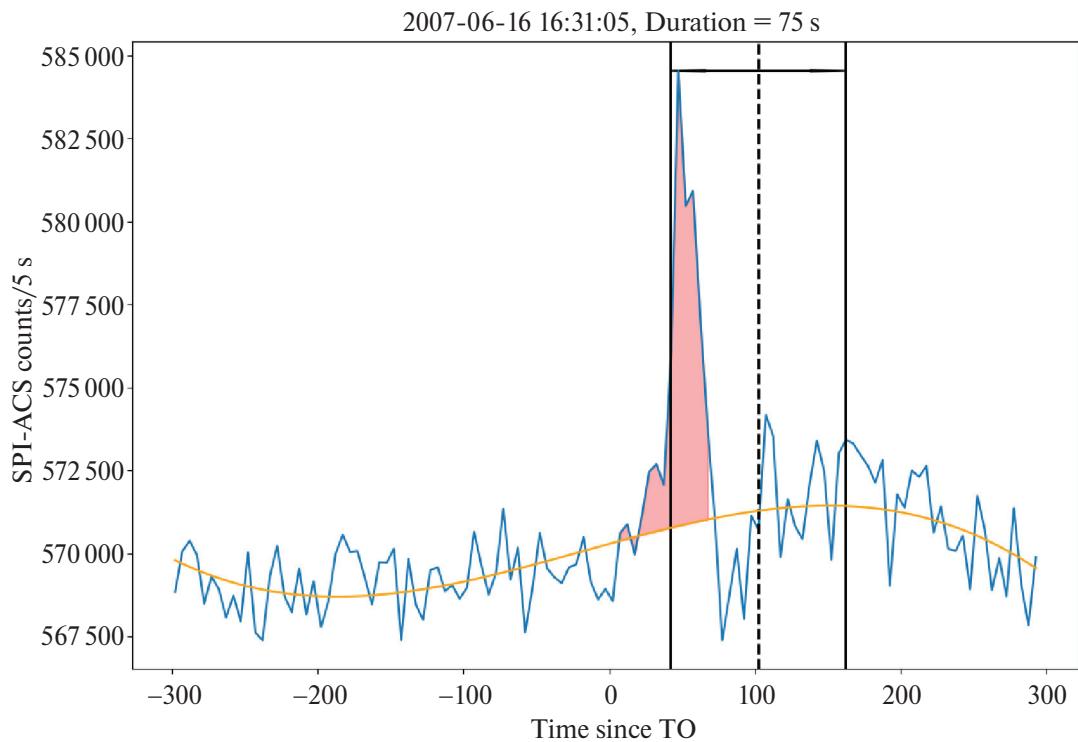


Рис. 8. То же, что на рис. 7, но для кандидата в гамма-всплески GRB 070616.

всплесков в тестовой выборке, тогда

$$(2429 - \alpha) \times 0.09 + \alpha \times 0.91 = 551, \quad (2)$$

соответственно

$$\alpha = \frac{551 - 2429 \times 0.09}{0.91 - 0.09} = 405. \quad (3)$$

Таким образом, из 551 события $405 \times 0.91 = 369$ (67%) получены действительно из выборки гамма-всплесков, это означает, что среди 403 событий до 270 могут быть реальными гамма-всплесками.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В работе был проведен “слепой” поиск длительных транзиентных событий на временных интервалах 120, 300 и 1000 с на основе данных детектора SPI-ACS за ~20 лет работы обсерватории INTEGRAL. С помощью машинного обучения реализована задача классификации найденных транзиентных событий с использованием информации других детекторов (ISGRI, IREM) обсерватории INTEGRAL. Благодаря использованию моделей машинного обучения из всех найденных 4364 кандидатов в транзиентные события удалось независимо классифицировать 1018 уже известных гамма-всплесков из других каталогов (распределение их длительности приведено на рис. 6) и 2429 не обнаруженных ранее кандидатов в гамма-всплески. Для 551 события, выделенных моделями как кандидаты в астрофизические события был проведен поиск в данных эксперимента Konus-WIND, и для 17 событий были обнаружены значимые синхронные превышения в кривых блеска в одном из двух детекторов эксперимента Konus-WIND. После детального анализа одно из этих 17 одновременно зарегистрированных событий было отождествлено с солнечной вспышкой. Таким образом, для 16 событий подтверждена их астрофизическая природа как космических гамма-всплесков, эти события ранее не были зарегистрированы космическими гамма-экспериментами.

Показано, что после исключения из оставшихся 534 события вероятных фоновых и солнечных вспышек, в выборке должны все еще присутствовать 403 ранее неизвестных кандидатов в астрофизические транзиенты, не подтвержденные никакими каталогами или данными эксперимента Konus-WIND, из которых, вероятно, до 270 событий могут оказаться реальными космическими гамма-всплесками. Статистика результатов проведенного анализа суммирована в табл. 5. Все эти кандидаты найдены на масштабах поиска более 120 с. Среди классифицированных 1018 уже известных гамма-всплесков, независимо найденных в данной работе с использованием тех же алгоритмов, 5 событий имеют длительность более 900 с. Таким образом, сверхдлинные гамма-всплески действительно обнаруживаются в данных детектора SPI-ACS

Таблица 5. Сводная статистика по результатам поиска и классификации транзиентов

Всего превышений над фоном	4364
Уже известны	1935
Из них известных гамма-всплесков	1018
Кандидатов	2429
Выделено ML-моделями	551
Совпадений по времени с Konus-WIND	17
Из них гамма-всплесков	16
Кандидаты без подтверждения	403
Из них ожидается гамма-всплесков	≤270

в энергетическом диапазоне >80 кэВ, как среди уже известных 1018 гамма-всплесков, так и среди 403 кандидатов в гамма-всплески.

Из ранее неизвестных событий, найденных в данных SPI-ACS, всего лишь 16 были подтверждены в данных эксперимента Konus-WIND в ходе дополнительного анализа, что позволяет отнести эти 16 событий с большой вероятностью к гамма-всплескам, но только 4 из них имеют длительность более 350 с. По-видимому, значительное отличие количества кандидатов SPI-ACS (403) от найденных совпадениями с Konus-WIND (16 гамма-всплесков, 1 солнечная вспышка) связаны с селективными эффектами из-за более низкого энергетического порога регистрации в эксперименте Konus-WIND (20 кэВ) по сравнению с порогом регистрации детектора SPI-ACS (80 кэВ).

БЛАГОДАРНОСТИ

Г.Ю. Мозгунов и С.А. Гребенев благодарны Фонду развития теоретической физики и математики “БАЗИС”, грант #22-1-1-57-1 программы “Ведущий ученый” (Теоретическая физика) за поддержку разработки алгоритма обработки кривых блеска с применением методов машинного обучения. А.С. Познаненко и П.Ю. Минаев благодарны Российскому научному фонду (грант 23-12-00198) за поддержку работы, в части проведения анализа наблюдений гамма-всплесков в экспериментах GBM/Fermi, BAT/Swift и каталога Masterlist Кевина Орли. Работа А.Г. Дёмина, А.В. Ридной, Д.С. Свинкина, Д.Д. Фредерикса выполнена в рамках темы госзадания ФТИ им. А.Ф. Иоффе FFUG-2024-0002.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Архангельская, Архангельский (I.V. Arkhangelskaja and A.I. Arkhangelskiy), J. Phys.: Conf. Ser. **675**, Iss. 3, id. 032025 (2016).
- Барков (M.V. Barkov), Astron. Bull. **65**, 217 (2010).

3. Белкин С.О., Позаненко А.С., Мазаева Е.Д., Вольнова А.А., Минаев П.Ю., Томинага Н., Гребенев А.С., Человеков И.В., Бакли Д. и др., Письма в Астрон. журн. **46**, 839 (2020) [S.O. Belkin, A.S. Pozanenko, E.D. Mazaeva, A.A. Volnova, P.Yu. Minaev, N. Tominaga, S.A. Grebenev, I.V. Chelovekov, D. Buckley, et al., Astron. Lett. **46**, 783 (2020)].
4. Белкин и др. (S. Belkin, A.S. Pozanenko, P.Y. Minaev, N.S. Pankov, A.A. Volnova, A. Rossi, G. Stratta, S. Benetti, et al.), MNRAS **5271**, 1507 (2024).
5. Бильцингер и др. (B. Biltzinger, F. Kunzweiler, J. Greiner, K. Toelge, and J.M. Burgess), Astron. Astrophys. **640**, A8 (2020).
6. Бисноватый-Коган, Позаненко (G.S. Bisnovatyi-Kogan and A.S. Pozanenko), Astrophys. and Space Sci. **332**, 57 (2011).
7. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, I.D. Novikov, T.V. Perevodchikova, and A.G. Polnarev), Sov. Astron. Lett. **10**, 177 (1984).
8. Ведренн и др. (G. Vedrenne, J.-P. Roques, V. Schonfelder, P. Mandrou, G.G. Lichti, A. von Kienlin, B. Cordier, S. Schanne, J. Knodlseder, et al.), Astron. Astrophys. **411**, L63 (2003).
9. Вольнова и др. (A.A. Volnova, M.V. Pruzhinskaya, A.S. Pozanenko, S.I. Blinnikov, P.Yu. Minaev, O.A. Burkhanov, A.M. Chernenko, Sh.A. Ehgamberdiev, and R. Inasaridze), MNRAS **467**, 3500 (2017).
10. Вусли (S.E. Woosley), Astrophys. J. **405**, 273 (1993).
11. Галама и др. (T.J. Galama, P.M. Vreeswijk, J. van Paradijs, C. Kouveliotou, T. Augusteijn, H. Bohnhardt, J. P. Brewer, V. Doublier, et al.), Nature **395**, 670 (1998).
12. Гребенев С.А., Человеков И.В. Письма в Астрон. журн. **33**, 883 (2007) [S.A. Grebenev, I.V. Chelovekov, Astron. Lett. **33**, 789 (2007)].
13. Далоссо и др. (S. Dall'Osso, G. Stratta, D. Guetta, S. Covino, G. De Cesare, and L. Stella), Astron. Astrophys. **526**, A121 (2011).
14. Жендр и др. (B. Gendre, G. Stratta, J.L. Atteia, S. Basa, M. Boer, D.M. Coward, S. Cutini, V. DElia, E.J. Howell, et al.), Astrophys. J. **766**, id. 30 (2013).
15. Жендр (B. Gendre), 40th COSPAR Scientific Assembly (2–10 August 2014, Moscow), id E1.17-10-14. (2014).
16. Кано и др. (Z. Cano, L. Izzo, A. de Ugarte Postigo, et al.), Astron. Astrophys. **605**, id. A107 (2017).
17. Квадрини и др. (E.M. Quadrini, A. Bazzano, A.J. Bird, K. Broenstad, F. Di Marco, G. La Rosa, M. Michalska, P. Orleanski, A. Solberg, and P. Ubertini), Astron. Astrophys. **411**, L153 (2003).
18. Ке и др. (G. Ke, Q. Meng, T. Finley, T. Wang, W. Chen, W. Ma, Q. Ye, and T.Y. Liu), 31st Conf. on Neural Information Processing System (2017).
19. фон Кинлин и др. (A. von Kienlin, V. Beckmann, A. Rau, N. Arend, K. Bennett, B. McBreen, P. Connell, S. Deluit, et al.), Astron. Astrophys. **411**, L299 (2003).
20. Козлова и др. (A.V. Kozlova, D.S. Svinkin, A.L. Lysenko, M.V. Ulanov, A.E. Tsvetkova, and D.D. Frederiks), JPhCS **1400**, 022014 (2019).
21. Ди Кокко и др. (G. Di Cocco, E. Caroli, E. Celesti, L. Foschini, F. Gianotti, C. Labanti, G. Malaguti, A. Mauri, et al.), Astron. Astrophys. **411**, L189 (2003).
22. Комисаров, Барков (S.S. Komissarov and M.V. Barkov), MNRAS **402**, L25 (2010).
23. Крупи и др. (R. Crupi, G. Dilillo, E. Bissaldi, F. Fiore, and A. Vacchi), astro-ph/2303.15936 (2023).
24. Кувелиоту и др. (C. Kouveliotou, C.A. Meegan, G.J. Fishman, N.P. Bhat, M.S. Briggs, T.M. Koshut, W.S. Paciesas, and G.N. Pendleton), Astrophys. J. **413**, L101 (1993).
25. Лабанти и др. (C. Labanti, G. Di Cocco, G. Ferro, F. Gianotti, A. Mauri, E. Rossi, J. B. Stephen, A. Traci, and M. Trifoglio), Astron. Astrophys. **411**, L149 (2003).
26. Лебран и др. (F. Lebrun, J. P. Leray, P. Lavocat, J. Crétolle, M. Arques, C. Blondel, C. Bonnin, A. Bouere, et al.), Astron. Astrophys. **411**, L141 (2003).
27. Леван (A. Levan), Gamma-ray bursts 2514-3433. IOP Publishing (2018).
28. Ло и др. (K.K. Lo, S. Farrell, T. Murphy, and B.M. Gaensler), Astrophys. J. **786(1)**, 20 (2014).
29. Лунд и др. (N. Lund, N.J. Westergaard, C. Budtz-Jørgensen), Astrophys. Lett. Commun. **39**, 339 (1999).
30. Мазец и др. (E.P. Mazets, S.V. Golenetskii, V.N. Ilyinskii, V.N. Panov, R.L. Aptekar, Yu.A. Guryan, M.P. Proskura, I.A. Sokolov, Z.Ya. Sokolova, et al.), Astrophys. and Space Sci. **80**, 119 (1981).
31. Макиннес и др. (L. McInnes, J. Healy, J. Melville), J. Open Source Software **3** (29), 861 (2018) [arXiv:1802.03426v3].
32. Мерегетти и др. (S. Mereghetti, D. Gotz, J. Borkowski, R. Walter, and H. Pedersen), Astron. Astrophys. **411**, L291 (2003).
33. Мецгер и др. (B.D. Metzger, D. Giannios, T.A. Thompson, N. Bucciantini, and E. Quataert), MNRAS **413**, 2031 (2011).
34. Минаев, Позаненко (P.Yu. Minaev and A.S. Pozanenko), MNRAS **492**, 1919 (2020).
35. Минаев, Позаненко (P.Yu. Minaev and A.S. Pozanenko), MNRAS **525**, 2411 (2023).
36. Минаев П., Позаненко А., Лозников В., Письма в Астрон. журн. **36**, 744 (2010) [P. Minaev, A. Pozanenko, V. Loznikov, Astron. Lett. **36**, 707 (2010)].
37. Минаев П.Ю., Гребенев С.А., Позаненко А.С., Мольков С.В., Фредерикс Д.Д., Голенецкий С.В., Письма в Астрон. журн. **38**, 687 (2012) [P.Yu. Minaev, S.A. Grebenev, A.S. Pozanenko, S.V. Molkov, D.D. Frederiks, S.V. Golenetskii, Astron. Lett. **38**, 613 (2012)].
38. Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Мольков С.В., Гребенев С.А., Письма в Астрон. журн. **40**, 271 (2014) [P.Yu. Minaev, A.S. Pozanenko, S.V. Molkov, S.A. Grebenev, Astron. Lett. **40**, 235 (2014)].
39. Мозгунов Г.Ю., Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Письма в Астрон. журн. **47**, 183 (2021) [G.Yu. Mozgunov, P.Yu. Minaev, A.S. Pozanenko, Astron. Lett. **47**, 150 (2021)].
40. Мозгунов и др. (G. Mozgunov, A. Pozanenko, P. Minaev, I. Chelovekov, S.A. Grebenev, D. Svinkin, and A. Ridnaia), Proc. XXV Int. Conf. "Data Analytics and Management in Data Intensive Domains" (DAMDID/RCDL, 2023, Eds. J. Baixeries, et al.), CCIS Series, 2086, 215 (2024).

41. Пармиджани и др. (N. Parmiggiani, A. Bulgarelli, A. Ursi, A. Macaluso, A. Di Piano, V. Fioretti, A. Aboudan, L. Baroncelli, A. Addis, M. Tavani, and C. Pittori), *Astrophys. J.* **945**(2) 106 (2023).
42. Пачинский (B. Paczynski), *Astrophys. J.* **308**, L43 (1986).
43. Пачинский (B. Paczynski), *Astrophys. J.* **494**, L45 (1998).
44. Позаненко и др. (A.S. Pozanenko, M.V. Barkov, P.Y. Minaev, A.A. Volnova, E.D. Mazaeva, A.S. Moskvitin, M.A. Krugov, V.A. Samodurov, V.M. Loznikov, and M. Lyutikov), *Astrophys. J. (Lett.)* **852**, L30 (2018).
45. Позаненко и др. (A. Pozanenko, P. Minaev, S. Grebenev, and I. Chelovekov), *Astron. Lett.* **45**, 710 (2019).
46. Позаненко и др. (A.S. Pozanenko, M.V. Barkov, P.Y. Minaev, and A.A. Volnova), *Astron. Lett.* **47**, 791 (2021).
47. Pay и др. (A. Rau, A. van Kienlin, K. Hurley, and G.G. Lichti), *Astron. Astrophys.* **438**, 1175 (2005).
48. Ридная и др. (A. Ridnaia, D. Svinkin, and D. Frederiks), *JPhCS* **1697**, 012030 (2020).
49. Роди и др. (J. Rodi, A. Bazzano, P. Ubertini, L. Natalucci, V. Savchenko, E. Kuulkers, C. Ferrigno, E. Bozzo, S. Brandt, et al.), *Am. Astron. Soc., AAS Meeting # 231*, id. 438.19 (2018).
50. Савченко и др. (V. Savchenko, A. Neronov, and T.J.-L. Courvoisier), *Astron. Astrophys.* **541**, A122 (2012).
51. Садех (I. Sadeh), 36th Int. Cosmic Ray Conf. (ICRC2019, July 24 – August 1, 2019, Madison, WI, USA), PoS **358**, id.775 [astro-ph/1908.0161] (2019).
52. Скарл и др. (J.D. Scargle, J.P. Norris, B. Jackson, and J. Chiang), *Studies in Astronomical Time Series Analysis VI. Bayesian Block Representations* **764**(2), 167 (2013).
53. Тарнопольски (M. Tarnopolski), *MNRAS* **458**, 2024 (2016).
54. Фаррел и др. (S.A. Farrell, T. Murphy, and K.K. Lo), *Astrophys. J.* **813**(1), 28 (2015).
55. Фенимор и др. (E.E. Fenimore, J.J.M. in't Zand, J.P. Norris, J.T. Bonnell, and R. Nemiroff), *Astrophys. J. (Lett.)* **448**, L101 (1995).
56. Человеков И.В., Гребенев С.А., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **32**, 508 (2006) [I.V. Chelovekov, S.A. Grebenev, R.A. Sunyaev, *Astron. Lett.* **32**, 456 (2006)].
57. Человеков И.В., Гребенев С.А., Письма в Астрон. журн. **37**, 651 (2011) [I.V. Chelovekov, S.A. Grebenev, *Astron. Lett.* **37**, 597 (2011)].
58. Человеков И.В., Гребенев С.А., Мереминский И.А., Просветов А.В., Письма в Астрон. журн. **43**, 859 (2017) [I.V. Chelovekov, et al., *Astron. Lett.* **43**, 781 (2017)].
59. Человеков И.В., Гребенев С.А., Позаненко А.С., Минаев П.Ю., Письма в Астрон. журн. **45**, 683 (2019) [I.V. Chelovekov, S.A. Grebenev, A.S. Pozanenko, P.Yu. Minaev, *Astron. Lett.* **45**, 635 (2019)].
60. Эббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R.X. Adhikari, et al), *Astrophys. J. (Lett.)* **848**, L12 (2017a).
61. Эббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R.X. Adhikari, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **119**, 161101 (2017b).
62. Эббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R.X. Adhikari, et al), *Astrophys. J. (Lett.)* **892**, L3 (2020).
63. Янг и др. (H. Yang, J. Hare, O. Kargaltsev, and I. Volkov), *AAS/High Energy Astrophysics Division*, **54**, p. 110.03 (2022).
64. Янка и др. (H.-Th. Janka, M.-A. Aloy, P.A. Mazzali, and E. Pian), *Astrophys. J.*, **645**, Issue 2, pp. 1305-1314 (2006).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для иллюстрации представленных выше результатов на рис. 9–23 показаны кривые блеска кандидатов в гамма-всплески, найденных по данным детектора SPI-ACS с помощью алгоритмов машинного обучения, в сравнении с кривыми блеска, зарегистрированными в это же время детектором Konus-WIND. Параметры большинства этих событий приведены в табл. 4.

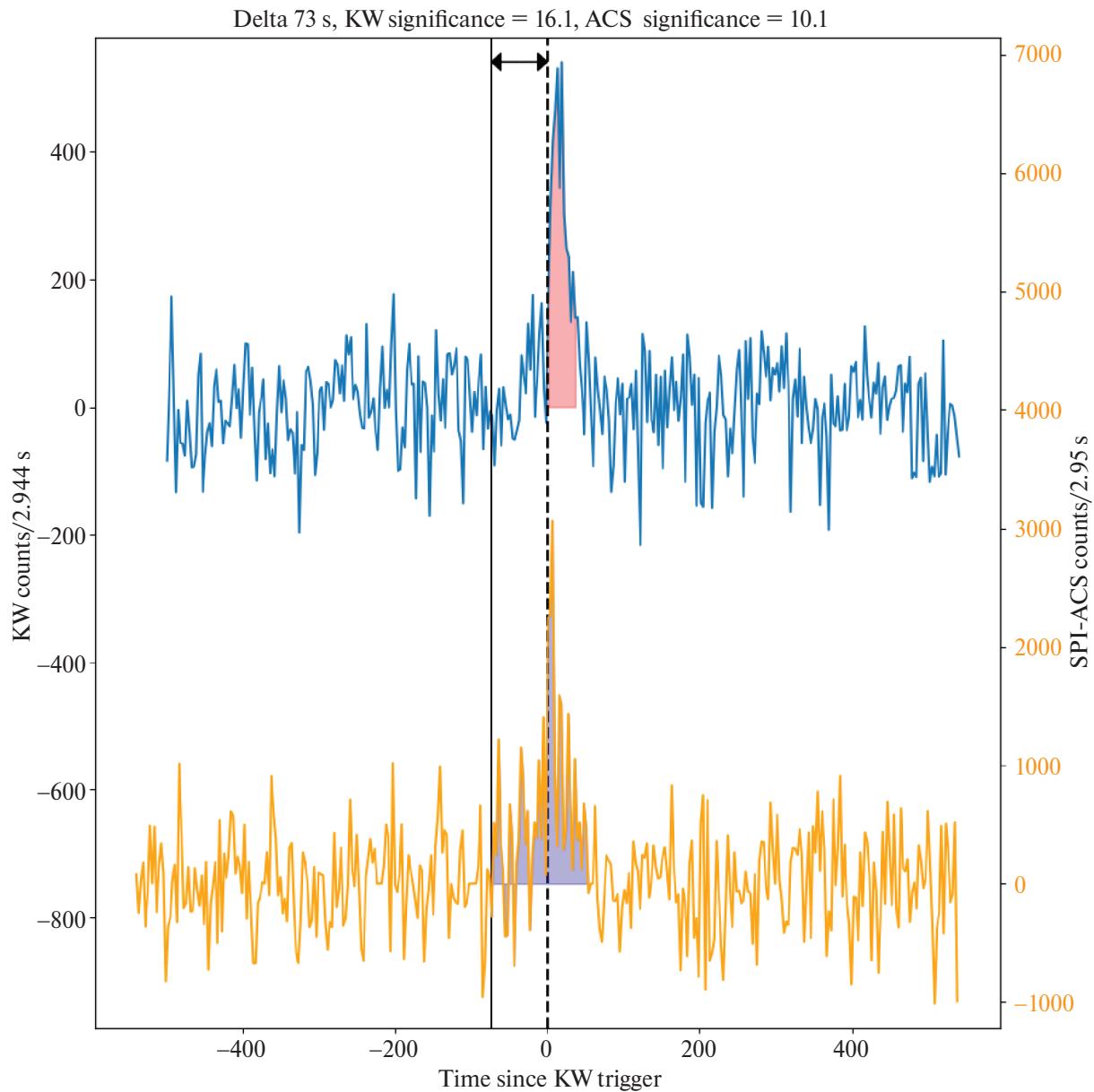


Рис. 9. Сравнение кривых блеска кандидата в гамма-всплески GRB 030427 по данным детекторов Konus-WIND (синяя линия, ось Y слева) и SPI-ACS (желтая линия, правая ось Y справа). Черной пунктирной линией показано время триггера события детектором Konus-WIND, черной сплошной линией — левая граница бина, в котором был найден всплеск при анализе данных SPI-ACS.

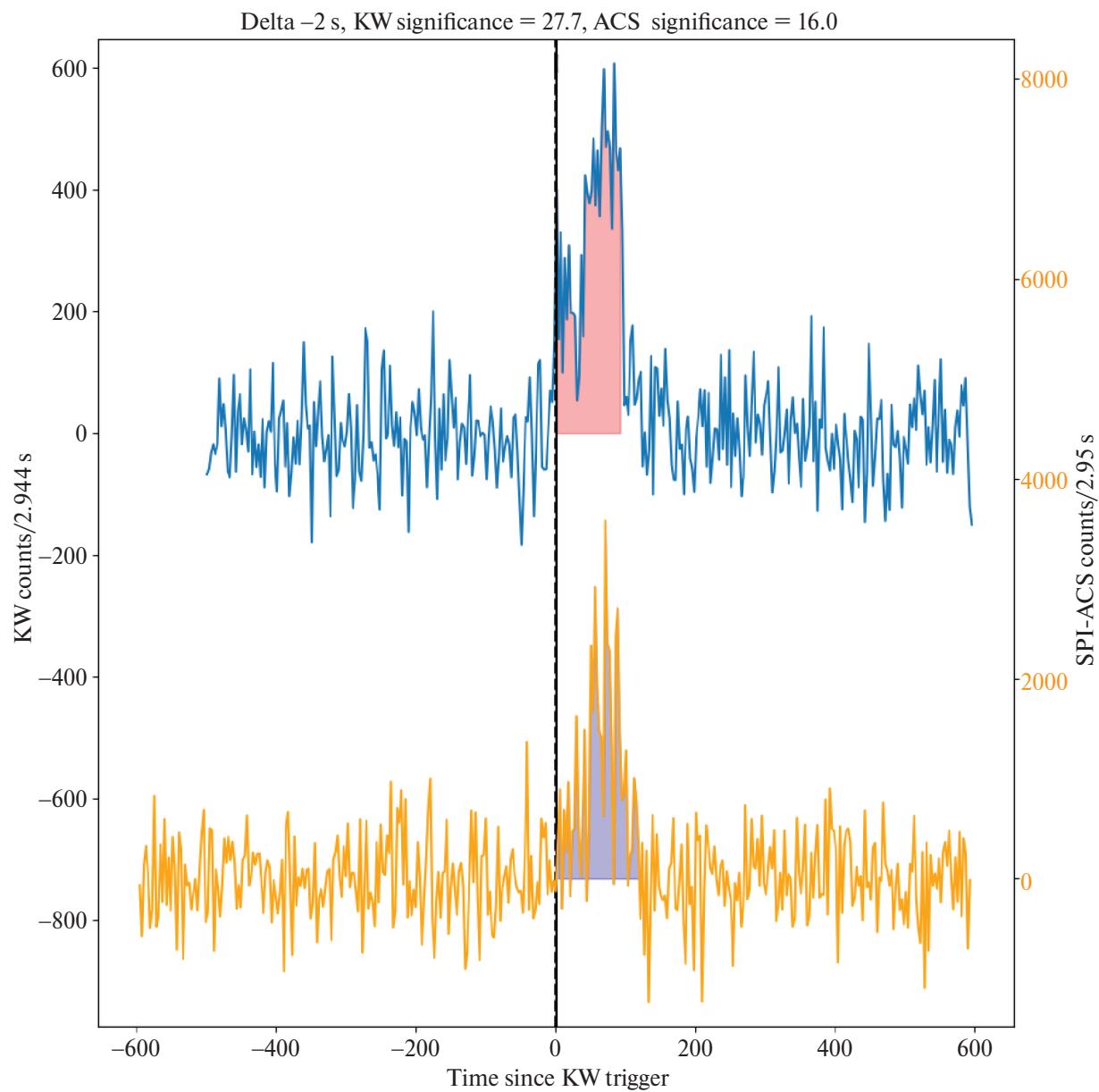


Рис. 10. То же, что на рис. 9, но для кандидата в гамма-всплески GRB 030526.

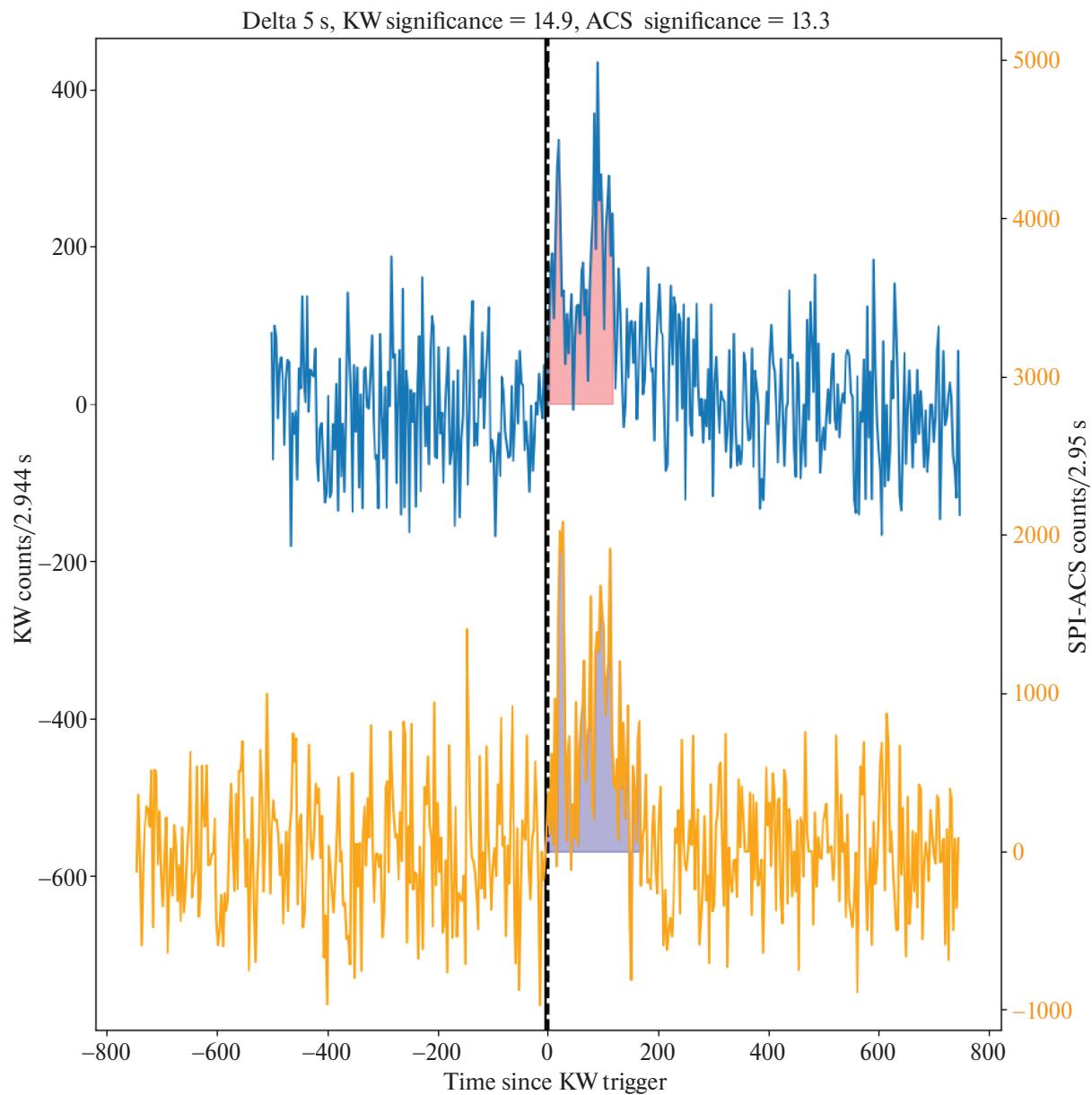


Рис. 11. То же, что на рис. 9, но для кандидата в гамма-всплески GRB 030613.

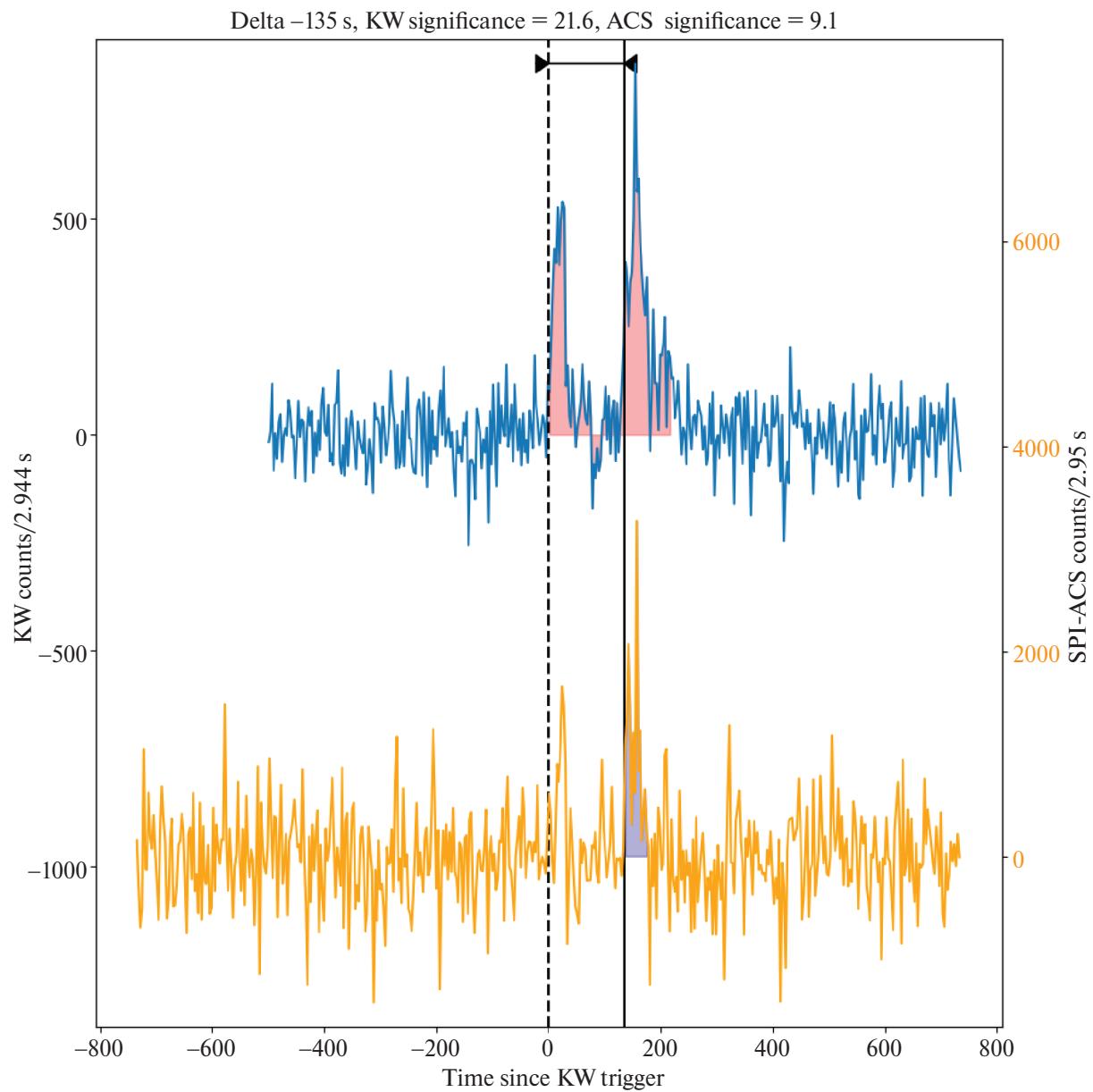


Рис. 12. То же, что на рис. 9, но для кандидата в гамма-всплески GRB 040408.

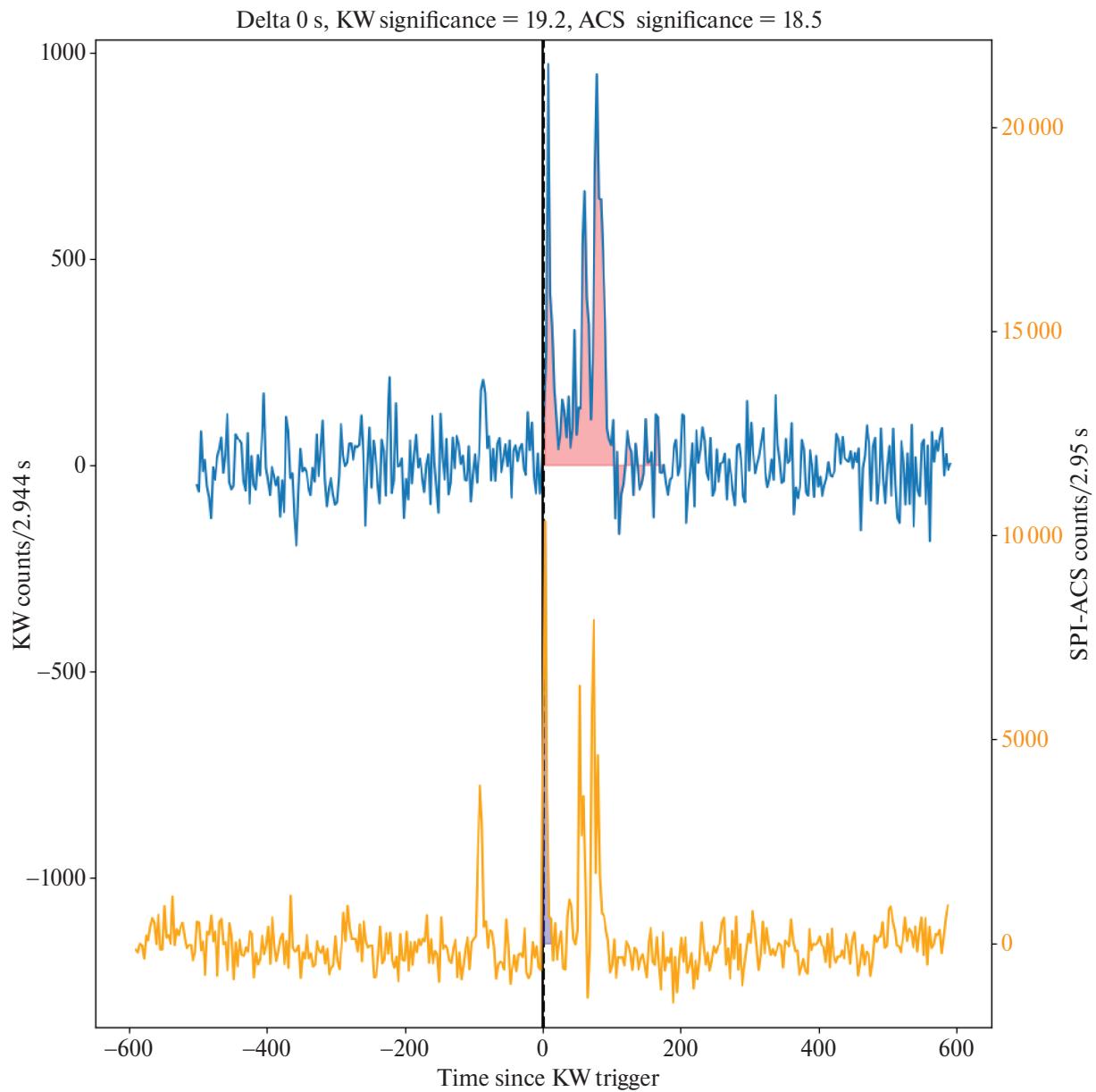


Рис. 13. То же, что на рис. 9, но для кандидата в гамма-всплески GRB 040709.

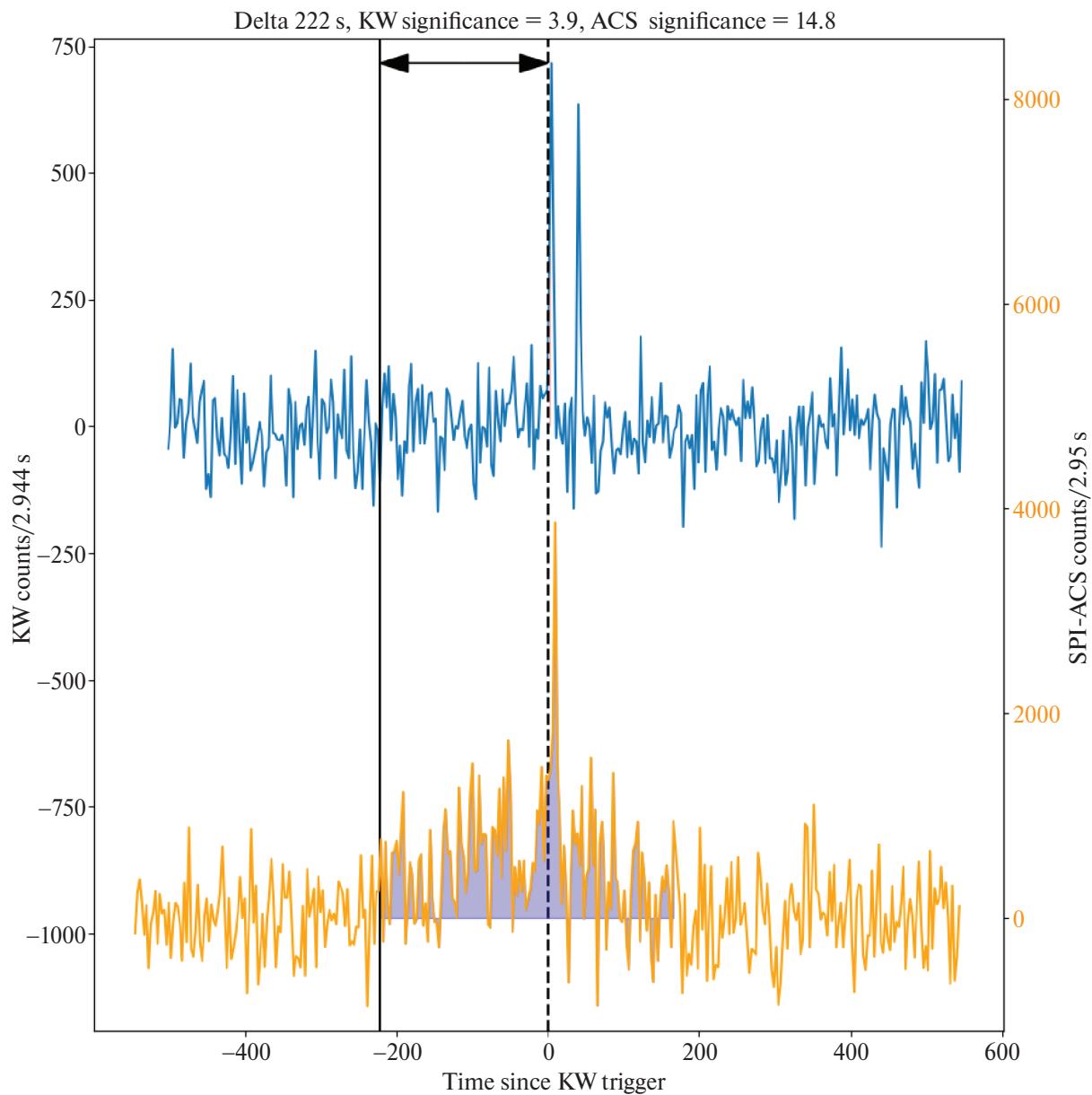


Рис. 14. То же, что на рис. 9, но для кандидата в гамма-всплески GRB 050105.

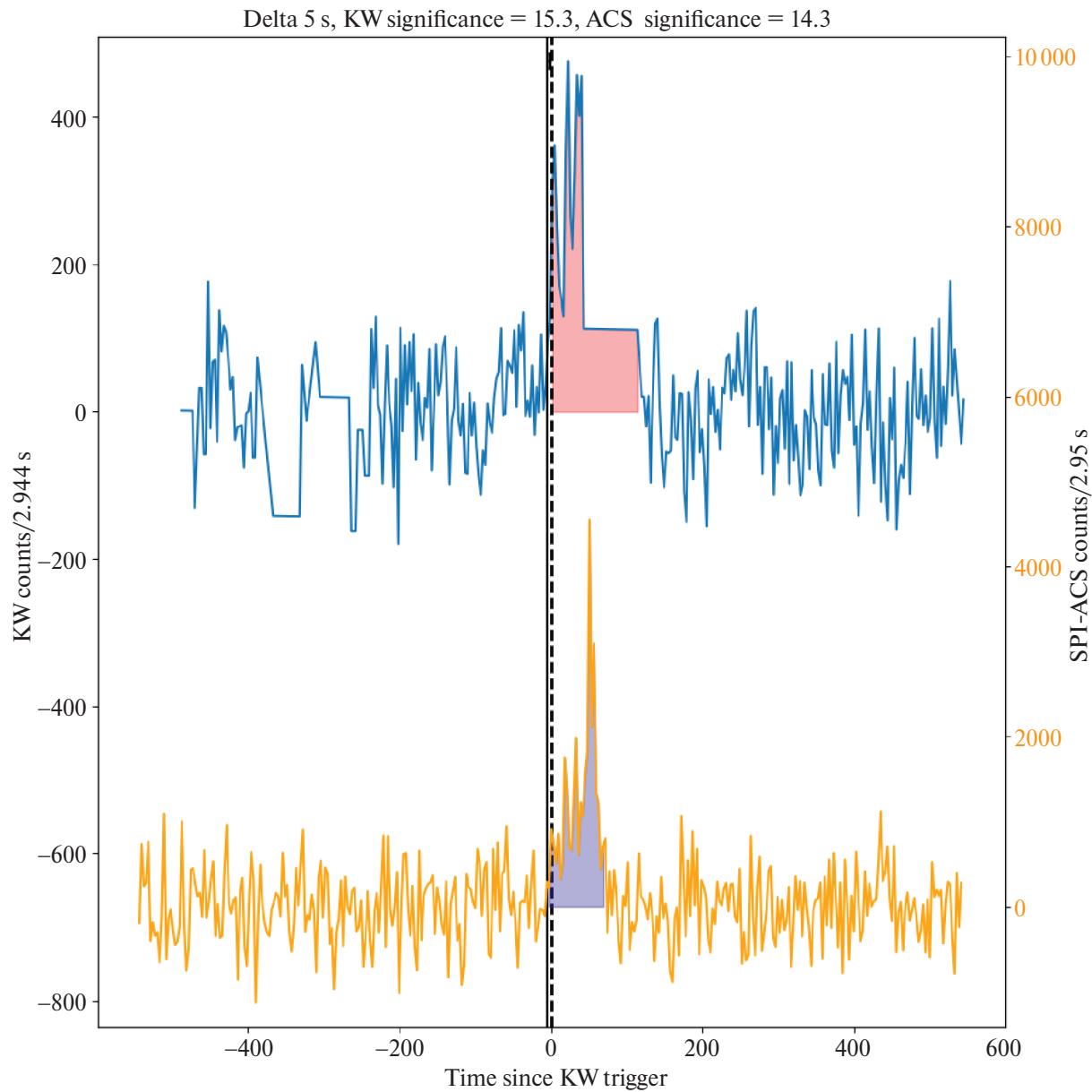


Рис. 15. То же, что на рис. 9, но для кандидата в гамма-всплески GRB 050703.

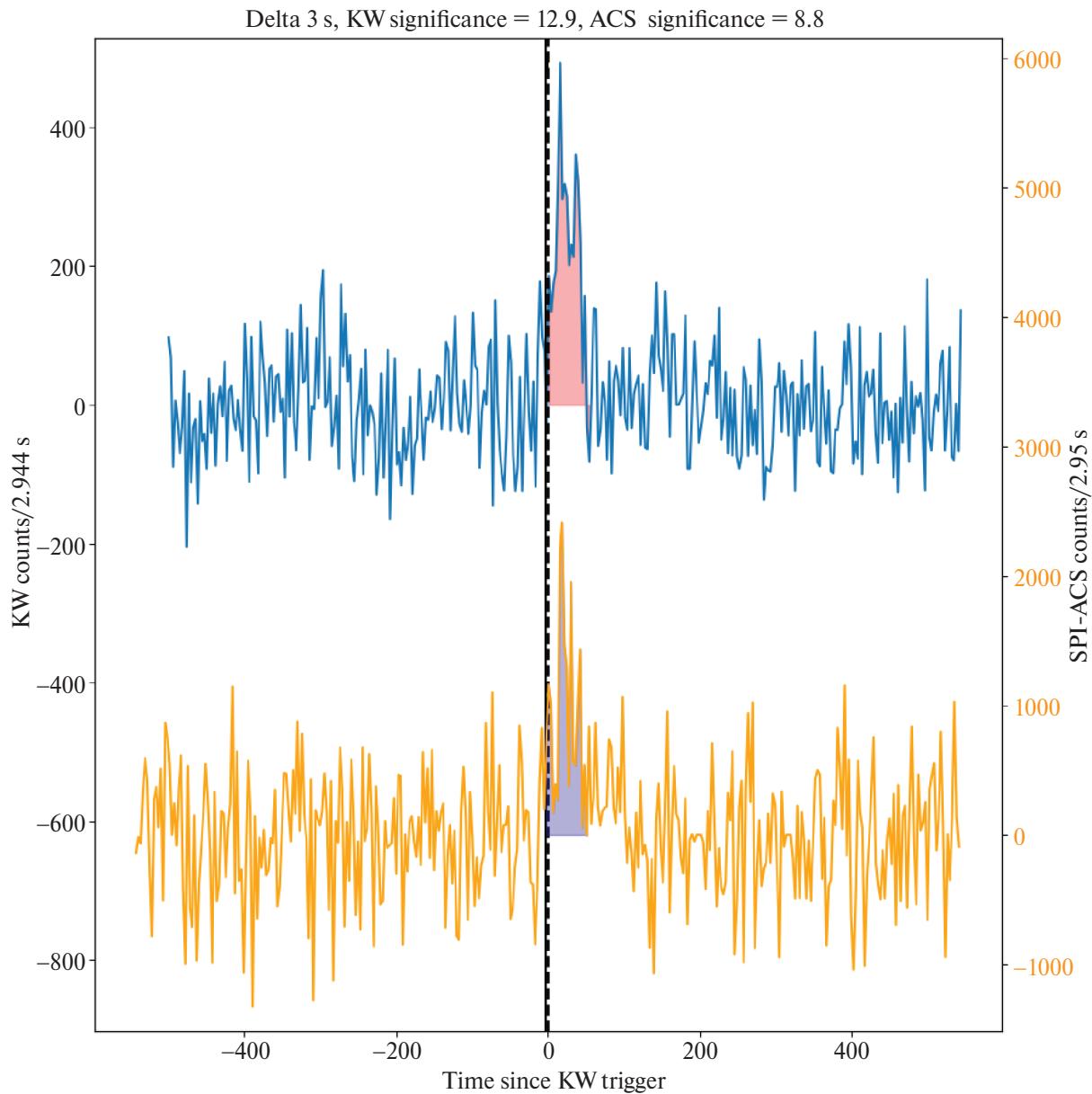


Рис. 16. То же, что на рис. 9, но для кандидата в гамма-всплески GRB 060225.

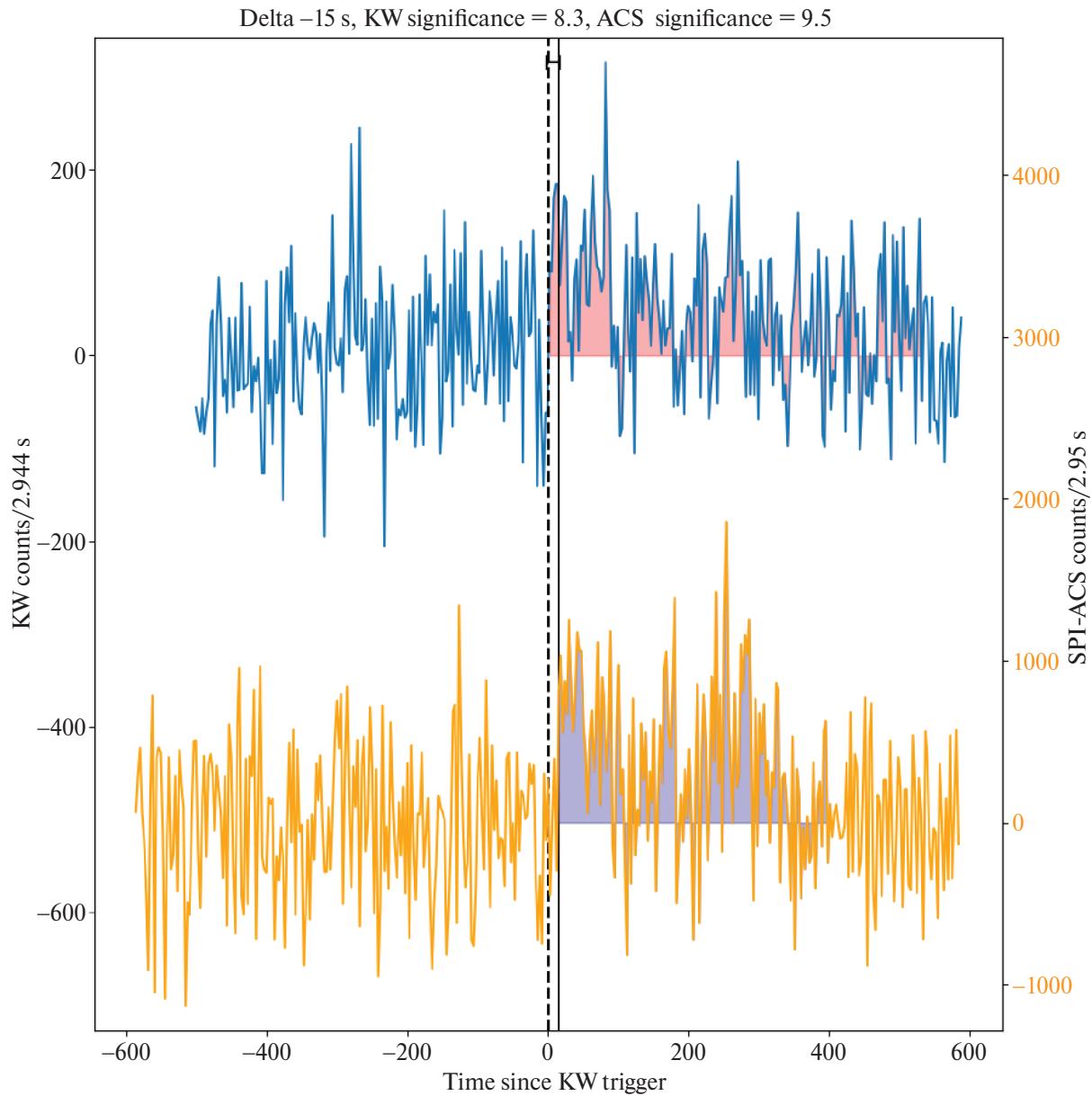


Рис. 17. То же, что на рис. 9, но для кандидата в гамма-всплески GRB 060516.

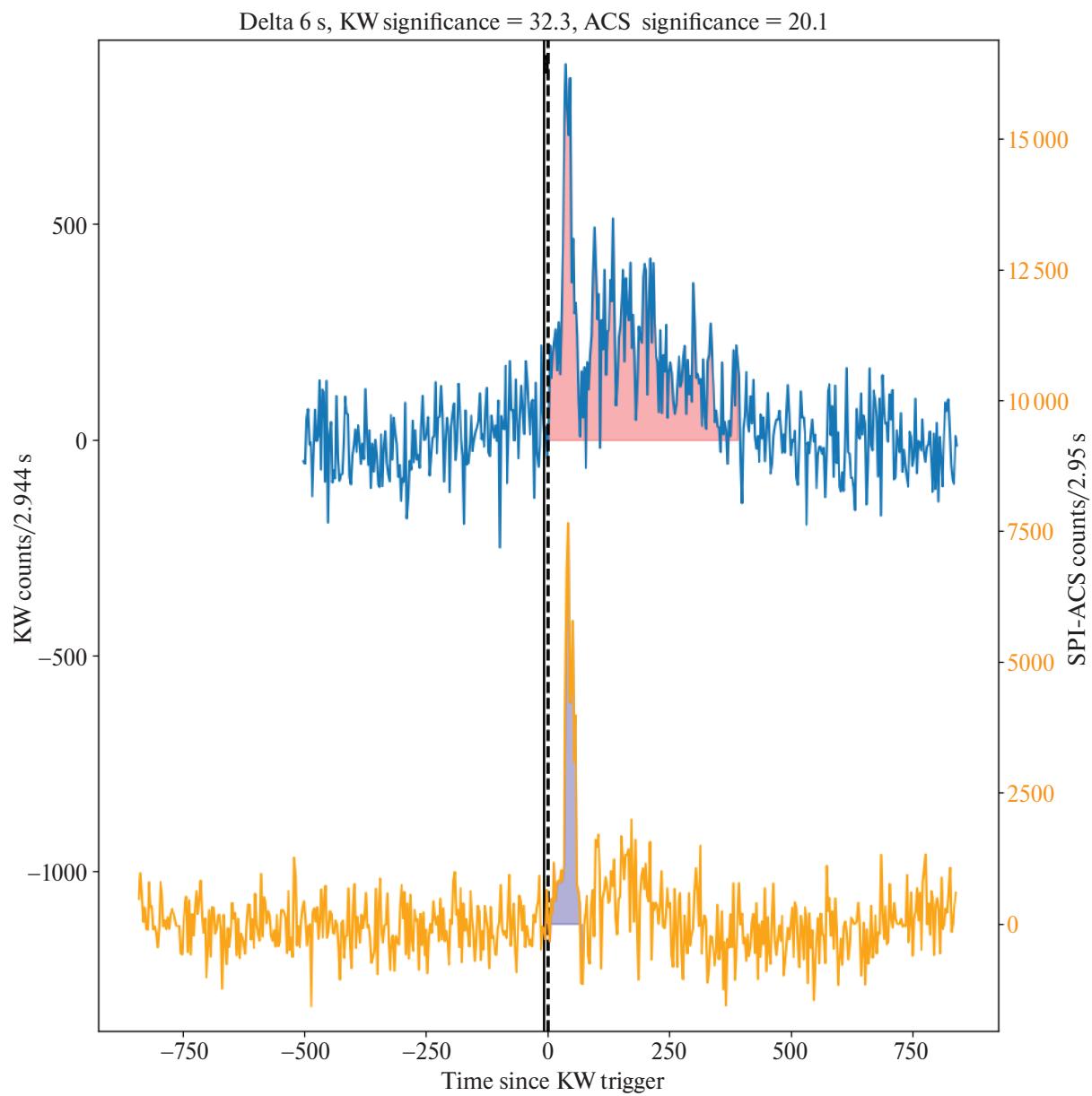


Рис. 18. То же, что на рис. 9, но для кандидата в гамма-всплески GRB 070616.

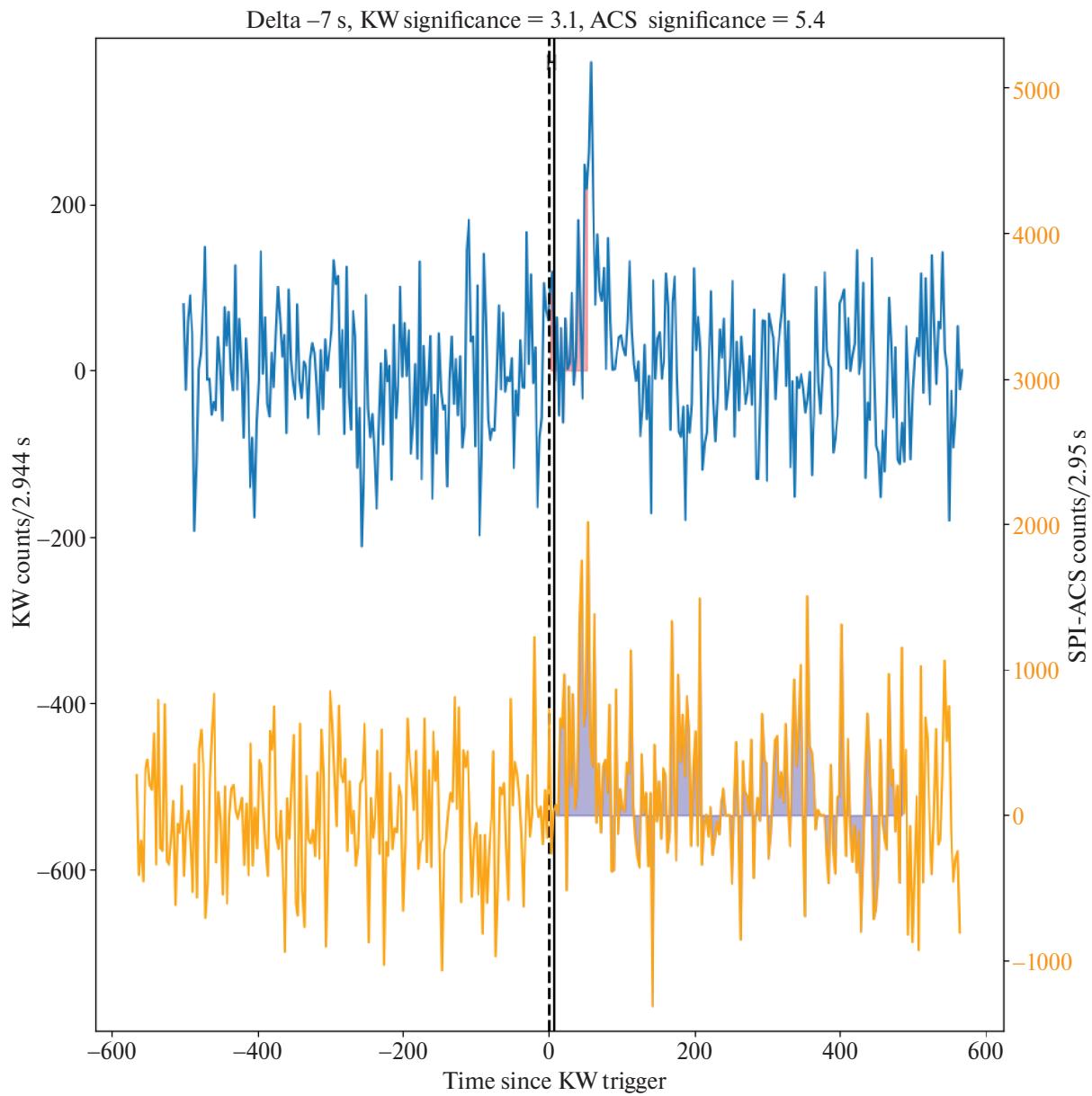


Рис. 19. То же, что на рис. 9, но для кандидата в гамма-всплески GRB 080226.

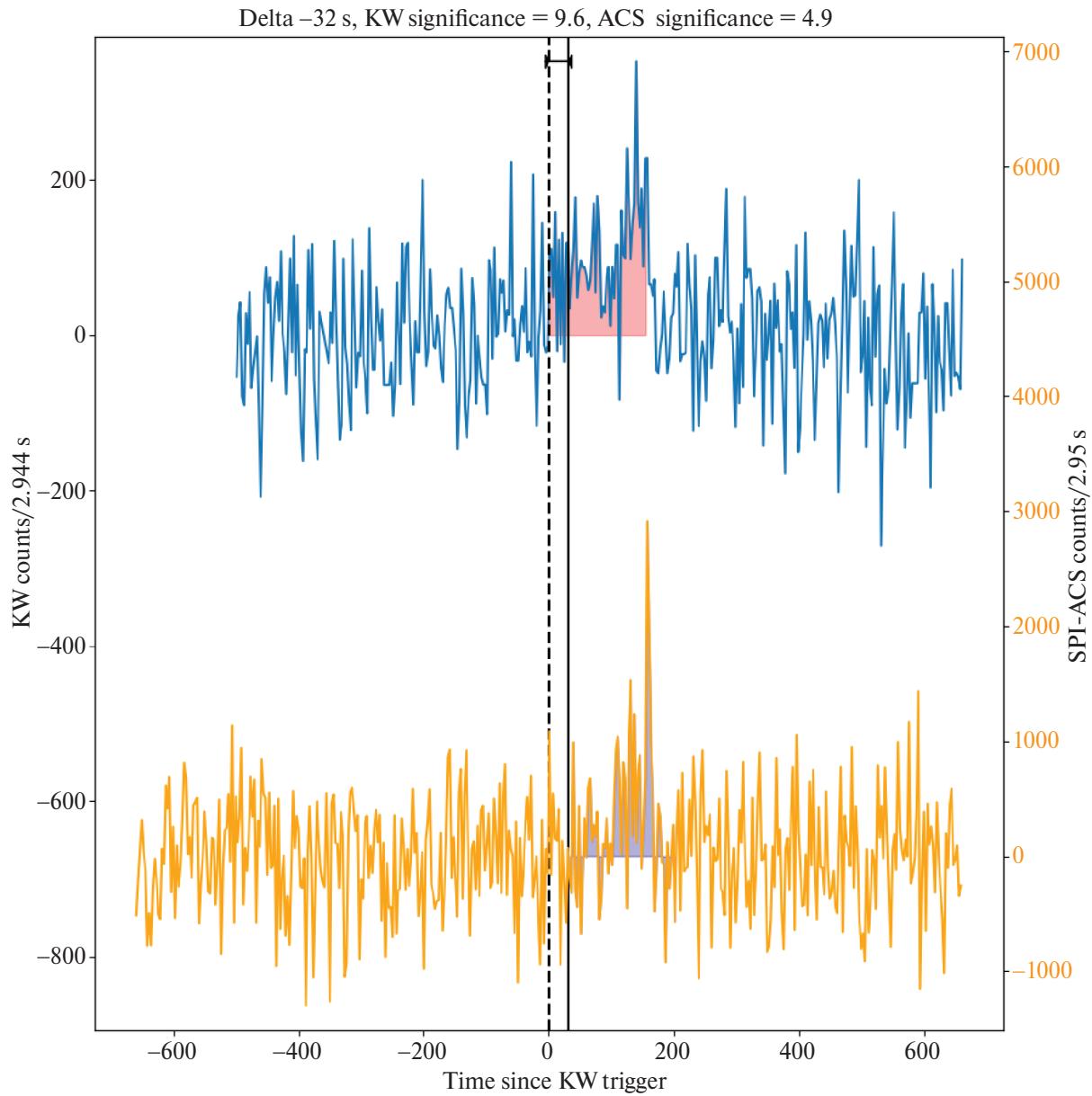


Рис. 20. То же, что на рис. 9, но для кандидата в гамма-всплески GRB 080413.

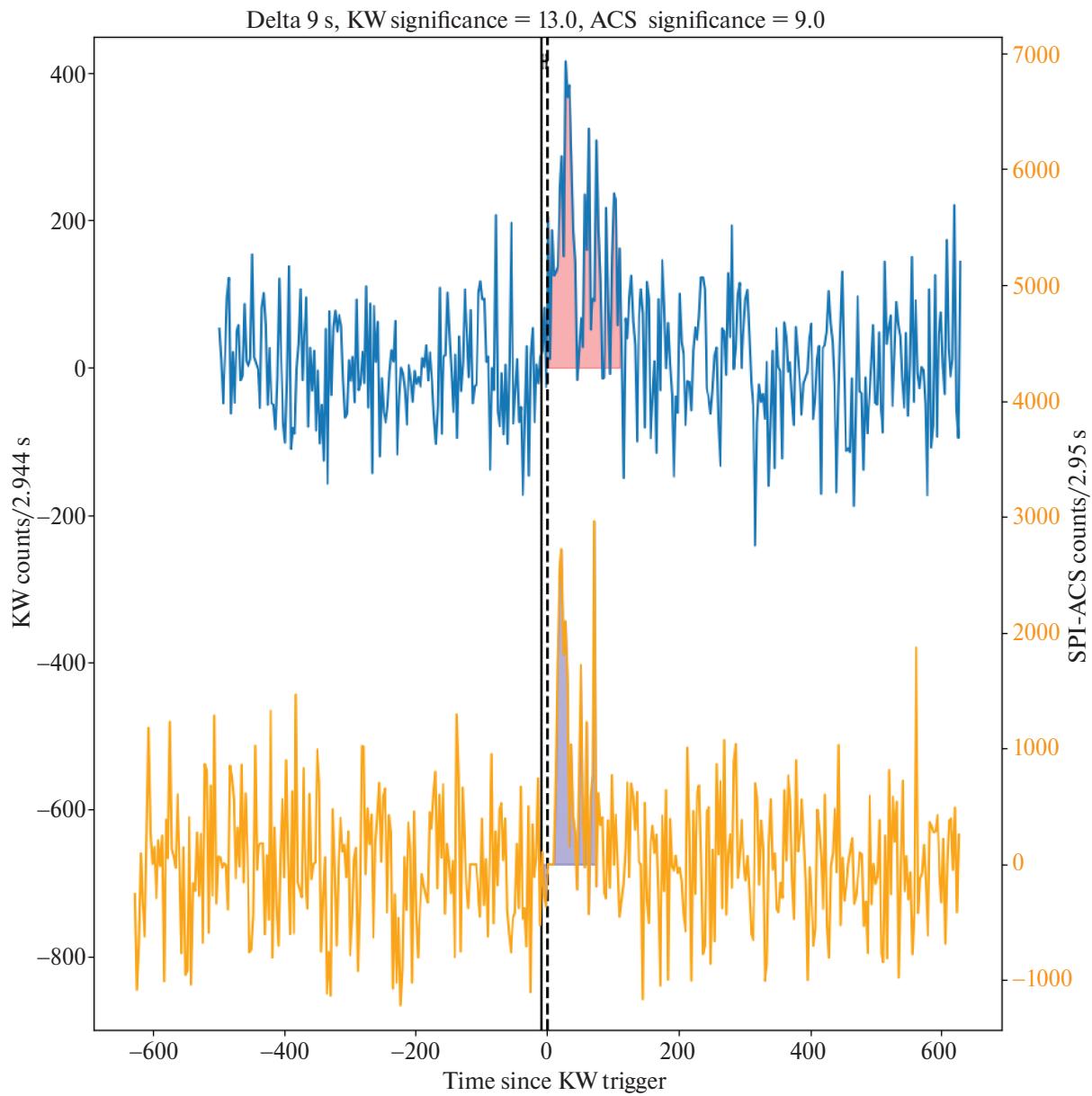


Рис. 21. То же, что на рис. 9, но для кандидата в гамма-всплески GRB 090323.

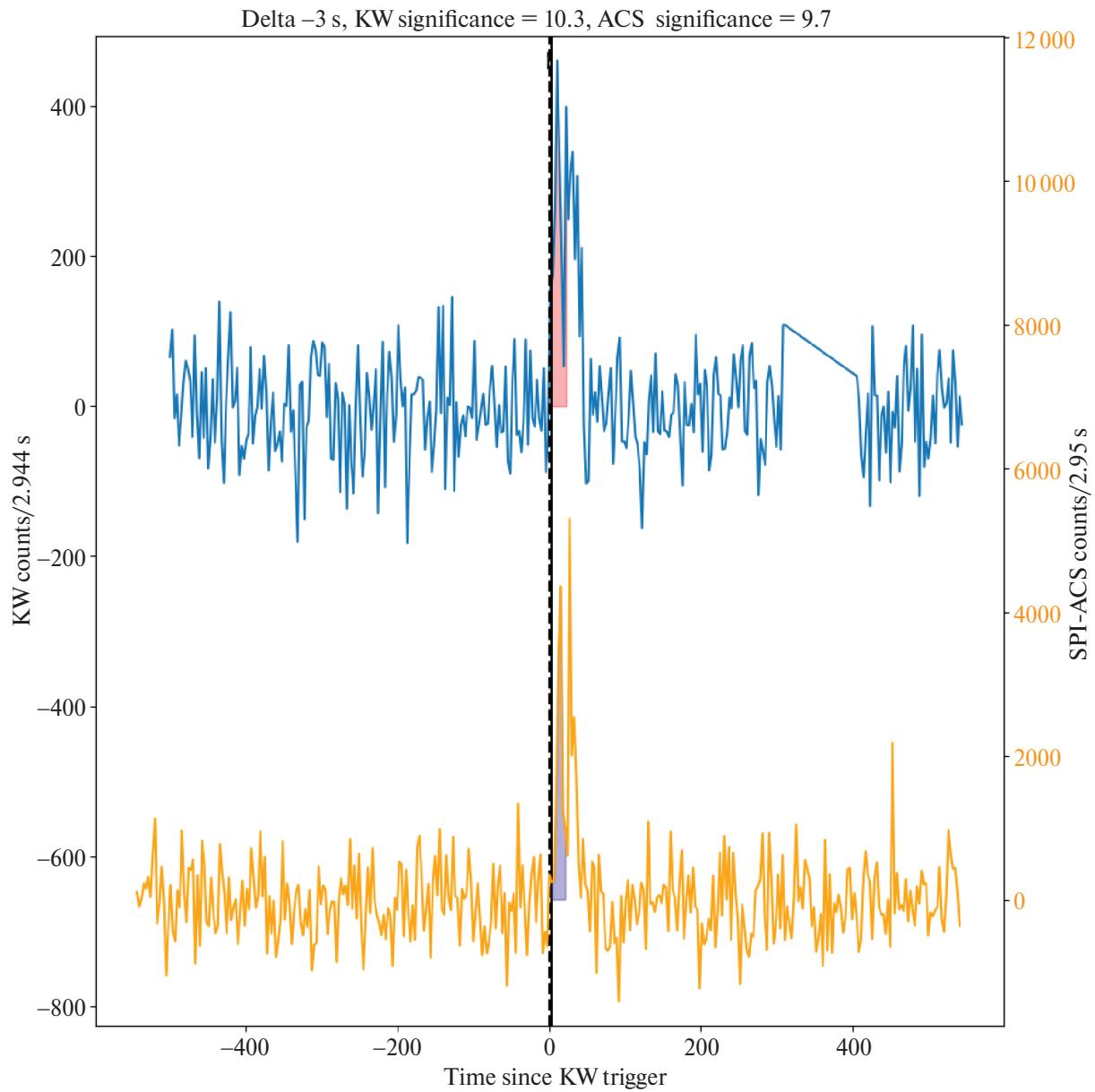


Рис. 22. То же, что на рис. 9, но для кандидата в гамма-всплески GRB 111231.

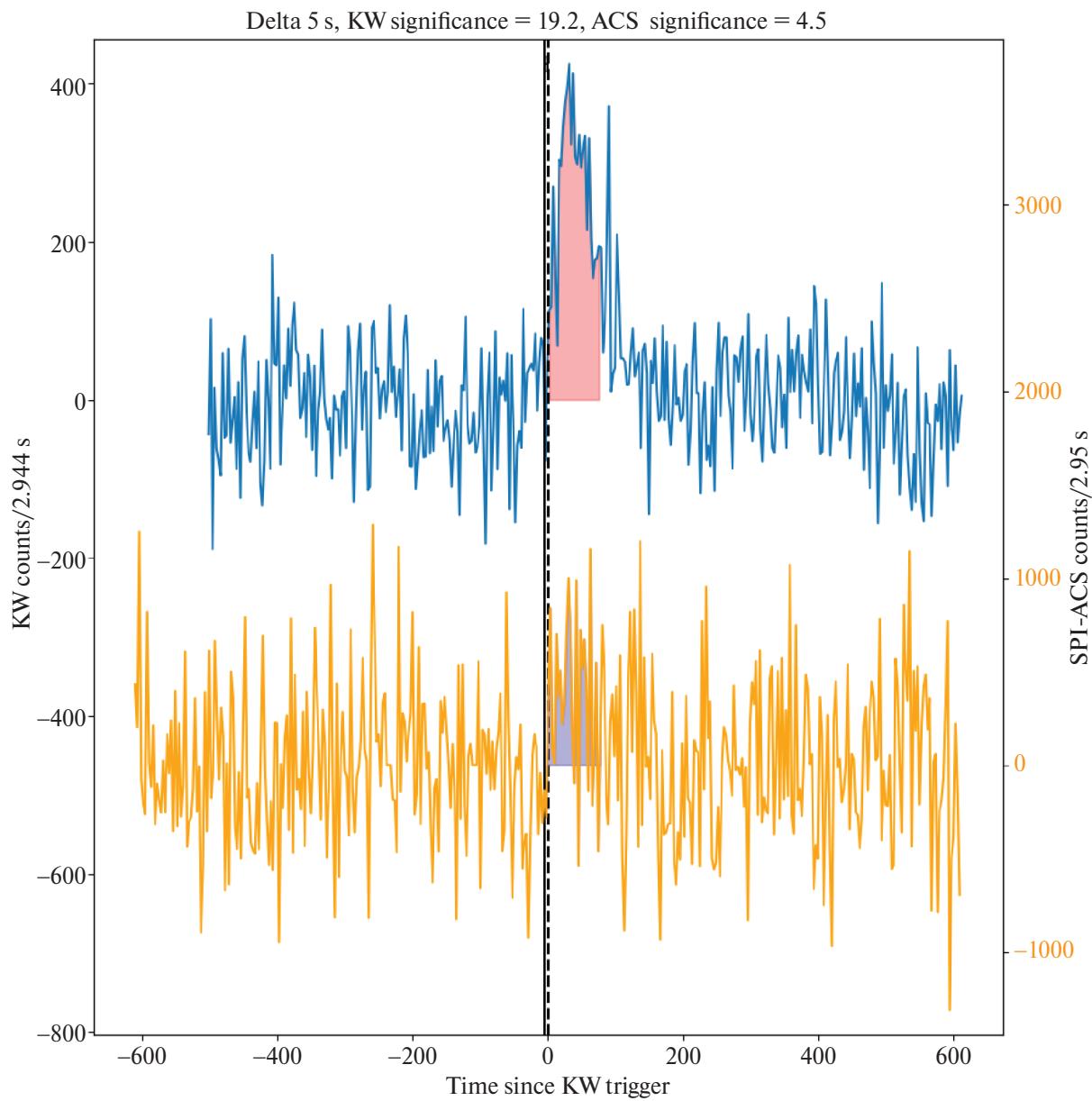


Рис. 23. То же, что на рис. 9, но для кандидата в гамма-всплески GRB 151120.

850 ИСТОЧНИКОВ СРГ/ЕРОЗИТЫ В ПЛЕЯДАХ

© 2024 г. И. М. Хамитов^{1*}, И. Ф. Бикмаев¹, М. Р. Гильфанов^{2,3}, Р. А. Сюняев^{2,3}, П. С. Медведев²

¹Казанский федеральный университет, Казань, Россия

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

³Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

Поступила в редакцию 12.12.2024 г.

После доработки 03.03.2025 г.; принята к публикации 04.03.2025 г.

Используя данные рентгеновского обзора неба телескопом еРОЗИТА орбитальной обсерватории СРГ и оптический каталог из 2209 членов рассеянного звездного скопления Плеяд, построенный на основе данных GAIA, мы нашли 850 рентгеновских источников ассоциированных со звездами скопления. Более 650 из них впервые обнаружены в рентгеновских лучах. На расстоянии Плеяд, номинальная чувствительность еРОЗИТЫ в этой области неба соответствует светимости $L_X \sim 1.6 \times 10^{28}$ эрг/с в диапазоне 0.3–2.3 кэВ. Источники еРОЗИТЫ, ассоциированные с Плеядами, излучают с суммарной светимостью $L_{X,\text{total}} \sim 1.3 \times 10^{32}$ эрг/с, в миллион раз превышающей рентгеновскую светимость спокойного Солнца. Для 27 источников была зарегистрирована сильная, более чем в 10 раз, рентгеновская переменность. Большинство из них известны как эруптивные оптические переменные звезды dM-класса. Величина $R_X = \log(L_X/L_{\text{bol}})$ для звезд Плеяд растет с уменьшением эффективной температуры звезды от $R_X \approx -5$ до $R_X \approx -2$. Распределение звезд по R_X носит бимодальный характер. Левый пик на $R_X \sim -4.3$ образован звездами FGK-классов, а правый пик на $R_X \sim -3.1$ в основном населен звездами M-класса. Характер зависимости величины R_X от числа Россби Ro различен для разных спектральных классов. При малых числах Россби для звезд K- и M-классов $R_X \sim -3$ и слабо зависит от Ro . При $Ro \gtrsim 0.25$ наблюдается быстрое падение R_X для K-звезд, в то время как M-звезд с большими числами Россби в нашей выборке нет. Большинство звезд F- и G-классов лежат в области меньших значений $R_X \sim -4.5$, однако размера нашей выборки недостаточно для более подробной характеристизации зависимости $R_X - Ro$ для них.

Ключевые слова: рентгеновские источники; звезды; рассеянные звездные скопления: Плеяды; инструменты: СРГ/еРОЗИТА, ROSAT/PSPC.

DOI: 10.31857/S0320010824120054, **EDN:** LFFXHE

ВВЕДЕНИЕ

Рассеянное звездное скопление Плеяды насчитывает 2226 членов (по данным GAIA DR3, Жерял и др., 2023) возрастом порядка 120–130 млн лет и находящиеся на среднем расстоянии 135 пк. Достаточно подробный обзор по исследованию возраста и расстояния до скопления приведены в Лодье и др. (2019). Большинство членов скопления составляют звезды M-класса с общей массой порядка $800 M_\odot$. Плеяды, по-видимому, являются одной из наиболее хорошо изученных космических экосистем. Ввиду своей близости и относительно высокой яркости членов скопления (часть из них видна даже невооруженным глазом), Плеяды с инструментальной точки зрения являются удобной мишенью для наблюдений. С научной точки зрения, звезды Плеяд, близкие по возрасту и химсоставу, представляют собой замечательную эволюционную лабораторию как для изучения распределения физических характеристик звезд на ранней стадии эволюции, так и для задач формирования и обитаемости планет. Это объясняет неослабевающий ин-

терес к ним исследователей и научных миссий в широком диапазоне электро-магнитного излучения.

Обнаружение обсерваторией Einstein рентгеновской эмиссии у звезд различных спектральных классов, причем с широким диапазоном уровня светимостей внутри одного класса, открыло направление изучения звезд с рентгеном (Вайана и др., 1981). Область Плеяд стала одной из основных мишеней в такого рода исследованиях. Практически все рентгеновские обсерватории – Einstein (Джаккони и др., 1979), ROSAT (Трюмпер и др., 1991; Пфефферман и др., 1986), Chandra (Вейсскопф и др., 2002) и XMM-Newton (Янсен и др., 2001) проводили длительные наблюдения области Плеяд. В зависимости от глубины, чувствительности и площади покрытия полей получены сведения о рентгеновских источниках Плеяд, но в основном в малой области ядра скопления. Так, обсерватория Einstein провела 14 наведений на область Плеяд в период с 13 августа 1979 г. по 8 февраля 1981 г. Длительность наведений варьировалась с 1.3 до 14.2 кс (Мичела и др., 1985, 1990). При размере площадок $1^\circ \times 1^\circ$ центральная область скопления размером $2^\circ \times 2^\circ$ была покрыта наблюдени-

*Электронный адрес: irek_khamitov@hotmail.com

ями более одного раза. Всего обсерватория Einstein обнаружила 85 рентгеновских источников Плеяд, 20 из которых пришлись на центральную область. Обсерватория ROSAT, проводила наблюдения как в режиме обзора всего неба (Шмитт и др., 1993), так и в режиме длительных точечных наведений (Стайффер и др., 1994; Мичела и др., 1996). Обсерватория ROSAT провела обзор всего неба между 30 июлем 1990 г. и 25 январем 1991 г. В обзоре, для обеспечения одинаковой чувствительности и возможности сравнения с данными обсерватории Einstein, поиски рентгеновских источников в Плеядах были ограничены областью ядра скопления размером $2^\circ \times 2^\circ$. В итоге было найдено 24 рентгеновских источника. В режиме длительных точечных наведений обсерваторией ROSAT наблюдались три области скопления Плеяд: центральное, северовосточное и северозападное. Каждая область, с полем зрения радиусом $\sim 1^\circ$, экспонировалась обсерваторией ROSAT приблизительно по 31, 20 и 26 кс соответственно. Для исследования переменности звезд с рентгеном центральное поле наблюдалось трижды: в феврале и августе 1991 г. и в августе 1992 г. Оставшиеся две области с небольшим перекрытием с центральным полем в сентябре 1991 г. Была отождествлена 171 звезда скопления Плеяд, причем в центральном поле было найдено 99 источников. Что же касается наблюдений обсерватории Chandra, то область ядра скопления Плеяд наблюдалась дважды по 38.4 и 23.6 кс соответственно, 18 сентября 1999 г. и 20 марта 2000 г. (Кришнамурти и др., 2001; Даниель и др., 2002). В поле размером $17' \times 17'$ среди 99 рентгеновских источников были отождествлены 23 звезды, принадлежащие Плеядам. Длительные мониторинговые наблюдения восьми избранных звезд Плеяд также проводились обсерваторией XMM-Newton. Первые наблюдения были выполнены 1 сентября 2000 г. длительностью ~ 40 кс (Бриггс, Пай, 2003). А в феврале 2015 г. с целью изучения вспышечной активности звезд как в рентгеновском, так и в оптических диапазонах, наблюдались 12 известных звезд Плеяд одновременно с оптическими наблюдениями космической обсерватории Kepler (Гуарчелло и др., 2019).

Область неба вокруг Плеяд вошла в пять обзоров неба (с относительно равномерным времененным покрытием по полю), полученных с помощью рентгеновского телескопа еРОЗИТА (Предель и др., 2021) на борту орбитальной обсерватории СРГ (Сюняев и др., 2021). В настоящей работе мы представляем наиболее полный к настоящему времени каталог 850 рентгеновских источников, ассоциированных со звездами Плеяд. Отождествление было проведено на основе данных еРОЗИТА и оптического каталога членов скопления Плеяд (Жерял и др., 2023). Каталог рентгеновских источников вместе с архивными данными предыдущих миссий, наряду с эволюционными и популяционными задачами, позволяет изучать вспышечную активность звезд скопления на масштабах до 30–40 лет.

ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ В ПЛЕЯДАХ

Данные телескопа еРОЗИТА

Область Плеяд наблюдалась обсерваторией СРГ с относительно равномерным времененным покрытием по полю с экспозицией ~ 750 с. В результате, в диапазоне энергий 0.3–2.3 кэВ была достигнута чувствительность по потоку $F_{X,0.3-2.3} \sim 7.4 \times 10^{-15}$ эрг/с/см². На рис. 1 показано рентгеновское изображение в псевдоцветах области Плеяд размером $6^\circ \times 6^\circ$. RGB-изображение составлено по данным еРОЗИТА в трех энергетических диапазонах: от 300 до 600 эВ (красный цвет), от 600 эВ до 1.0 кэВ (зеленый цвет) и от 1 до 2.3 кэВ (синий цвет). Для отождествления рентгеновских источников в Плеядах использовался рентгеновский каталог точечных источников еРОЗИТА, составленный по сумме пяти обзоров неба в диапазоне 0.3–2.3 кэВ. Рентгеновские потоки, приведенные в каталоге еРОЗИТА, были пересчитаны для модели теплового излучения оптически тонкой плазмы с температурой 150 эВ в предположении нулевой колонки нейтрального водорода на луче зрения, $NH = 0$, для того же диапазона 0.3–2.3 кэВ. Для температуры 300 (500) эВ, приведенные светимости следует умножить на коэффициент 0.83 (0.81). Умеренные значения колонковой плотности, $NH \sim 10^{20}$ см⁻² изменяют эти значения на несколько процентов. Мы не пытались применить болометрическую коррекцию рентгеновских светимостей в силу ее большой неопределенности. Каталог был отфильтрован по порогу достоверности детектирования, соответствующего 4 σ (порог по величине правдоподобия ≥ 10). Кроме того, было использовано ограничение по размеру круга 98% ошибки локализации рентгеновского источника ($r98$). Для дальнейшего анализа использовались источники еРОЗИТА, удовлетворяющие условию $r98 < 20''$.

Отождествление оптических компонентов

В качестве опорного каталога для идентификации рентгеновских источников еРОЗИТА в Плеядах был использован наиболее полный и обширный к настоящему времени каталог членов ближайших рассеянных скоплений в том числе и Плеяд, представленный в работе Жерял и др. (2023). Отбор членов скоплений в данном каталоге основан на исключительной астрометрии каталогов GAIA DR3 в пяти, либо в полном шестимерном пространствах пространственных и кинематических параметров. Далее будем называть его "6d-каталогом". Различие между отбором в пятимерном или шестимерном пространстве пространственных и кинематических параметров связано с наличием или отсутствием данных о лучевых скоростях звезд. В пределах приливного радиуса скопления ($r_{tidal} = 11.28 \pm 0.03$ пк), было отождествлено 1355, так называемых действительных членов. В целом в 6d-каталоге

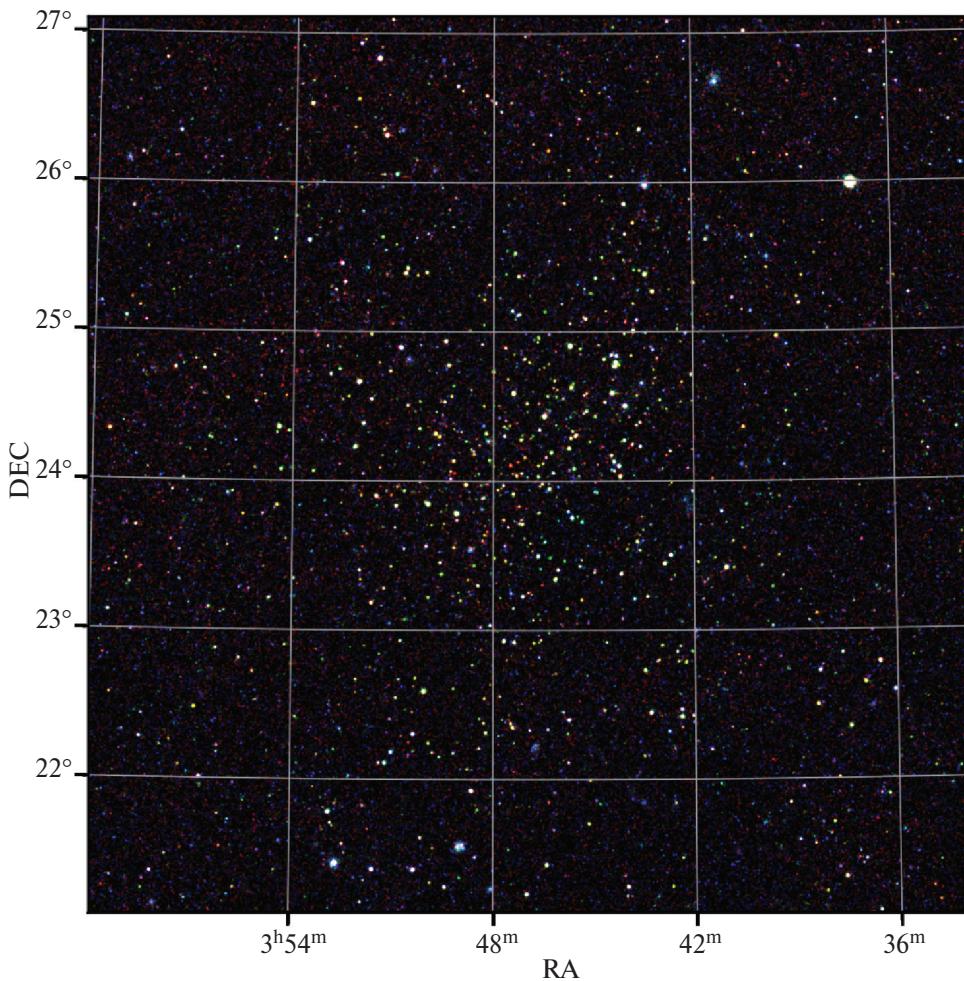


Рис. 1. Рентгеновское изображение области рассеянного звездного скопления Плеяды размером $6^{\circ} \times 6^{\circ}$, составленное по данным рентгеновского телескопа eROSITA космической обсерватории СРГ. При построении RGB-изображения использовались следующие энергетические диапазоны: от 300 до 600 эВ в красном цвете, от 600 эВ до 1.0 кэВ в зеленом цвете и от 1 до 2.3 кэВ в синем цвете.

Плеяды представлены членами, находящимися на расстоянии от центра скопления до трех приливных радиусов, общим числом 2226. Однако из 6d-каталога были исключены все звезды с $G < 5^m$. Данное ограничение обусловлено инструментальным особенностями системы регистрации eROSITY, связанными с утечками в ультрафиолетовой части спектра. Кроме того, поскольку российский консорциум eROSITY отвечает за обработку данных на восточной Галактической полусфере, рассматривались только звезды Плеяд в данной области неба. В итоге, для дальнейшего анализа из 6d-каталога использовалось 2209 звезд. Отметим, что это ограничение затрагивает лишь периферийную часть Плеяд, содержащую около $\sim 1\%$ звезд скопления, и не касается области внутри приливного радиуса, исследованию которой посвящена большая часть настоящей статьи.

Каталог рентгеновских источников eROSITY был скоррелирован с 6d-каталогом Плеяд, при этом для поиска совпадений использовался радиус $r98$. Всего было найдено 850 рентгеновских источников

eROSITY, в круге ошибок которых содержится хотя бы одна звезда Плеяд, причем для 38 источников в круге ошибок было найдено две звезды Плеяд.

КАТАЛОГ ЯРКИХ В РЕНТГЕНЕ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ ПО ДАННЫМ eROSITY

Часть каталога из 850 рентгеновских источников eROSITY, ассоциированных со звездами в Плеядах, представлена в табл. 1. Полностью каталог будет представлен в электронном виде в Центре астрономических данных в Страсбурге.

Болометрическая светимость и спектральные классы были оценены интерполяцией зависимости данных параметров от абсолютной звездной величины (MG) в полосе G (GAIA DR3) для звезд главной последовательности. Для этого использовалась версия таблиц Мамажека (*Version 2022.04.16*), первоначально опубликованная в Пеко и Мамажек (2013). Таким же образом была получена оценка эффективной температуры (T_{eff}) и массы в единицах масс Солнца M/M_{\odot} .

Таблица 1. Рентгеновские источники еРОЗИТА, ассоциированные со звездами в Плеядах

SRGe+	Gaia DR3+	RA (°)	DEC (°)	G (mag)	r98 (")	sep (")	N	L _X	L _{X_err}	log $\frac{L_X}{L_{bol}}$ (dex)	X _{var}	S _{pT}
J025845.9+212815	108606322618018432	44.6915	21.4702	9.3	3.0	2.1	1	9.25	0.82	-4.01	1.5	F7V
J030319.1+314527	135368508653824768	45.8281	31.7582	15.0	8.6	5.1	1	0.60	0.14	-3.16	>1.8	M2.5V
J030417.5+190747	59777943236934528	46.0721	19.1281	15.7	10.8	6.3	1	0.51	0.16	-3.15	>1.3	M3V
J030426.4+331703	136166066901394048	46.1100	33.2838	16.5	6.3	0.9	2	0.85	0.18	-2.64	>9.1	M3.5V
J030649.7+174135	34825351478452352	46.7092	17.6929	16.5	8.6	7.2	1	0.46	0.14	-2.91	>1.0	M3.5V
J030801.4+291427	122767864881453568	47.0055	29.2418	16.1	6.3	4.1	1	0.57	0.12	-2.82	>2.0	M3.5V
J030805.2+284213	121962197736025216	47.0235	28.7039	14.6	5.6	5.8	1	1.21	0.17	-2.93	>7.2	M2.5V
J030936.2+245422	111721552594418304	47.4008	24.9065	12.1	4.6	1.3	2	2.46	0.26	-3.48	10.5	K5V

Примечание. Полная таблица доступна в архиве Центра астрономических данных в Страсбурге. Столбцы имеют следующие обозначения: 1) идентификационный номер в каталоге СРГ/еРОЗИТА; 2)–5) идентификационный номер, прямое восхождение и склонение в градусах (J2000.0), звездная величина в полосе *G* согласно Gaia DR3; 6) *r98* – радиус 98% круга позиционных ошибок источников еРОЗИТА в угл. сек; 7) расстояние между рентгеновским и оптическим положениями источника в угл. сек; 8) *N* – число оптических источников Gaia DR3 внутри *r98*; 9) оценка рентгеновской светимости источника по данным пяти обзоров еРОЗИТА в диапазоне 0.3–2.3 кэВ в единицах $\times 10^{29}$ эрг/с; 10) ошибка на рентгеновскую светимость источника в единицах $\times 10^{29}$ эрг/с; 11) логарифм отношения рентгеновской светимости *L_X* по данным пяти обзоров еРОЗИТА в диапазоне 0.3–2.3 кэВ к болометрической светимости *L_{bol}* звезды; 12) *X_{var}* – фактор рентгеновской переменности, определенный как отношение между максимальным и минимальным значениями потока, зарегистрированного в пяти обзорах еРОЗИТА с учетом ошибки измерения потока; 13) *S_{pT}* – спектральный класс звезды.

При определении *L_{bol}*, *S_{pT}*, *T_{eff}* и *M/M_⊙* не учитывалась двойственность объектов. Согласно Торрес и др. (2021), в нашем каталоге отождествлено небольшое число, всего 35, спектрально-двойных объектов. Однако реальное число двойных звезд в Плеядах должно быть значительно больше. В частности, предположение об одиночности звезд может приводить к некорректным решениям Gaia для двойных звезд и затруднять их классификацию как членов скопления. В целом отметим, что для систем с *q* близким к 1 параметр *R_X* будетискажаться не сильно (рентгеновская светимость увеличится приблизительно так же, как и болометрическая светимость такой системы). Напротив, системы с малыми значениями *q* при сравнимых абсолютных значениях рентгеновских светимостей звезд ранних и поздних спектральных классов (рис. 6) могут привести к недооценке параметра *R_X* – приблизительно пропорционально отношению болометрических светимостей компонент двойной системы. На диаграмме цвет–светимость в предельном случае спектрально-двойных систем с *q* ~ 1, регистрируемая абсолютная звездная величина (MG) будет смещена на 0.75 звездной величины. На рис. 2 чуть выше главной последовательности хорошо видна немногочисленная группа таких фотометрических двойных систем.

В табл. 1 рентгеновские источники, в пределах *r98* которых имеется более одной звезды Плеяд, отмечены символом (*) в идентификационном номере источников еРОЗИТА. Угловое разрешение телескопов еРОЗИТА недостаточно для однозначной идентификации этих рентгеновских источников.

Фактор рентгеновской переменности *X_{var}* был определен как отношение между максимальным и

минимальными потоками, зарегистрированными в ходе пяти обзоров неба. Потоки в индивидуальных обзорах измерялись методом принудительной PSF-фотометрии. Для этого распределение отсчетов на рентгеновском изображении аппроксимировалось функцией отклика на точечный источник телескопа с учетом карты фона. Аппроксимация производилась методом максимального правдоподобия с учетом Пуассоновского распределения отсчетов, а положение источника было зафиксировано на положении, определенном по сумме данных всех пяти обзоров, таким образом, единственным параметром аппроксимации был поток от источника. При выборе максимального и минимального значения потока, в тех обзорах, в которых источник был зарегистрирован со значением правдоподобия не менее 6 (что соответствует уровню достоверности $\approx 3\sigma$ для Гауссова распределения), использовалось измеренное значение потока. В случае, если в обзоре достоверность детектирования источника не достигала 6, при определении минимального потока использовался 3σ верхний предел на поток в этом обзоре, а в определении максимального потока это измерение не участвовало. В случае, если ни в одном из обзоров неба источник не детектировался с правдоподобием > 6 , то значение *X_{var}* для этого источника считалось неопределенным.

СВОЙСТВА ЗВЕЗД С РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ВНУТРИ ПРИЛИВНОГО РАДИУСА СКОПЛЕНИЯ ПЛЕЯД

Для исследования свойств звезд с рентгеном в Плеядах мы ограничились областью внутри приливного радиуса (11.2 пк). Всего из 6d-каталога в дан-

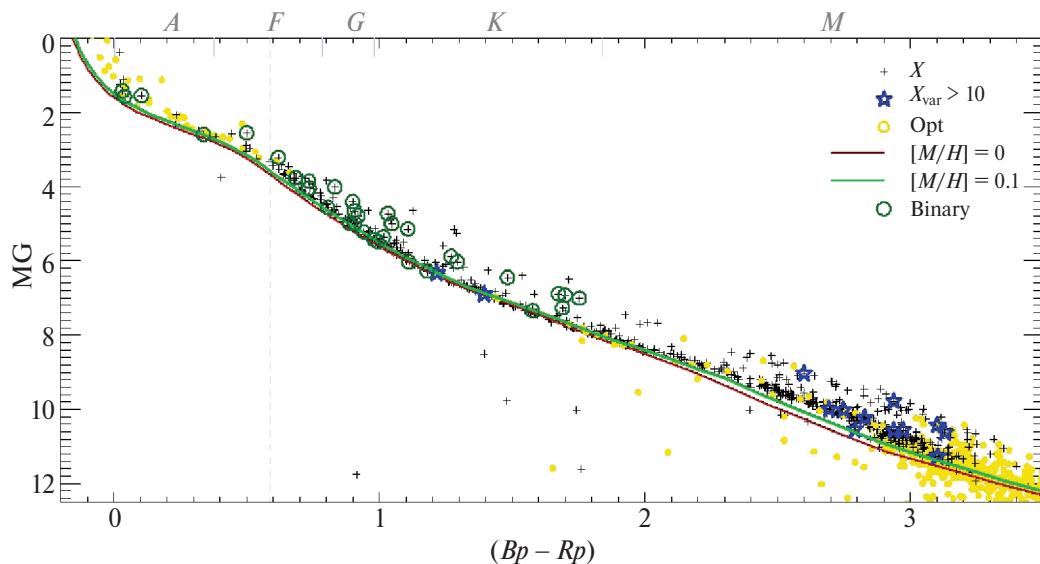


Рис. 2. Зависимость цвет ($Bp - Rp$) – абсолютная звездная величина (MG) источников Плеяд внутри приливного радиуса. Черными крестиками показаны звезды с рентгеном, регистрируемые еРОЗИТА, а желтые кружочки – звезды с уровнем рентгена ниже чувствительности еРОЗИТА. Зелеными кружочками отмечены источники с рентгеном, у которых обнаружена двойственность по спектральным наблюдениям (Торрес и др., 2021). Красной и зеленой линиями показаны изохроны, рассчитанные по ресурсу *PARSEC v1.2S* (Брессан и др., 2012), с фиксированным звездным возрастом в 125 млн лет и металличностью: $[M/H] = 0.0$ (солнечная) и $[M/H] = 0.1$ соответственно. Вертикальным пунктиром показана условная граница звезд Главной Последовательности с наличием конвективной зоны. Синими звездочками отмечены рентгеновский источники, показывающие сильную переменность $X_{var} > 10$.

ную выборку попадает 1349 звезд. Число источников еРОЗИТА, ассоциированных со звездами Плеяд, равно 688, т.е. еРОЗИТА детектирует рентгеновское излучение более чем от половины звезд внутри приливного радиуса Плеяд.

Диаграмма цвет–светимость

Диаграмма цвет–светимость для звезд внутри приливного радиуса Плеяд показан на рис. 2. На ней звезды с рентгеновским излучением показаны черными крестиками, а звезды не детектируемые еРОЗИТА желтыми кружочками. Зелеными кружочками отмечены источники с рентгеном, у которых обнаружена двойственность по спектральным наблюдениям (Торрес и др., 2021). Также синими символами показаны звезды с показателем рентгеновской переменности $X_{var} > 10$, т.е. те источники, которые показывают переменность рентгеновского потока более чем на порядок. Примечательно, что основная доля сильно-переменных рентгеновских источников относится к карликам М-класса.

На рис. 2 красной линией показана изохрона, рассчитанная по ресурсу *PARSEC v1.2S* (Брессан и др., 2012), с фиксированным звездным возрастом в 125 млн лет и солнечной металличностью. Металличность звезд в Плеядах была определена по 10 членам скопления на основе спектроскопии с высоким спектральным разрешением и фотометрическими методами (Нетопил и др., 2016, и ссылки в ней). Полученные оценки $[M/H]_{sp} = -0.01 \pm 0.05$ dex и $[M/H]_{phot} = -0.04 \pm 0.11$ dex близки к солнечной металлично-

сти. На рис. 2 наблюдается систематическое смещение звезд класса М, составляющих главную последовательность (ГП), от данной модельной изохроны. Такое поведение справедливо как для источников с рентгеном, так и звезд Плеяд с уровнем рентгеновского излучения ниже предела чувствительности еРОЗИТА. Расхождение чуть меньше для изохрон с металличностью $[M/H] = 0.1$ (зеленая линия на рис. 2). Это смещение может быть связано с недостатками использованной модельной изохроны или более сложными эффектами (см., например, Белл и др., 2012), однако исследование его причин выходит за рамки данного исследования.

На рис. 2 также хорошо видна группа источников, расположенных выше наблюдаемой ГП, так называемых фотометрических двойных систем. Помимо двойственности систем, наличие пятен у активных звезд может привести к покраснению регистрируемых цветов и в меньшей степени повлиять на интегральный поток в видимой области. Расчеты, выполненные для солнечной металличности, показывают, что цвета быстрых роторов хорошо описываются моделями с высокой запятненностью поверхности у звезд позднего спектрального класса Плеяд. Напротив, медленно вращающиеся источники описываются изохронами без пятен (Сомерс и др., 2020).

Звезды с рентгеновским излучением обнаруживаются во всех спектральных диапазонах – от раннего А-класса и до поздних М-карликов (M5V), однако их относительная доля возрастает позднее класса F5, с которого начинается условная граница нали-

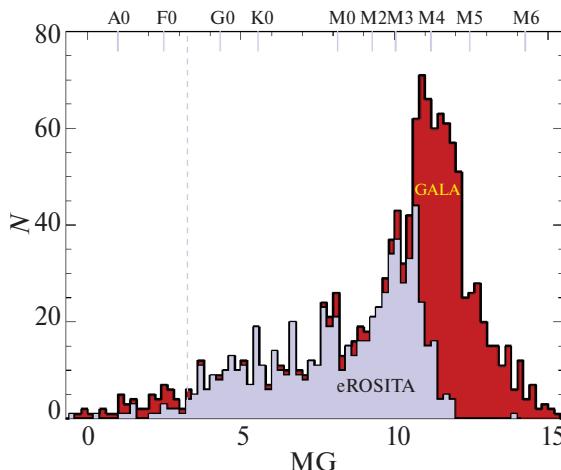


Рис. 3. Распределение числа звезд по абсолютной звездной величине (MG). Выборка звезд Плеяд внутри приливного радиуса скопления (11.2 пк). Красным цветом показано распределение по всей выборке из 6d-кataloga (GAIA), сиреневым – звезды с рентгеном по данным еРОЗИТА. Вертикальным пунктиром отмечена условная граница звезд с наличием конвективной зоны.

чия конвективной зоны. На рис. 2 эта граница показана вертикальной пунктирной линией. Отсутствие звезд с рентгеном на правом конце главной последовательности, среди звезд слабее 11 абсолютной звездной величины, объясняется пределом чувствительности еРОЗИТА.

Распределение звезд с рентгеновским излучением в Плеядах по спектральным классам

Распределение звезд внутри приливного радиуса Плеяд по спектральным классам показано на рис. 3. На рисунке приведены распределения всех звезд и звезд с рентгеном. Гистограммы построены по абсолютной звездной величине с бинированием по $0.^m75$. Как и на рис. 2, вертикальной штриховой линией показана условная граница звезд ГП с наличием конвективной зоны.

На рис. 4 показана зависимость от спектрального класса доли звезд с рентгеновским излучением. Ошибки в каждом бине вычислялись в предположении биномиального распределения числа рентгеновских источников¹. Результаты подсчетов доли звезд с рентгеном в широких интервалах по спектральным классам приведены в табл. 2.

С точки зрения наличия детектируемого рентгеновского излучения, на рис. 3 и 4 можно выделить три интервала спектральных классов: 1) звезды ранее класса F5, 2) звезды класса F5-M3 и 3) звезды

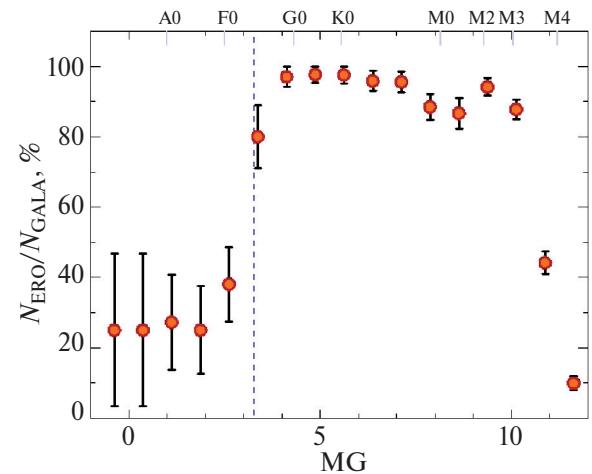


Рис. 4. Доля звезд с рентгеном внутри приливного радиуса Плеяд в зависимости от абсолютной звездной величины (MG). Вертикальной штриховой линией показана условная граница звезд с наличием конвективной зоны.

Таблица 2. Распределение доли звезд Плеяд с рентгеновским излучением по спектральным диапазонам в пределах приливного радиуса 11.2 пк

Спектральный диапазон	N_{opt} (GAIA)	N_X (eРОЗИТА)	N_X/N_{opt} (%)	σ (%)
Ранее F5	57	19	33.3	6.2
F5-G0	41	39	95.1	3.4
G0-K0	64	62	96.9	2.2
K0-M0	192	180	93.7	1.7
M0-M1	51	43	84.3	5.1
M1-M2	38	34	89.5	5.0
M2-M3	118	110	93.2	2.3
M3-M4	309	173	56.0	2.8
M4-M5	321	27	8.4	1.5
Позднее M5	158	1	0.6	0.6
Всего	1349	688	51.0	1.4

позднее класса M3. Первая группа характеризуется отсутствием у звезд конвективной зоны и низкой рентгеновской светимостью, несмотря на большую светимость в оптическом диапазоне. Соответственно, число звезд, детектируемых еРОЗИТА, невелико и ограничено чувствительностью рентгеновского обзора. Доля звезд с рентгеновским излучением составляет всего треть от общего числа звезд GAIA в данной группе. Учитывая, что рентгеновская светимость звезд А-класса (Дрейк и др., 2014; Гюнтер и др., 2022) значительно ниже уровня предельной светимости, достигнутой в обзоре еРОЗИТА на расстоянии Плеяд, регистрируемое рентгеновское излучение звезд этой группы обусловлено, по-видимому, вторичным компонентом в двойной системе. Второй интервал по спектральным классам демонстрирует высо-

¹Если N_{gaia} – полное число источников в бине, из которых от N_{ero} зарегистрировано рентгеновское излучение, то $p = N_{\text{ero}}/N_{\text{gaia}}$ – оценка доли звезд с рентгеновским излучением в данном бине. Предполагая биномиальное распределение, ожидаемая дисперсия $\text{Var}(N_{\text{ero}}) = N_{\text{gaia}} * p * (1 - p) = N_{\text{ero}} * (1 - N_{\text{ero}}/N_{\text{gaia}})$. Следовательно, $\sigma = \sqrt{N_{\text{ero}} * (1 - N_{\text{ero}}/N_{\text{gaia}})}$.

кую долю звезд с рентгеновским излучением – выше ~80–90%. В третьем интервале спектральных классов падает абсолютное значение светимости звезд в оптическом и рентгеновском диапазонах, и число звезд, детектируемых еРОЗИТА ограничено чувствительностью рентгеновского обзора.

На рис. 4 обращает на себя внимание особенность в поведении доли звезд с рентгеном на спектральных классах M0–M3. Эта особенность может быть интерпретирована как провал на спектральных классах M0–M1 или как подъем в районе M2–M3. Статистическая значимость этой особенности в наших данных не превышает $\sim 2\sigma$, поэтому мы отложим ее более подробное обсуждение на последующие работы, если ее существование будет подтверждено с более высокой достоверностью.

Рентгеновская переменность

На рис. 5 показана зависимость параметра рентгеновской переменности X_{var} , введенного выше, от абсолютной звездной величины и пиковой рентгеновской светимости. Источники, у которых удается определить лишь нижнюю границу параметра X_{var} , показаны в виде красных стрелок. Можно заметить, что позднее класса M2 отмечается рост рентгеновской переменности.

Для 27 источников Плеяд зарегистрирована переменность с $X_{\text{var}} \geq 10$, из них 13 расположены внутри приливного радиуса скопления. У трех сильно-переменных источников в круге ошибок $r98$ находится две звезды Плеяд, это SRGeJ034422.1+244606, SRGe034707.1+234252 и 034916.7+240059.

Как видно на рис. 5, почти все сильно-переменные объекты не детектировались в состоянии с минимальным потоком. Они относятся к холодным звездам

M-класса и известны как эруптивные оптические переменные звезды, а их сильная рентгеновская переменность связана в основном со звездными вспышками. Их изучению будет посвящена отдельная статья.

Также из рис. 5 (правая панель) видно, что для источников с пиковой рентгеновской светимостью ниже $\sim 10^{29}$ эрг/с есть только нижние пределы на фактор переменности X_{var} . Это связано с тем, что порог детектирования в отдельном скане примерно в 3 раза хуже, чем порог чувствительности по всем данным и может превышать $\sim 5 \times 10^{28}$ эрг/с. Из-за некоторой переменности и/или Пуассоновских вариаций, для источников слабее $\sim 10^{29}$ эрг/с хотя бы в одном обзоре неба источник не детектируется и в соответствии с определением X_{var} для таких источников мы получаем лишь нижний предел на эту величину.

Зависимость рентгеновской светимости звезд Плеяд от эффективной температуры

В распределении рентгеновской светимости звезд Плеяд в целом нет определенной зависимости от эффективной температуры звезд. Наблюдается широкий диапазон спектральных классов звезд от раннего (без конвективной зоны) до поздних M-классов (рис. 6). Максимальные значения рентгеновской светимости зарегистрированы у звезд солнечного типа $L_X \sim 2 \times 10^{30}$ эрг/с, что на два порядка выше предельной чувствительности еРОЗИТЫ на среднем расстоянии до Плеяд 135 пк. Также обращает на себя внимание, что у звезд G-класса ($5000 \text{ K} < T_{\text{eff}} < 6000 \text{ K}$) источники с минимальной рентгеновской светимостью существенно превышают порог чувствительности еРОЗИТЫ.

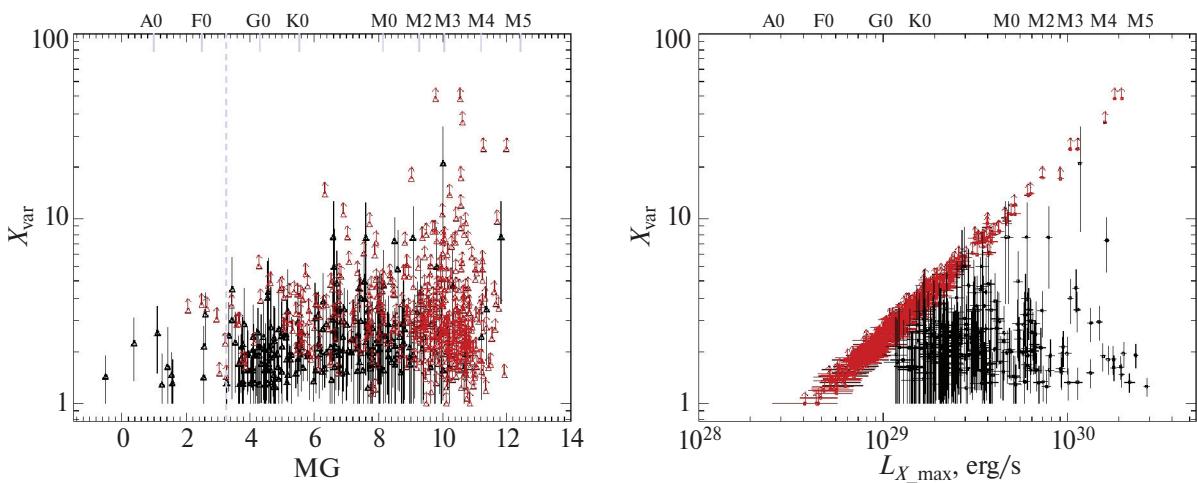


Рис. 5. Зависимость параметра рентгеновской переменности X_{var} от абсолютной звездной величины (левая панель) и пиковой рентгеновской светимости (правая панель). Красными стрелками показаны нижние пределы на X_{var} для источников, которые не детектируются в состоянии с минимальным потоком. Для таких источников нижний предел на X_{var} примерно пропорционален рентгеновскому потоку, как это видно из правого рисунка. На левом рисунке вертикальной штриховой линией отмечена условная граница звезд с наличием конвективной зоны.

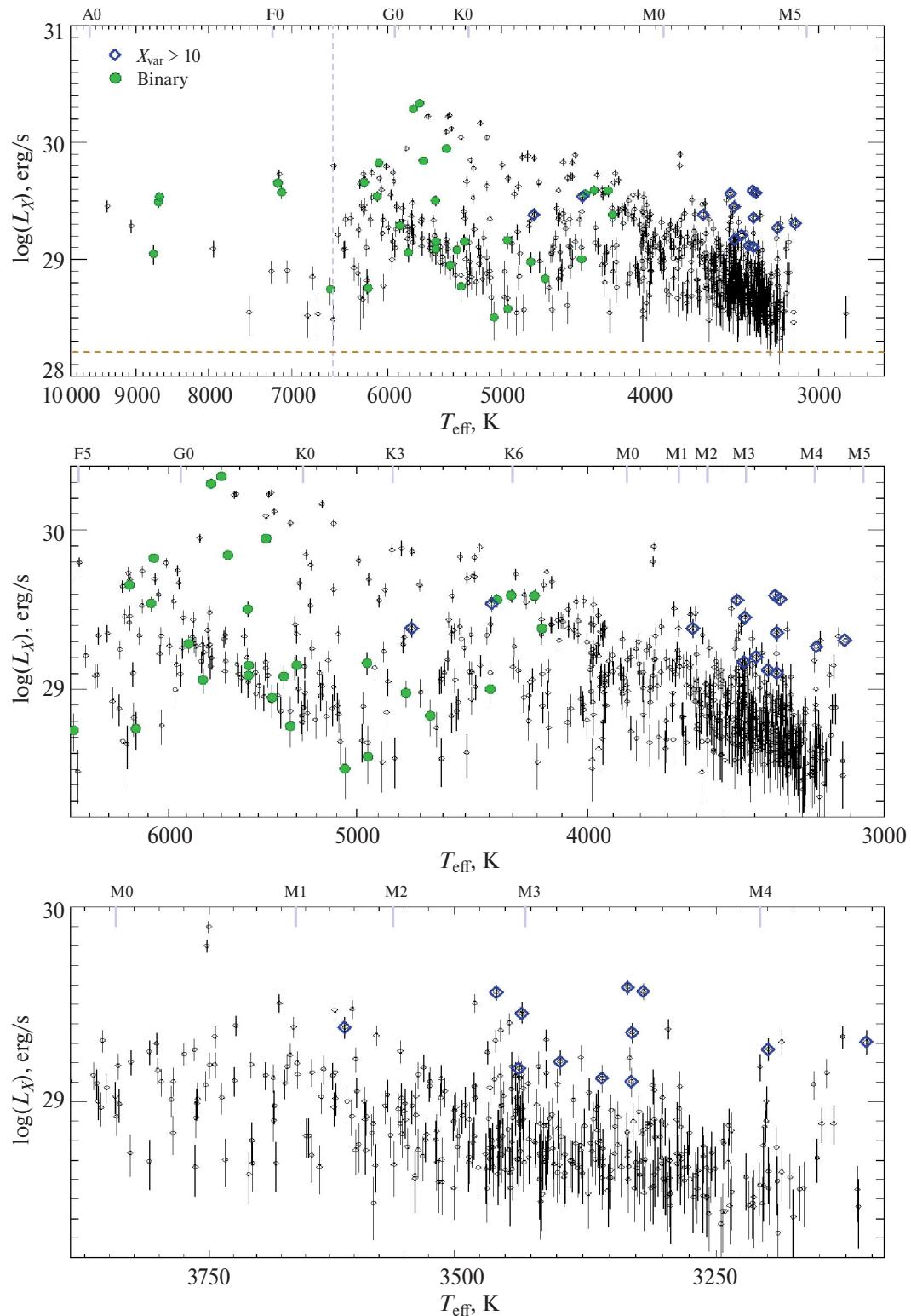


Рис. 6. Зависимость рентгеновской светимости звезд Плеяд в диапазоне 0.3–2.3 кэВ по сумме всех обзоров от эффективной температуры T_{eff} . Синими ромбами показаны сильноизменные в рентгене звезды Плеяд. Зелеными символами отмечены источники, у которых обнаружена двойственность по спектральным наблюдениям (Торрес и др., 2021). Верхний рисунок – общий вид, красным горизонтальным пунктиром отмечен уровень чувствительности еРОЗИТЫ на среднем расстоянии Плеяд 135 пк. Средний рисунок – зависимость для звезд с наличием конвективной зоны. Нижний рисунок – область звезд поздних спектральных классов.

Отношение рентгеновской и болометрической светимостей

Известно, что у звезд поздних спектральных классов солнечного типа конвекция вместе с вращением приводят к возникновению магнитного динамо в основании зоны конвекции. Результаты магнитного динамо проявляются в виде магнитных явлений в звездных фотосферах и над ними в виде магнитных пятен, магнитно-замкнутой корональной плазмы, в которой периодически происходят вспышки и так далее. Ожидаемо, что вследствие вращательно индуцированного внутреннего динамо уровень рентгеновской светимости коррелирует со скоростью вращения звезды. Однако на уровне так называемого канонического предела, $L_X/L_{bol} \approx 10^{-3}$ (Вилху, 1984; Райт и др., 2011; Фроинд и др., 2024), происходит насыщение и рентгеновская светимость перестает меняться с увеличением скорости вращения. Причина данного насыщения рентгеновской эмиссии до сих пор не выяснена. Это может быть проявлением физического насыщения механизма динамо, либо полным покрытием поверхности звезды активными регионами, дающими наибольший вклад в рентгеновское излучение (см., например, обзор Гюдель, Назе, 2009).

Распределение величины $R_X = \log(L_X/L_{bol})$ является бимодальным (рис. 7). Пик с меньшим значением R_X образован звездами FGK-классов, а второй пик в основном населен M-звездами. Подгонка гауссианами дает значения максимумов в районе -4.3 dex и -3.1 dex, с FMHM 0.2 dex и 0.3 dex соответственно.

Подобная бимодальность наблюдается и в других звездных скоплениях, в частности и в более старых, чем Плеяды, рассеянных скоплениях Гиады и Ясли

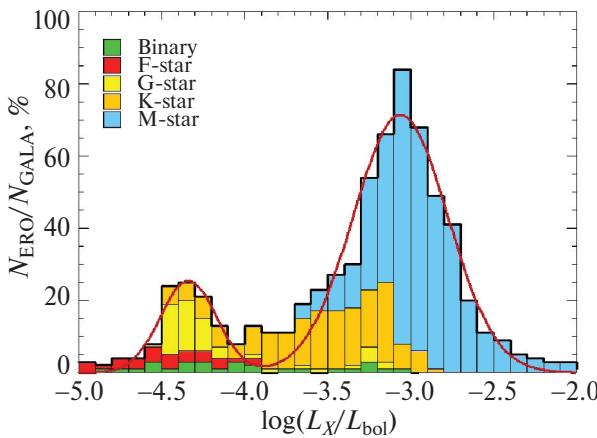


Рис. 7. Распределение $R_X = \log(L_X/L_{bol})$ звезд Плеяд с рентгеном по данным eРОЗИТЫ. Красными линиями показаны подгонки двумя гауссианами. Пик с меньшим значением R_X образован звездами FGK-классов, второй пик населен в основном K- и M-звездами. Распределение показано в виде так называемой гистограммы с накоплением, где суммарное значение в данном бине по R_X определяется как сумма всех гистограмм различных цветов, дающих вклад в бин.

возрастом ~ 700 млн лет (Нунез и др., 2022). Бимодальное распределение R_X с максимумами в районе -3.1 и -4.3 dex наблюдается и для звезд поля (Фроинд и др., 2024).

Некорректное определение R_X в спектрально-двойных системах может быть одним из объяснений наблюданной бимодальности. Оценка болометрической светимости относится к массивному компоненту, в то время как рентгеновское излучение производится в основном вторичным, менее массивным компонентом со значительной корональной активностью. Это может привести к появлению второго пика на меньших значениях R_X .

Также возможно, что наблюдаемая бимодальность имеет физическую природу. Интересно отметить, что если это так, то это различие в характеристиках корональной активности проявляется уже в первые 100 млн лет эволюции звезд главной последовательности.

Зависимость величины R_X от эффективной температуры звезды представлена на рис. 8. Из рисунка очевиден тренд роста R_X с уменьшением эффективной температуры звезды – отношение L_X/L_{bol} растет более чем на три порядка от звезд ранних спектральных классов к поздним спектральным классам. Примерно $\sim 27\%$ источников характеризуются значением $R_X \gtrsim -3$, и почти все они относятся к спектрально-му классу позднее M0. Почти все сильнопеременные в рентгене источники ($X_{var} \gtrsim 10$), показанные на рис. 8 синим цветом, демонстрируют $R_X \gtrsim -3$.

Для построения зависимости R_X от периода вращения звезд (P) и более сильного показателя корональной активности – числа Россби² (Ro) использовался сводный каталог вращения звезд Плеяд (Годой-Ривера и др., 2021). Время циркуляции конвективной ячейки (τ), необходимое для оценки числа Россби ($Ro = P/\tau$), оценивалось на основе эмпирической зависимости от массы звезды (Райт и др., 2011). Это $\log - \log$ полином второго порядка:

$$\log(\tau) = 1.16 - 1.49 \log(M/M_\odot) - 0.54 \log^2(M/M_\odot). \quad (1)$$

Данная зависимость справедлива для диапазона масс звезд $0.09 < M/M_\odot < 1.36$, т.е. для звезд с конвективной зоной. В нашей выборке имеется небольшая группа источников с массами выше $M/M_\odot > 1.36$, но, поскольку у них отсутствует конвективная зона, τ теряет смысл и они не используются при построении зависимостей от числа Россби. Из рассмотрения также исключены источники с $X_{var} > 10$, так как рентгеновская светимость у данных источников может быть переоценена из-за наблюдений их во вспышках. Также были исключены источники, у которых в круге ошибок $r98$ имеется более одной звезды Плеяд из 6d-каталога.

На рис. 9 показаны полученные зависимости L_X/L_{bol} от периода вращения (левый рисунок) и числа

²https://en.wikipedia.org/wiki/Rossby_number

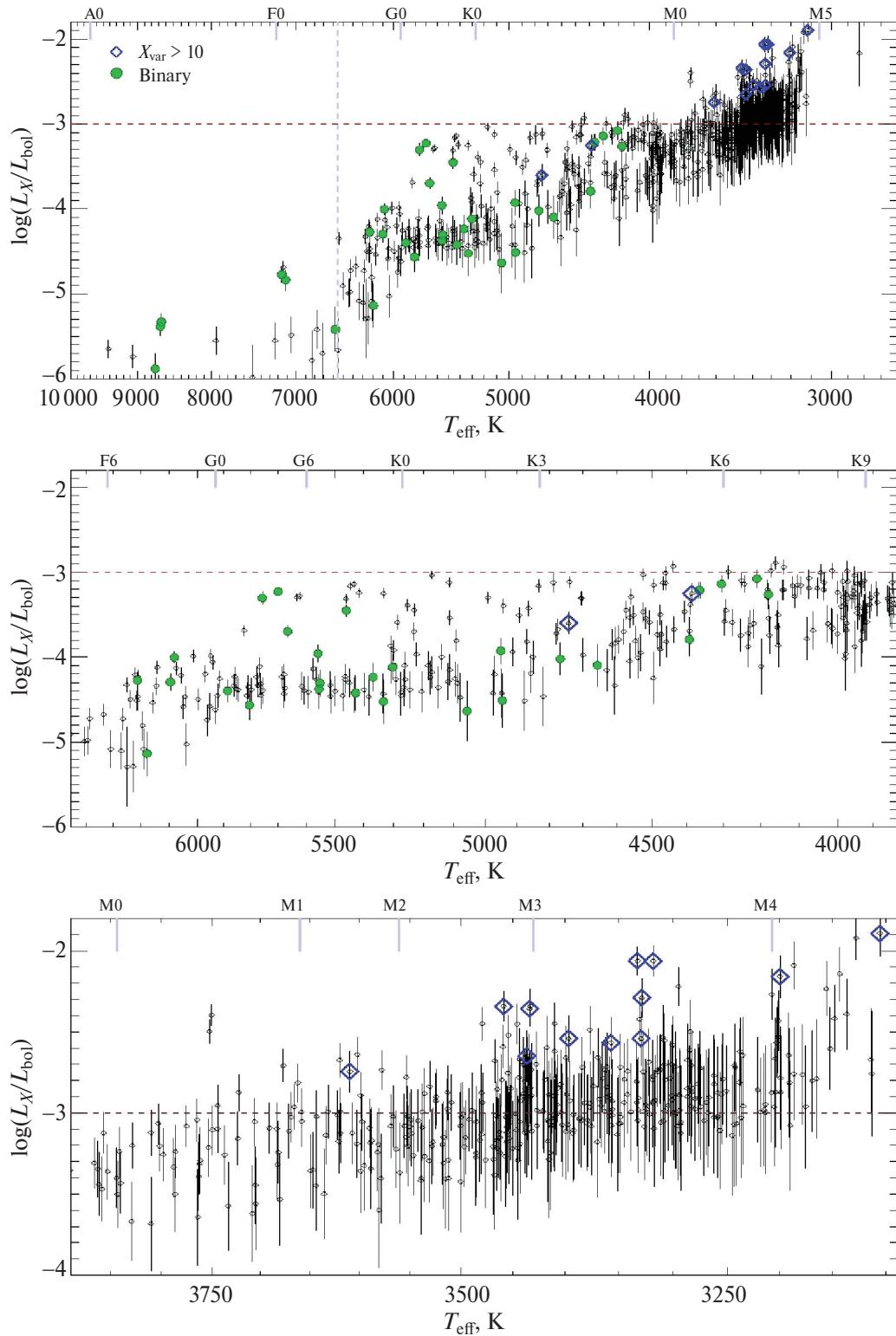


Рис. 8. Зависимость $\log(L_X/L_{\text{bol}})$ от эффективной температуры T_{eff} оптического компонента. Вертикальной пунктирной линией показана условная граница для звезд с наличием конвективной оболочки и ее отсутствием. Горизонтальный красный пунктир соответствует доле рентгеновской светимости в 10^{-3} от балометрической светимости. Синим цветом отмечены звезды с рентгеновской переменностью более 10. Зелеными символами отмечены источники, у которых обнаружена двойственность по спектральным наблюдениям (Торрес и др., 2021). Верхний график – общий вид; средний – для звезд F5-K5 классов; нижний – для звезд классов M0-M4.

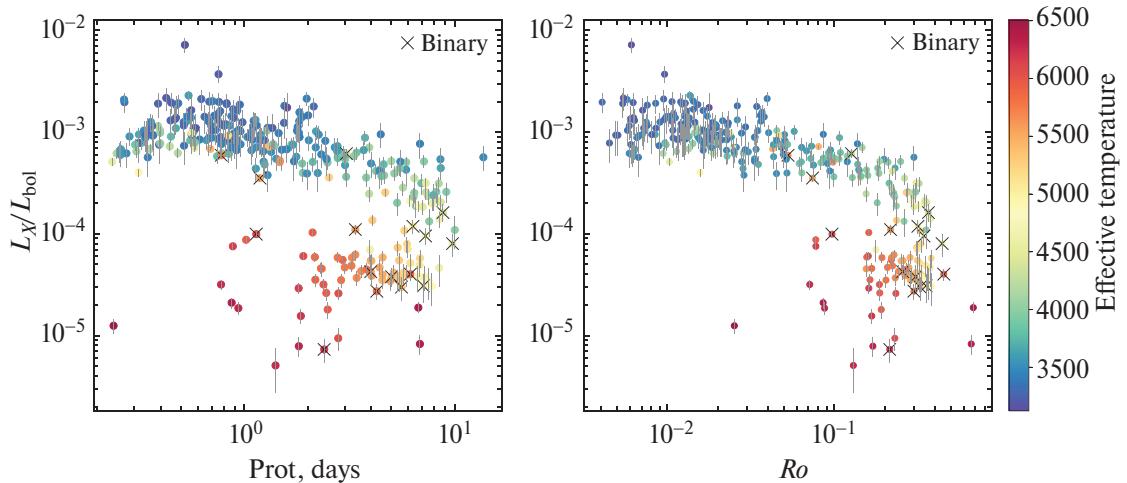


Рис. 9. Зависимости L_X/L_{bol} от периода вращения звезд Плеяд (из каталога Годой-Ривера и др., 2021) (левая панель) и от числа Россби (правая панель). Крестиками отмечены источники, у которых обнаружена двойственность по спектральным наблюдениям (Торрес и др., 2021).

Россби (правый рисунок). Подтвержденные двойные системы отмечены крестиками, а источники, у которых нет надежных свидетельств двойственности – разными цветами, характеризующими эффективную температуру звезды.

Один объект на рис. 9 – HD 23912, расположенный сильно в стороне от остальных звезд (в нижнем левом углу на рисунке). Это звезда, у которой обнаружен пекулярный химический состав (Будер и др., 2021). Сильное отклонение от общего тренда наряду с пекулярным химическим составом, может свидетельствовать, в пользу двойственности этого источника с малым отношением масс компонент.

На рис. 10 показана зависимость R_X от числа Россби раздельно для спектральных классов F, G, K и M, для класса F рассматривались звезды позднее класса F5. В зависимости для K-звезд хорошо виден слом на значении числа Россби $Ro \sim 0.2$ –0.3, выше которого зависимость заметно укрупняется. Такое поведение можно качественно проинтерпретировать как переход от ненасыщенного режима к насыщенному при уменьшении числа Россби ниже некоторого критического значения Ro . Для грубой количественной характеристики параметров этой зависимости мы использовали аппроксимацию степенным законом с изломом. Так как точки имеют большой разброс, значительно превышающий статистические ошибки, стандартные методы аппроксимации, такие как минимизация χ^2 или метод наименьших квадратов могут привести к результату, который может зависеть от присутствия в выборке выбросов – точек, значительно отклоняющихся от основного тренда. Поэтому мы применили простую итеративную процедуру, несколько напоминающую упрощенную версию алгоритма RANSAC (Random Sample Consensus), при которой на каждой итерации исключалась небольшая доля f точек, име-

ющих максимальное относительное отклонение по абсолютной величине от модели. Хотя этот метод не сходится в строгом математическом смысле, при малых значениях $f \sim 1$ –5% значения параметров модели стабилизируются в широком диапазоне итераций. Для $f = 1\%$ (что соответствует исключению на каждой итерации одной точки) после 10 итераций мы получили следующие значения параметров: наклон при малых и больших значениях Ro соответственно $\beta_1 = -0.24 \pm 0.04$ и $\beta_2 = -5.1 \pm 2.3$, положение слома $Ro_{\text{break}} = 0.25 \pm 0.02$. Аппроксимация производилась в линейных координатах, т.е. для величины L_X/L_{bol} путем минимизации суммы квадратов отклонений. Минимизация χ^2 приводит к близким результатам.

Из рис. 10 видно, что звезды M-класса (нижняя правая панель) обнаруживаются только в режиме насыщения. Это связано с отсутствием измерений периодов вращения для M-звезд ранних классов, населяющих область больших чисел Россби. Аппроксимация зависимости $R_X - Ro$ для M-звезд степенным законом дает наклон $\beta = -0.23 \pm 0.02$, близкий к соответствующему наклону для K-звезд. При аппроксимации мы использовали тот же подход, что и для K-звезд. Размер нашей выборки звезд в Плеядах не позволяет охарактеризовать поведение звезд F- и G-классов.

На основе большой выборки звезд с корональной активностью, выделенной по данным СРГ/еРОЗИТА на западной галактической полусфере, Фроинд и др. (2024) определили положение слома на зависимости $R_X - Ro$ как $\log(Ro_{\text{sat}}) = -1.561 \pm 0.026$ dex. Различие с нашими результатами связано с различным определением числа Россби и, возможно, с тем, что Фроинд и др. (2024) использовали широкую выборку, включающую звезды разных возрастов и химсостава.

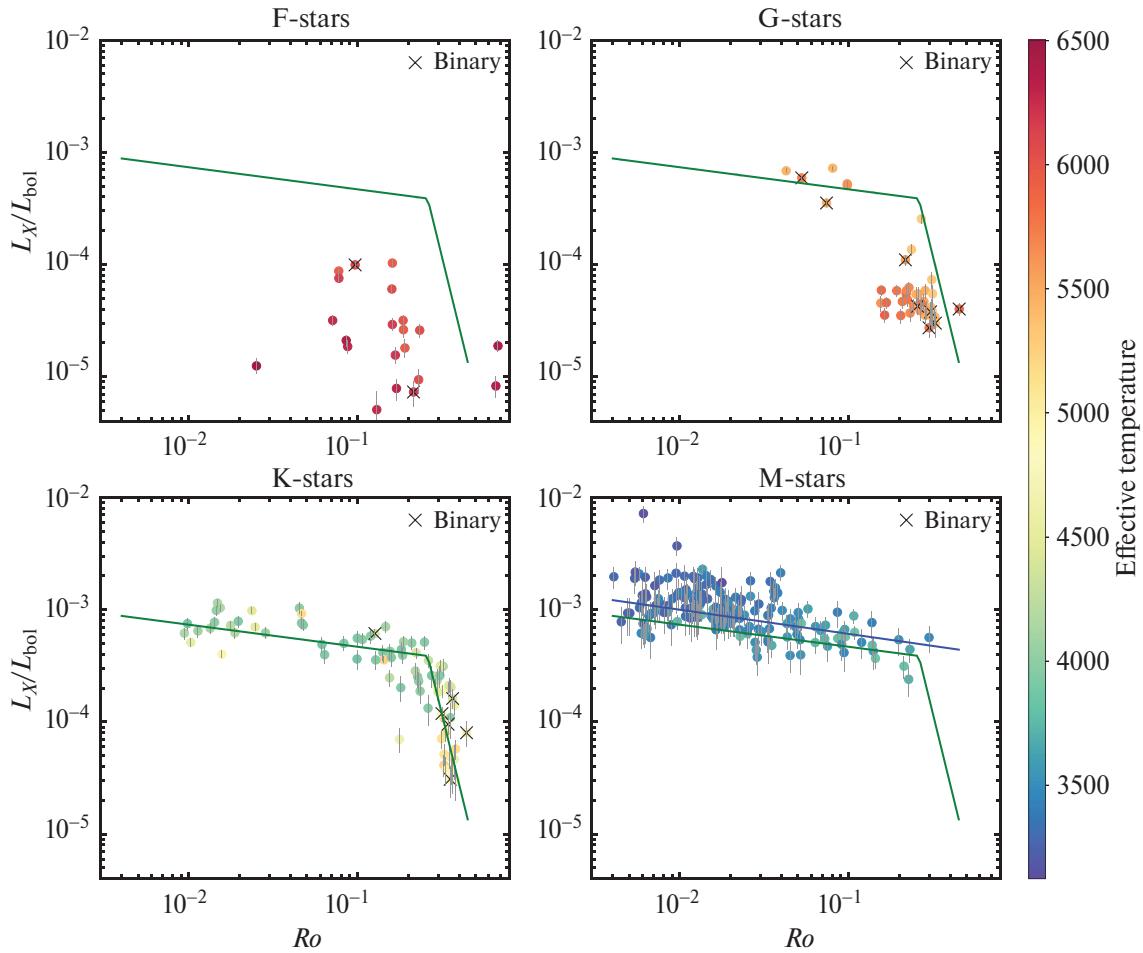


Рис. 10. Зависимости L_X/L_{bol} от числа Россби для звезд, разделенных по спектральным классам F, G, K и M. Зеленой линией на всех графиках показаны результаты подгонки данных для K-звезд степенным законом с изломом. Синей линией на панели для M-звезд показан результат их подгонки степенным законом. Крестиками отмечены источники, у которых обнаружена двойственность по спектральным наблюдениям (Торрес и др., 2021).

СРАВНЕНИЕ С ДАННЫМИ ROSAT

Более 30 лет назад с помощью рентгеновского телескопа ROSAT и детектора PSPC (Пфефферман и др., 1986; Трюмпер и др., 1991) были проведены длительные наблюдения (~31 Кс) области ядра скопления Плеяд радиусом 50' (Мичела и др., 1996). Координаты центра поля: $RA = 3^{\text{h}}46^{\text{m}}48^{\text{s}}$, $DEC = 23^{\circ}54'00''$ [J2000.0]. В общей сложности спутником ROSAT в данной области было идентифицировано 99 звезд Плеяд с рентгеном в диапазоне 0.1–2.1 кэВ. В этом же поле по данным еРОЗИТА нами было идентифицировано 198 звезд Плеяд.

Для поиска совпадений между источниками еРОЗИТА и ROSAT мы отдельно рассмотрели три зоны поля зрения ROSAT в зависимости от углового расстояния до оси телескопа, которые определяют позиционные ошибки источников ROSAT. Следуя подходу использованному в работе Мичела и др. (1996), совпадения между источниками ROSAT и еРОЗИТА искались в кружках с радиусом 30'',

60'' и 120'' для центральной ($\theta \leq 20'$), средней ($20' < \theta \leq 30'$) и внешней ($30' < \theta \leq 50'$) областей соответственно. Напомним, что точность локализации источников еРОЗИТА значительно выше, типичные значения r_{98} не превышают $\sim 10''$. В итоге было найдено 88 совпадений между двумя каталогами. Причем в 22 случаях в круге ошибок ROSAT имеется два источника еРОЗИТА. А для 11 источников ROSAT, ассоциированных с Плеядами, рентгеновское излучение по данным еРОЗИТА не детектируется на уровне достигнутой за пять обзоров чувствительности. Источники ROSAT, у которых в круге ошибок было найдено более одного источника еРОЗИТА, в дальнейшем анализе переменности на масштабе 30 лет не использовались.

В табл. 3 представлен список совпадений источников ROSAT и еРОЗИТА.

Сравнение каталогов ROSAT и еРОЗИТА позволяет охарактеризовать переменность рентгеновского излучения звезд на масштабе времени ~ 30 лет. Для этой цели мы используем фактор переменности X_{var} .

Таблица 3. Список совпадений источников eРОЗИТЫ и ROSAT в области ядра скопления Плеяд радиусом 50'

<i>ID</i>	SRGe+	Δ ('')	off-axis ('')	$\log(L_X)$ (ROSAT)	$\log(L_X)$ (eROSITA)	N_{ero}	N_{gaia}
9	J034342.8+233541	23.7	46.2	29.67	29.66	1	1
11	J034350.8+241448	7.6	45.6	29.25	29.14	2	1
11	J034351.9+241417	41.4	45.6	29.25	28.73	2	1
13	J034351.9+241417	92.3	43.5	29.25	28.73	2	1
13	J034356.7+241317	9.0	43.5	29.25	28.68	2	1
19	J034411.3+232245	15.3	47.6	29.93	29.78	1	1
20	J034412.8+240152	7.0	36.4	29.76	29.86	1	2
21	J034412.8+240152	4.4	36.3	29.76	29.86	1	2
22	J034414.7+240605	7.3	37.1	29.86	30.10	1	2
23	J034416.6+233703	3.2	38.6	29.82	28.88	1	1
26	J034423.1+240403	4.2	34.6	29.08	29.43	1	1
27	J034423.5+240757	4.4	35.9	29.48	29.90	1	1

Примечание. Полная таблица доступна в архиве Центра астрономических данных в Страсбурге. Столбцы имеют следующие обозначения: 1) идентификационный номер источника ROSAT в табл. 1 из работы Мичела и др. (1996); 2) идентификатор источника в каталоге СРГ/еРОЗИТА; 3) расстояние между источниками ROSAT и еРОЗИТА; 4) расстояние рентгеновского источника ROSAT от оси телескопа в угл. мин; 5) логарифм рентгеновской светимости источника по данным ROSAT в диапазоне 0.1–2.1 кэВ в единицах эрг/с; 6) логарифм рентгеновской светимости источника по данным еРОЗИТА в диапазоне 0.3–2.3 кэВ в единицах эрг/с; 7) N_{ero} – число источников еРОЗИТА в Плеядах, попавших в круг ошибок источника ROSAT, отождествленного ранее со звездой скопления; 8) N_{gaia} – число оптических источников Плеяд из каталога 6d, построенного на основе Gaia DR3, в круге ошибок $r98$ рентгеновского источника еРОЗИТА.

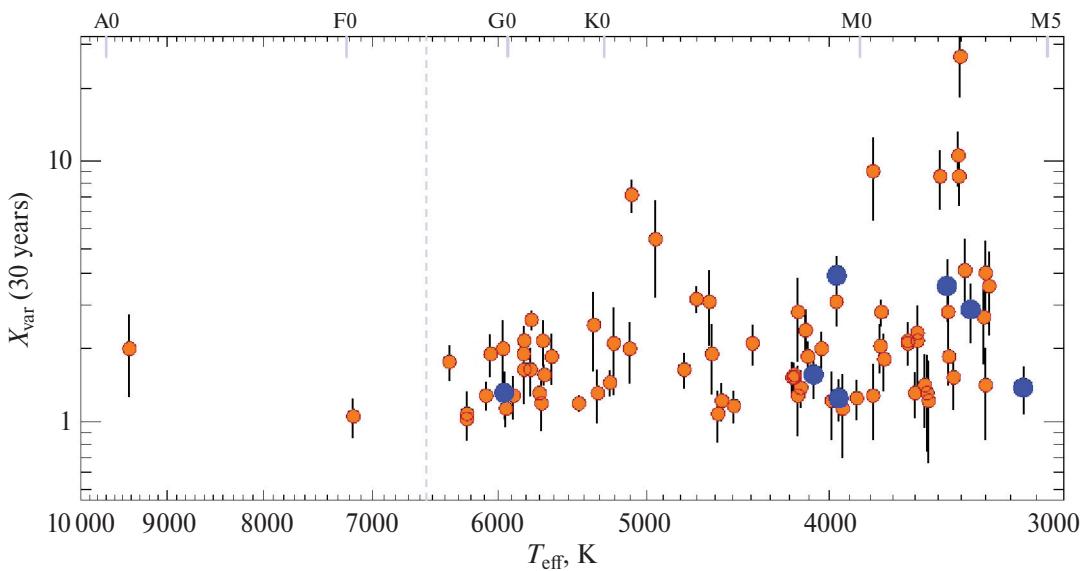


Рис. 11. Рентгеновская переменность источников в Плеядах по данным ROSAT и еРОЗИТА на 30-летней шкале в зависимости от T_{eff} звезды. Синими символами показаны источники, у которых рентгеновская переменность среди пяти обзоров, т.е. на базе двух лет, превышает фактор 5.

Для вычисления X_{var} были использованы только те источники, у которых в круге ошибок ROSAT был найден только один источник еРОЗИТА. Для каждого источника по двум значениям светимости – L_X_{ROSAT} и L_X_{eROSITA} , фактор X_{var} вычислялся как отношение большего значения к меньшему. На рис. 11 показана зависимость X_{var} от эффективной температуры звезды. Из рисунка следует, что несколько источников поздних спектральных классов демонстрируют переменность порядка или более, чем ~ 10 раз. Остальные же источники умеренно переменны, с фактором

изменения потока до ~ 3 –4 раз за 30 лет. Также отметим, что источники, сильно переменные в течение обзора еРОЗИТА – на масштабе двух лет, часто не демонстрируют сильную переменность на масштабе 30 лет. Это также подтверждает рис. 12, на котором показана связь между X_{var} на временном масштабе двух лет по данным еРОЗИТА и на временном масштабе 30 лет. Из рис. 12 также можно сделать вывод, что звезды сильно переменные на 30-летнем масштабе, демонстрируют умеренную переменность на масштабе двух лет и наоборот. Однако для подтверждения до-

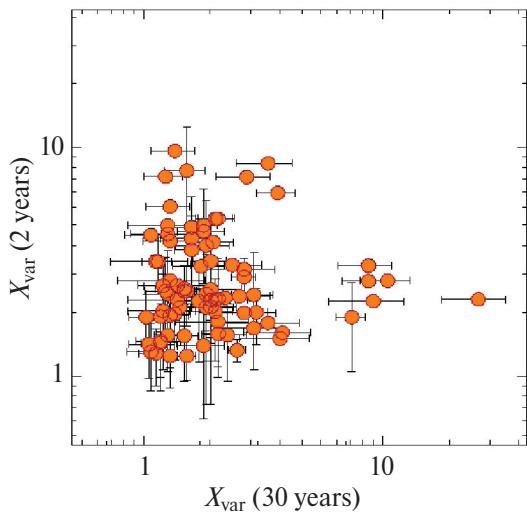


Рис. 12. Связь между X_{var} на временном масштабе двух лет по данным еРОЗИТА и на временном масштабе 30 лет.

ствоверности этого вывода и исследования причин такого поведения требуются выборки большего размера. Эта работа будет продолжена в будущих публикациях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Плеяды, как и все рассеянные звездные скопления, под приливным воздействием Галактики и гигантских молекулярных облаков распадаются. При этом кинематические параметры, характерные для скопления, сильно размываются. Большинство членов молодых рассеянных скоплений показывают сильную магнитную активность, что приводит к разогреву корон звезд до нескольких миллионов градусов. Таким образом, источники являются яркими в рентгеновских лучах. Хотя у одиночных звезд солнечного типа в процессе взаимодействия магнитного поля со звездным ветром магнитная активность падает на масштабе времени ~ 1 млрд лет, для холодных звезд M-класса она продолжается в течение более длительного времени. Плеяды – это достаточно молодое скопление с возрастом около 125 млн. лет, поэтому можно ожидать, что доля звезд с рентгеновским излучением должна быть достаточно высока.

Область неба вокруг рассеянного звездного скопления Плеяды вошла в пять обзоров неба, проведенных с помощью рентгеновского телескопа еРОЗИТА орбитальной обсерватории СРГ. В результате, в диапазоне энергий 0.3–2.3 кэВ была достигнута чувствительность по потоку $F_{X,0.3-2.3} \sim 7.4 \times 10^{-15}$ эрг/с/см². На удалении Плеяд (135 пк) она соответствует рентгеновской светимости $L_{X,0.3-2.3} \sim 1.6 \times 10^{28}$ эрг/с. По пяти обзорам всего неба СРГ/еРОЗИТА 850 рентгеновских источника еРОЗИТА были ассоциированы со звездами скопления. Для отождествления использовался каталог оптических звезд Плеяд, построен-

ный на основе данных GAIA DR3 (Жерял и др., 2023). При этом в 38 случаях в круг 98% ошибок локализации попадало по две звезды Плеяд. Звезды с рентгеновским излучением обнаруживаются во всех спектральных диапазонах – от раннего A-класса и до поздних M-карликов (M5V). Учитывая, что рентгеновская светимость звезд A-класса (Дрейк и др., 2014; Гюнтер и др., 2022) на несколько порядков ниже предельного уровня светимости, достигнутой в обзоре еРОЗИТА на расстоянии Плеяд, регистрируемое рентгеновское излучение A-звезд обусловлено, скорее всего, наличием холодного вторичного компонента в двойной системе. Источники еРОЗИТА, ассоциированные с Плеядами, излучают в рентгеновских лучах с суммарной светимостью $L_{X,\text{total}} \sim 1.3 \times 10^{32}$ эрг/с. Наибольшая рентгеновская светимость наблюдается у звезды G-класса $L_{X,0.3-2.3} \sim 2 \times 10^{30}$ эрг/с.

Для 27 источников детекторы еРОЗИТА зарегистрировали сильную рентгеновскую переменность между обзорами – с отношением максимального к минимальному потоку в 10 и более раз. Большинство из них известны как эруптивные оптические переменные звезды dM-класса.

Логарифм отношения рентгеновской к болометрической светимости звезд Плеяд $R_X = \log(L_X/L_{\text{bol}})$ растет от -5 до -2 с уменьшением эффективной температуры звезды. Само распределение звезд по величине R_X носит бимодальный характер с максимумами в районе $R_X \sim -4.3$ и $R_X \sim -3.1$. Левый пик с меньшим значением R_X образован звездами FGK-классов, а правый пик на $R_X \sim -3.1$ в основном населен звездами M-класса, хотя другие спектральные классы с конвективными оболочками также вносят вклад. Происхождение локуса источников в области $R_X \sim -4.3$ является дискуссионным и может быть объяснено либо различиями в физических свойствах между звездами различных спектральных классов, либо двойственностью типа SB1.

Зависимость величины R_X от числа Россби имеет сложный характер и различается для звезд разных спектральных классов. Данные для звезд K-класса могут быть описаны степенным законом со сломом, так что при малых числах Россби зависимость величины R_X от числа Россби слабая, а выше некоторого порогового значения $Ro \sim 0.25$ она сильно укрупняется. Такое поведение можно проинтерпретировать как насыщение корональной активности при малых числах Россби и уже отмечалось в работах других авторов (Вильху, 1984; Райт и др., 2011; Фроинд и др., 2024). Звезды M-класса обнаруживаются только в режиме насыщения. В интервале значений числа Россби, покрытом нашей выборкой из звезд G-класса, $Ro \sim 0.04 \div 0.4$, основная часть источников лежит в полосе с близкими значениями $R_X \sim -4.3$. Распределение $Ro-R_X$ для звезд F-класса носит более хаотичный характер, не следя подгонкам корональной активности K-звезд. Однако отметим, что размер нашей выборки недоста-

точен для детальной характеристики поведения F- и G-звезд.

Проведено сравнение с каталогом ROSAT в области ядра скопления. По данным eРОЗИТЫ в данной области отождествлено 198 звезд и найдено 88 совпадений с ROSAT. Причем для 22 источников ROSAT в круге ошибок имеется по два источника eРОЗИТЫ. Не обнаруживается на уровне чувствительности eРОЗИТЫ 11 источников ROSAT, ассоциированных со звездами Плеяд. Мы сравнили переменность источников на масштабах 30 лет и 2 года.

Это 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 и космонавтики (DLR). Рентгеновский телескоп СРГ/eРОЗИТА изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной физики Общества им. Макса Планка (МПЕ) 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. Использованные в настоящей работе данные телескопа eРОЗИТА обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом eРОЗИТА и программного обеспечения, разработанного российским консорциумом телескопа СРГ/eРОЗИТА. В данном исследовании использовалась база данных SIMBAD, функционирующая в CDS, Страсбург, Франция.

Авторы благодарны анонимному рецензенту за обстоятельную и конструктивную рецензию, которая помогла улучшить статью.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта РНФ 23-12-00292.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белл и др. (C.P.M. Bell, T. Naylor, N.J. Mayne, R.D. Jeffries, and S.P. Littlefair), *MNRAS* **424**, 3178 (2012).
- Брессан и др. (A. Bressan, P. Marigo, L. Girardi, B. Salasnich, C. Dal Cero, S. Rubele, et al.), *MNRAS* **427**, 127 (2012).
- Бриггс, Пай (K.R. Briggs and J.P. Pye), *MNRAS* **345**, 714 (2003).
- Будер и др. (S. Buder, S. Sharma, J. Kos, A.M. Amarsi, T. Nordlander, K. Lind, et al.), *MNRAS* **506**, 150 (2021).
- Вайана и др. (G.S. Vaiana, J.P. Cassinelli, G. Fabbiano, R. Giacconi, L. Golub, P. Gorenstein, et al.), *Astrophys. J.* **245**, 163 (1981).
- Вейскопф и др. (M.C. Weisskopf, B. Brinkman, C. Canizares, G. Garmire, S. Murray, and L.P. Van Speybroeck), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **114**, 1 (2002).
- Вилху (O. Vilhu), *Astron. Astrophys.* **133**, 117 (1984).
- Годой-Ривера и др. (D. Godoy-Rivera, M.H. Pinsonneault, and L.M. Rebull), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **257**, 46 (2021).
- Гуарчелло и др. (M.G. Guarcello, G. Micela, S. Sciortino, J. López-Santiago, C. Argiroffi, F. Reale, et al.), *Astron. Astrophys.* **622**, A210 (2019).
- Гюдель, Назе (M. Güdel and Y. Nazé), *Astron. Astrophys. Rev.* **17**, 309 (2009).
- Гюнтер и др. (H.M. Günther, C. Melis, J. Robrade, P.C. Schneider, S.J. Wolk, and R.K. Yadav), *Astron. J.* **164**, 8 (2022).
- Даниель и др. (K.J. Daniel, J.L. Linsky, and M. Gagné), *Astrophys. J.* **578**, 486 (2002).
- Джаккони и др. (R. Giacconi, G. Branduardi, U. Briel, A. Epstein, D. Fabricant, E. Feigelson, et al.), *Astrophys. J.* **230**, 540 (1979).
- Дрейк и др. (J.J. Drake, J. Braithwaite, V. Kashyap, H.M. Günther, and N.J. Wright), *Astrophys. J.* **786**, 136 (2014).
- Жерял и др. (M. Žerjal, N. Lodieu, A. Pérez-Garrido, J. Olivares, V.J.S. Béjar, and E.L. Martín), *Astron. Astrophys.* **678**, A75 (2023).
- Кришнамурти и др. (A. Krishnamurthi, C.S. Reynolds, J.L. Linsky, E. Martín, and M. Gagné), *Astron. J.* **121**, 337 (2001).
- Лодье и др. (N. Lodieu, A. Pérez-Garrido, R.L. Smart, and R. Silvotti), *Astron. Astrophys.* **628**, A66 (2019).
- Мичела и др. (G. Micela, S. Sciortino, S. Serio, G.S. Vaiana, J. Bookbinder, L. Golub, et al.), *Astrophys. J.* **292**, 172 (1985).
- Мичела и др. (G. Micela, S. Sciortino, G.S. Vaiana, J. Harnden, F.R.Jr. Rosner, and J.H.M.M. Schmitt), *Astrophys. J.* **348**, 557 (1990).
- Мичела и др. (G. Micela, S. Sciortino, V. Kashyap, J. Harnden, and F.R.Jr. Rosner), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **102**, 75 (1996).
- Нетопил и др. (M. Netopil, E. Paunzen, U. Heiter, and C. Soubiran), *Astron. Astrophys.* **585**, A150 (2016).
- Нунэз и др. (A. Núñez, M.A. Agueros, K.R. Covey, S.T. Douglas, J.J. Drake, R. Rampalli, et al.), *Astrophys. J.* **931**, 45 (2022).
- Пеко, Мамажек (M.J. Pecaut and E.E. Mamajek), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **208**, 9 (2013).
- Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A1, 16 (2021).
- Пфефферман и др. (E. Pfeffermann and U.G. Briel), in J.L. Culhane (ed.), *X-ray instrumentation in astronomy*, Vol. 597 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conf. Ser.*, p. 208–212 (1986).
- Райт и др. (N.J. Wright, J.J. Drake, E.E. Mamajek, and G.W. Henry), *Astrophys. J.* **743**, 48 (2011).
- Сомерс и др. (G. Somers, L. Cao, and M.H. Pinsonneault), *Astrophys. J.* **891**, 29 (2020).
- Стайффер и др. (J.R. Stauffer, J.P. Caillault, M. Gagne, C.F. Prosser, and L.W. Hartmann), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **91**, 625 (1994).

29. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A132, 29 (2021).
30. Торрес и др. (G. Torres, D.W. Latham, and S.N. Quinn), *Astrophys. J.* **921**, 117 (2021).
31. Трюмпер и др. (J. Trümper, G. Hasinger, B. Aschenbach, H. Bräuninger, U.G. Briel, W. Burkert, et al.), *Nature* **349**, 579 (1991).
32. Фроинд и др. (S. Freund, S. Czesla, P. Predehl, J. Robrade, M. Salvato, P.C. Schneider, et al.), *Astron. Astrophys.* **684**, A121 (2024).
33. Шмитт и др. (J.H.M.M. Schmitt, P. Kahabka, J. Stauffer, and A.J.M. Piters), *Astron. Astrophys.* **277**, 114 (1993).
34. Янсен и др. (F. Jansen, D. Lumb, B. Altieri, J. Clavel, M. Ehle, C. Erd, et al.), *Astron. Astrophys.* **365**, L1 (2001).

ИМЕЕТСЯ ЛИ АНАЛОГ ВОЛНЫ РЭДКЛИФФА МЕЖДУ РУКАВАМИ КИЛЯ–СТРЕЛЬЦА И ЩИТА?

© 2024 г. В. В. Бобылев^{1*}

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 08.02.2025 г.

После доработки 08.02.2025 г.; принята к публикации 04.03.2025 г.

По литературным данным составлена наиболее полная на сегодняшний день выборка галактических мазерных источников и радиозвезд с измеренными методом РСДБ тригонометрическими параллаксами, их собственными движениями и лучевыми скоростями. Эти источники ассоциируются с молодыми звездами, расположенными в областях активного звездообразования. По 156 мазерам с относительными ошибками параллаксов менее 10%, расположенными от галактического центра далее 3 кпк, определены параметры вращения Галактики. При этом линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии R_0 равна $V_0 = 243.9 \pm 3.9$ км/с. Изучена очень узкая цепочка мазеров длиной 3–4 кпк, вытянутая в направлении $l \sim 40^\circ$, проходящая от отрезка спирального рукава Киля–Стрельца до рукава Щита. Рядом авторов высказывалась гипотеза о том, что это возможный аналог волны Рэдклиффа. В настоящей работе не найдено заметных периодических возмущений вертикальных координат и скоростей в этой структуре. С другой стороны, на диаграмме “ $\ln(R/R_0) - \theta$ ” эта цепочка мазеров имеет вид отрезка логарифмической спирали с углом закрутки -48° . Возможно эта цепочка мазеров принадлежит струе, отходящей от конца бара, вращающейся твердотельно с угловой скоростью вращения бара.

Ключевые слова: Галактика (Млечный путь), кинематика, мазеры, волна Рэдклиффа, спиральный рукав Киля–Стрельца, спиральный рукав Щита.

DOI: 10.31857/S0320010824120065, **EDN:** LFFMEX

ВВЕДЕНИЕ

Измерения тригонометрических параллаксов звезд очень важны для анализа структуры и кинематики Галактики. В проекте Gaia (Прусти и др., 2016) определены тригонометрические параллаксы, собственные движения и лучевые скорости миллионов звезд (Gaia DR3, Валенари и др., 2022). Однако в настоящее время точность определения параллаксов этого каталога ограничивает область исследования радиусом околосолнечной области около 3 кпк.

Источники мазерного излучения и радиозвезды с измеренными методом РСДБ тригонометрическими параллаксами и собственными движениями в настоящее время играют важную роль в изучении Галактики. Для определения параметров галактического вращения и спиральной структуры особенно интересны молодые звезды, недалеко удалившись от места своего рождения. В настоящее время выполнены РСДБ-измерения около 270 таких объектов с разной степенью точности. Среди них имеются около 160 мазеров с ошибками измерения их параллаксов в среднем около 10 микросекунд дуги и относительными ошибками таких определений менее 10%, что позволяет “дотянуться” до центра Галактики.

Отметим ряд работ, которые радиоастрономы посвятили РСДБ-измерениям мазеров и изучению

структур и кинематики Галактики на полученном материале. Это, например, большие обзоры Рида и др. (2019), Хироты и др. (2020), а также Иммер, Ригл (2022).

Вблизи от Солнца недавно обнаружена волна Рэдклиффа (Алвес и др., 2020), которая представляет собой узкую цепочку молекулярных облаков, вытянутую в линию длиной ~2.7 кпк в галактической плоскости XY . Главной ее особенностью является хорошо заметный волнообразный характер распределения облаков в вертикальном направлении. При этом максимальное значение координаты Z составляет ~160 пк, наблюдаемое в непосредственной близости от Солнца.

Изучению волны Рэдклиффа посвящено уже достаточно большое количество публикаций. Волнообразный характер поведения вертикальных координат подтвержден в распределении межзвездной пыли (Лаллемент и др., 2022; Эденхофер и др., 2024), молекулярных облаков (Цукер и др., 2023), мазеров и радиозвезд (Бобылев и др., 2022), звезд типа Т Тельца (Ли, Чен, 2022), массивных ОВ-звезд (Донада, Фигуэрас, 2021; Туласидхаран и др., 2022), а также молодых рассеянных звездных скоплений (Донада, Фигуэрас, 2021). В волне Рэдклиффа обнаружена периодичность и в вертикальных скоростях с амплитудой 5–10 км/с (Бобылев и др., 2022; Конецка и др., 2024). Таким образом, волна Рэдклиффа является отражени-

*Электронный адрес: bob-v-vzz@rambler.ru

ем реального физического процесса, который привел к возмущению вертикальных координат и вертикальных скоростей звездно-газовой структуры с массой около $3 \times 10^6 M_{\odot}$.

В работе Мэя и др. (2023), посвященной РСДБ-измерениям тригонометрических параллаксов мазеров, была высказана интересная гипотеза о возможности существования аналога волны Рэдклиффа в другом месте диска Галактики. А именно, на распределении мазеров в проекции на галактической плоскости XY заметна необычно длинная, очень узкая цепочка источников, вытянутая в направлении $l \sim 40^{\circ}$, проходящая от отрезка спирального рукава Киля–Стрельца до рукава Щита.

Целью настоящей работы является составление по литературным источникам наиболее полного списка данных о мазерах с РСДБ-измерениями их тригонометрических параллаксов, собственных движений и лучевых скоростей. Определение по этим данным ряда кинематических параметров вращения Галактики. Целью также является проверка идеи Мэя и др. (2023). Для этого необходимо выяснить наличие периодических возмущений вертикальных координат и скоростей в указанном ими образовании из мазеров.

ДАННЫЕ

Мазерное излучение возникает в непосредственной близости от молодых формирующихся звезд, а также уже проэволюционировавших звезд, накачиваемых либо сильным инфракрасным излучением, либо сильными столкновениями газа в дисках, потоками в джетах или ветрами. Особенность мазеров заключается в том, что практически вся их энергия излучается в нескольких молекулярных линиях. Это, например, гидроксильные (OH) мазеры с частотой 1.6 ГГц, мазеры на метаноле (CH_3OH) с частотой 6.7 и 12.2 ГГц, мазеры на парах воды (H_2O) с частотой 22 ГГц или мазеры на монооксиде кремния (SiO) с частотой 43 ГГц.

Применение РСДБ-метода для измерения тригонометрических параллаксов галактических мазеров с относительными ошибками в среднем менее 10% сделали их первоклассными объектами для изучения структуры и кинематики Галактики. Ценность радионаблюдений заключается в том, что им не препятствует поглощение излучения межзвездной пылью. Наибольший интерес представляют мазерные источники, связанные с молодыми звездами и протозвездами, которые находятся в областях активного звездообразования. Выборка из 199 таких источников представлена в работе Рида и др. (2019). РСДБ-наблюдения проводились в рамках проекта BeSSeL (The Bar and Spiral Structure Legacy Survey¹). Важнейшим вкладчиком здесь является американская решетка VLBA, состоящая из десяти 25-метровых антенн с максимальной базовой линией более 8000 км. Наблюдения охва-

тывают частоты 6.7 и 12.2 ГГц с мазерными переходами на метаноле, а также мазерными переходами на парах воды с частотой 22.2 ГГц.

Другим вкладчиком в программу BeSSeL является европейская РСДБ-сеть EVN (European VLBI Network). Здесь самые длинные базовые линии составляют около 9000 км, а самой большой решеткой является 100-метровая антenna в Эффельсберге. Наблюдения ведутся на частотах от 6.7 до 22.2 ГГц.

Наконец, в Японии выполняются РСДБ-наблюдения мазеров по программе VERA (VLBI Exploration of Radio Astrometry²), которые также входят в программу BeSSeL. Интерферометр состоит из четырех 20-метровых антенн, расположенных по всей Японии, что обеспечивает базовую длину от 1020 до 2270 км. Выполняются наблюдения H_2O -мазеров на частоте 22.2 ГГц, реже, SiO -мазеров на частоте 43.1 и 42.8 ГГц. Уникальным свойством антенн VERA является двухлучевая приемная система, позволяющая одновременно отслеживать пару мазерных целей и фазовых опорных источников. Во всех других программах (VLBA, EVN и др.) наблюдения опорных внегалактических объектов проводятся в начале и конце сессии путем перенацеливания антенн, что потом требует дополнительных усилий для учета атмосферных искажений. Отметим, что астрометрическая точность тем лучше, чем выше частота наблюдений. Таким образом, РСДБ-наблюдения, выполненные по программе VERA, являются наиболее точными по сравнению с наблюдениями, полученными в рамках остальных программ. В работе Хироты и др. (2020) описан каталог из 99 источников, для которых тригонометрические параллаксы и компоненты собственного движения были получены исключительно по программе VERA.

Недавно начала работать объединенная восточноазиатская РСДБ-сеть, EAVN (East Asian VLBI Network³), где вкладчиками являются корейская KVN (Korean VLBI Network), китайская CVN (Chinese VLBI Network) и японская VERA РСДБ-сети. В настоящее время EAVN состоит из 21 телескопов, с помощью которых проводятся наблюдения H_2O -мазеров на частоте 22.2 ГГц (Акияма и др., 2022). Первые результаты определения тригонометрического параллакса мазерного источника отражены в работе Сакаи и др. (2023).

Появились также результаты РСДБ-измерения мазеров, полученные с помощью радиоинтерферометра LBA (Long Baseline Array) в Австралии (Кришнан и др., 2015). Интерферометр состоит из антенн большого диаметра (более 20 метров), с помощью которого наблюдаются метанольные мазеры на частоте 6.7 ГГц.

Для каждого мазера в списках Рида и др. (2019) и Хироты и др. (2020) указаны значения измерен-

¹<http://bessel.vlbi-astrometry.org>

²<http://veraserver.mtk.nao.ac.jp>

³https://radio.kasi.re/eavn/main_eavn.php

ных экваториальных координат, тригонометрического параллакса, двух компонент собственного движения. Даны также значения лучевых скоростей, взятые из различных литературных источников, приведена обширная библиография. Списки Рида и др. (2019) и Хироты и др. (2020) имеют пересечения, поэтому в настоящей работе мы составили общий список данных без совпадений.

К этому общему списку нами добавлены новые измерения, выполненные после 2020 года (Сакаи и др., 2020, 2023; Ортиз-Леон и др., 2020, 2023; Сюй и др., 2021; Биан и др., 2022; Мэй и др., 2023). Наиболее интересными являются измерения четырех мазерных источников, выполненные из южного полушария (Хайлэнд и др., 2023, 2024) с помощью австралийского радиоинтерферометра. Эти объекты расположены в четвертом галактическом квадранте, где ранее практически отсутствовали измерительные данные.

Помимо источников мазерного излучения в нашем списке имеются радиозвезды, РСДБ-наблюдения которых выполнены не в линиях молекул (как в случае мазеров), а в континууме (Ортиз-Леон и др., 2018; Гайи и др., 2018). В большинстве своем – это маломассивные звезды типа Т Тельца, расположенные в области пояса Гулда. В настоящее время примерно для 60 таких звезд, наблюдаемых на частотах 5 и 8 ГГц по программе GOBELINS (Gould's Belt Distances Survey, Ортиз-Леон и др., 2017), измерены их абсолютные тригонометрические параллаксы и собственные движения, а также известны их лучевые скорости.

По мере накопления измерительного материала периодически появляются работы, посвященные анализу структуры и кинематики Галактики с использованием данных о мазерах в областях активного звездообразования. Можно отметить работы Рида и др. (2009), Бобылева, Байковой (2010, 2022), Хонмы и др. (2012), Растворгueva и др. (2017), Рида и др. (2019), Хироты и др. (2020).

На данный момент список содержит всего 308 результатов определения РСДБ-параллаксов и собственных движений мазеров и радиозвезд (связанных с протозвездами и молодыми звездами, расположенными в областях активного звездообразования).

На рис. 1 дана гистограмма распределения звезд в зависимости от относительной ошибки определения параллакса для всей выборки исследуемых объектов, а в табл. 1 дано количество объектов в зависимости от относительной ошибки определения параллакса σ_{π}/π и положения в Галактике (в зависимости от расстояния R). Статистика дана как для всей выборки, так и для интервала расстояний $R : [3 - 14]$ кпк, который представляет большой интерес для изучения вращения Галактики (см., например, Рид и др., 2009, 2019), а также параметров спиральной структуры (см., например, Растворгueva и др., 2017; Рид и др., 2019; Бобылев и др., 2020; Бобылев, Байкова, 2022). Здесь наиболее важным является условие $R < 3$ кпк, которое

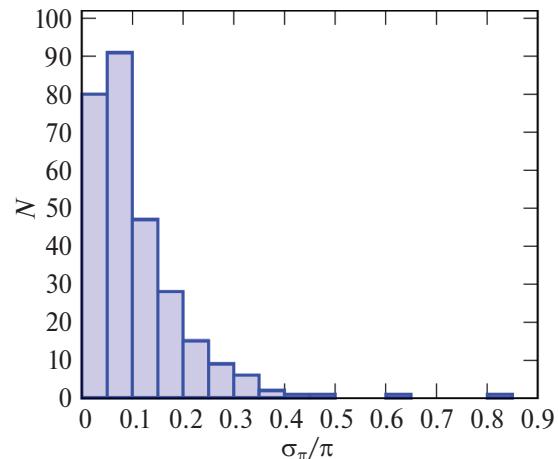


Рис. 1. Количество мазеров и радиозвезд в зависимости от относительной ошибки РСДБ-измерений их тригонометрических параллаксов.

Таблица 1. Количество мазеров и радиозвезд с относительными ошибками определения параллаксов

σ_{π}/π	$R > 0$ кпк	$3 < R < 14$ кпк
30%	267	259
20%	243	236
15%	215	210
10%	168	164

сильно ограничивает влияние галактического бара на движение звезд.

На рис. 2а дано распределение 164 мазеров и радиозвезд с ошибками измерения параллаксов менее 10% в проекции на галактическую плоскость XY . На рис. 2б дано распределение 210 мазеров с ошибками измерения параллаксов менее 15% в проекции на галактическую плоскость XY , где красными кружками выделена цепочка мазеров, которую мы хотим проверить на наличие возмущений вертикальных координат Z и скоростей W . На этом рисунке использована система координат, в которой ось X направлена от центра Галактики на Солнце, направление оси Y совпадает с направлением вращения Галактики. Четырехрукавный спиральный узор с углом закрутки $i = -13^\circ$ дан согласно работе Бобылева, Байковой (2014), здесь он построен со значением $R_0 = 8.1$ кпк, римскими цифрами пронумерованы следующие четыре спиральные рукава: I – Щита, II – Килия–Стрельца, III – Персея и IV – Внешний рукав.

МЕТОДЫ

Из наблюдений для каждой звезды имеем лучевую скорость V_r , направленную вдоль луча зрения, и две проекции тангенциальной скорости $V_l = 4.74r\mu_l \cos b$ и $V_b = 4.74r\mu_b$, направленные вдоль галактической долготы l и широты b соответственно, коэффициент

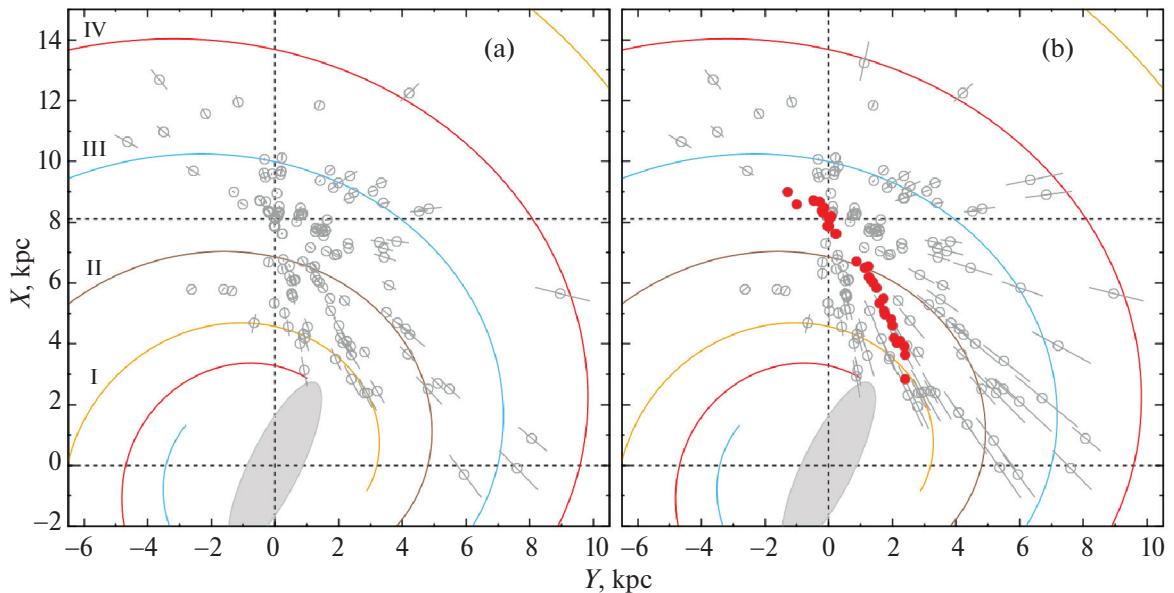


Рис. 2. Распределение 164 мазеров и радиозвезд с ошибками измерения параллаксов менее 10% в проекции на галактическую плоскость XY (а), распределение 210 мазеров с ошибками измерения параллаксов менее 15% (б).

4.74 является отношением числа километров в астрономической единице к числу секунд в тропическом году. Все три скорости выражены в км/с, а r — гелиоцентрическое расстояние звезды в кпк, которое вычисляется через параллакс π , $r = 1/\pi$. Компоненты собственного движения $\mu_l \cos b$ и μ_b выражены в мсд/год (миллисекунды дуги в год). Через компоненты V_r, V_l, V_b вычисляются скорости U, V, W , направленные вдоль прямоугольных галактических осей координат:

$$\begin{aligned} U &= V_r \cos l \cos b - V_l \sin l - V_b \cos l \sin b, \\ V &= V_r \sin l \cos b + V_l \cos l - V_b \sin l \sin b, \\ W &= V_r \sin b + V_b \cos b, \end{aligned} \quad (1)$$

где скорость U направлена от Солнца параллельно направлению на центр Галактики, точнее на ось галактического вращения, V — в направлении вращения Галактики, и W — на северный галактический полюс. Две скорости: V_r , направленную радиально от галактического центра, и ортогональную ей скорость V_{circ} , направленную вдоль вращения Галактики, можем найти на основе соотношений

$$\begin{aligned} V_{\text{circ}} &= U \sin \theta + (V_0 + V) \cos \theta, \\ V_r &= -U \cos \theta + (V_0 + V) \sin \theta, \end{aligned} \quad (2)$$

где позиционный угол θ удовлетворяет соотношению $\operatorname{tg} \theta = y/(R_0 - x)$, x, y, z — прямоугольные гелиоцентрические координаты звезды (вдоль соответствующих осей x, y, z направлены скорости U, V, W), V_0 — линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии R_0 .

Определение параметров вращения Галактики

Для определения параметров кривой галактического вращения используем уравнения, полученные из формул Боттлингера, в которых проведено разложение угловой скорости Ω в ряд до членов второго порядка малости r/R_0 :

$$\begin{aligned} V_r &= -U_\odot \cos b \cos l - V_\odot \cos b \sin l - \\ &- W_\odot \sin b + R_0(R - R_0) \sin l \cos b \Omega'_0 + \\ &+ 0.5R_0(R - R_0)^2 \sin l \cos b \Omega''_0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} V_l &= U_\odot \sin l - V_\odot \cos l - r \Omega_0 \cos b + \\ &+ (R - R_0)(R_0 \cos l - r \cos b) \Omega'_0 + \\ &+ 0.5(R - R_0)^2 (R_0 \cos l - r \cos b) \Omega''_0, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} V_b &= U_\odot \cos l \sin b + V_\odot \sin l \sin b - \\ &- W_\odot \cos b - R_0(R - R_0) \sin l \sin b \Omega'_0 - \\ &- 0.5R_0(R - R_0)^2 \sin l \sin b \Omega''_0, \end{aligned} \quad (5)$$

где R — расстояние от звезды до оси вращения Галактики, $R^2 = r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos b \cos l + R_0^2$. Скорости $(U, V, W)_\odot$ являются средней групповой скоростью выборки, они отражают пекулярное движение Солнца, поэтому взяты с обратными знаками; Ω_0 является угловой скоростью вращения Галактики на солнечном расстоянии R_0 , параметры Ω'_0 и Ω''_0 — соответствующие производные угловой скорости вращения, $V_0 = R_0 \Omega_0$.

Мы принимаем R_0 равным 8.1 ± 0.1 кпк. Это значение было выведено как средневзвешенное из большого количества современных индивидуальных оценок в работе Бобылева, Байковой (2021).

Решение условных уравнений вида (3)–(5) ищется методом наименьших квадратов (МНК). В итоге получаем оценку шести следующих неизвестных: $(U, V, W)_\odot, \Omega_0, \Omega'_0$ и Ω''_0 . Отметим, что скорости U, V и W в уравнениях (2) освобождены от пекулярной скорости Солнца U_\odot, V_\odot и W_\odot со значениями, найденными в результате МНК-решения кинематических уравнений вида (3)–(5).

Сpirальная волна плотности

Положение звезды в логарифмической спиральной волне в общем виде записывается следующим образом:

$$R = a_0 e^{(\theta - \theta_0) \operatorname{tg} i}, \quad (6)$$

где R — расстояние от центра Галактики до звезды, θ — позиционный угол звезды, θ_0 — произвольно выбранный начальный угол, который положим равным нулю, a_0 — место пересечения спиралью оси X , i — угол закрутки спирального узора ($i < 0$ для закручивающейся спирали), который связан с остальными параметрами так:

$$\operatorname{tg}(|i|) = m\lambda/(2\pi R_0), \quad (7)$$

где m — количество спиральных рукавов, λ — длина волны, равная расстоянию (в радиальном направлении) между отрезками спиральных рукавов в околосолнечной области. После деления левой и правой частей уравнения (6) на R_0 и логарифмирования, получим соотношение

$$\ln \frac{R}{R_0} = \ln(a_0/R_0) + \theta \operatorname{tg} i, \quad (8)$$

которое является уравнением прямой. Тогда из диаграммы “ $\ln(R/R_0) - \theta$ ” можем оценить значение a_0 и i .

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Параметры вращения Галактики

Для поиска МНК-решения кинематических уравнений применены два способа. В первом случае использовались три скорости — V_r, V_l и V_b (вариант $V_r + V_l + V_b$), а во втором случае использовались только собственные движения мазеров (вариант $V_l + V_b$). Результаты отражены в табл. 2.

В работе Бобылева, Байковой (2022) по 150 мазерам при аналогичных условиях для варианта $V_r + V_l + V_b$ были получены следующие оценки: $(U, V, W)_\odot = (9.15, 12.81, 8.93) \pm (0.86, 0.86, 0.75)$ км/с, $\Omega_0 = 30.18 \pm 0.38$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -4.368 \pm 0.077$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.845 \pm 0.037$ км/с/кпк³, где ошибка единицы веса σ_0 составила 8.9 км/с и $V_0 = 244.4 \pm 4.3$ км/с (для принятого $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк). Сравнение значений этих параметров с соответствующими из табл. 2 показывает, что в настоящей работе все оценки получены с меньшими ошибками. Улучшение решения произошло из-за использования большего количества мазеров в решениях.

Таблица 2. Кинематические параметры, найденные по 164 мазерным источникам, расположенным в области Галактики $R > 3$ кпк

Параметры	$V_r + V_l + V_b$	$V_l + V_b$
U_\odot , км/с	9.42 ± 0.81	9.61 ± 1.32
V_\odot , км/с	13.17 ± 0.84	11.49 ± 0.96
W_\odot , км/с	8.96 ± 0.73	8.49 ± 0.62
Ω_0 , км/с/кпк	30.11 ± 0.31	29.66 ± 0.36
Ω'_0 , км/с/кпк ²	-4.333 ± 0.067	-3.917 ± 0.096
Ω''_0 , км/с/кпк ³	0.837 ± 0.034	0.648 ± 0.043
σ_0 , км/с	9.0	7.9
V_0 , км/с	243.9 ± 3.9	240.2 ± 4.1

Радиальные V_R , остаточные тангенциальные ΔV_{circ} и вертикальные W скорости мазеров и радиовзвезд в зависимости от расстояния R даны на рис. 3. Оранжевыми линиями на рисунках показаны усредненные значения скоростей. На всех трех панелях рисунка хорошо видны периодичности, отражающие возмущения скоростей, вызванные галактической спиральной волной плотности. Параметры таких возмущений (амплитуды и длины волн) были определены в работе Бобылева, Байковой (2022) с применением спектрального анализа трех видов скоростей — V_R , ΔV_{circ} и W . В зависимости от вида скоростей значения параметров возмущений были найдены следующими: $\lambda_{R, \theta, W} = (2.1, 2.1, 2.6)$ кпк и амплитуды возмущений $f_{R, \theta, W} = (6.7, 2.6, 5.2)$ км/с. В работе Бобылева, Байковой (2022) было показано очень хорошее согласие между кривыми, полученными путем скользящего среднего (оранжевые линии на рис. 3) и периодическими кривыми, найденными в результате спектрального анализа.

Диаграмма “ $\ln(R/R_0) - \theta$ ”

Для построения диаграммы “ $\ln(R/R_0) - \theta$ ”, которая дана на рис. 4, была использована выборка мазеров с ошибками измерения их параллаксов менее 15%. Для отрезков спиральных рукавов Ориона, Персея и Внешнего проведены линии с углом закрутки -13° . Для цепочки мазеров, отмеченных на рисунке красными точками, найдено, что они располагаются под углом -48° . Для них также получена оценка $\ln(a/R_0) = -0.015$. В дальнейшем для отбора этой цепочки мазеров используем зону отбора шириной $\ln(R/R_0) = 0.12$ (0.97 кпк). Для этого используем ограничение на угол $-0.2 < \theta < 0.8$ радиан и две ограничительные линии на диаграмме:

$$\begin{aligned} \ln(R/R_0) &= 0.045 + \theta \operatorname{tg}(-48^\circ), \\ \ln(R/R_0) &= -0.075 + \theta \operatorname{tg}(-48^\circ). \end{aligned} \quad (9)$$

Отобранные таким образом мазеры, которых оказалось 65 источников, отмечены красными кружками на рис. 2b. Вначале мы хотели посмотреть только свойства более короткой цепочки звезд, т.е. находящихся

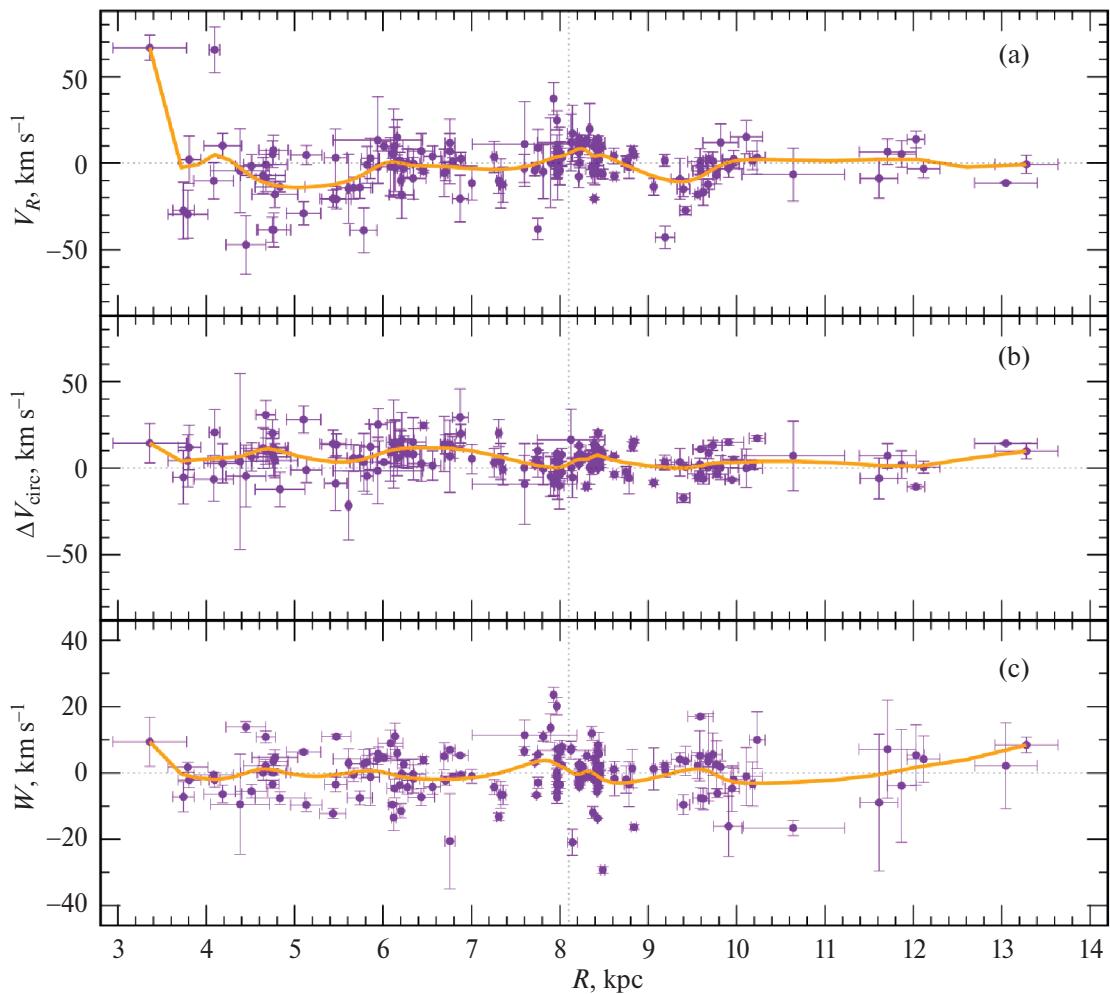


Рис. 3. Скорости мазеров и радиоизвезд с относительными ошибками определения параллаксов менее 10% в зависимости от расстояния R : (а) – радиальные, (б) – остаточные тангенциальные, (с) – вертикальные.

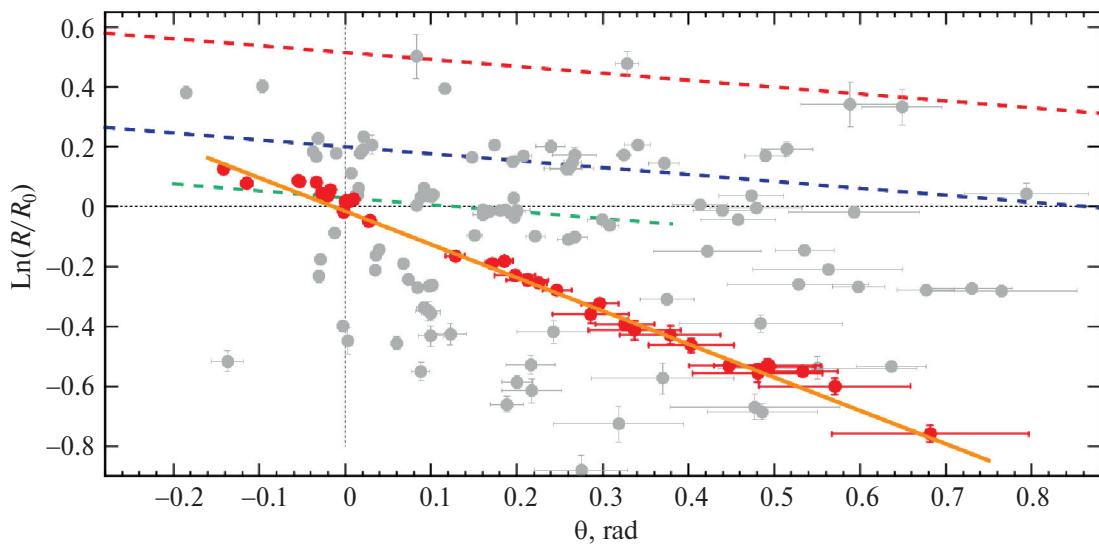


Рис. 4. Галактоцентрические расстояния мазеров вида $\ln(R/R_0)$ в зависимости от позиционных углов θ , пунктирные линии проведены под углом к горизонтальной оси -13° для Внешнего рукава (красная линия), Персея (синяя линия), Ориона (зеленая линия), а для цепочки красных точек – под углом -48° (оранжевая сплошная линия).

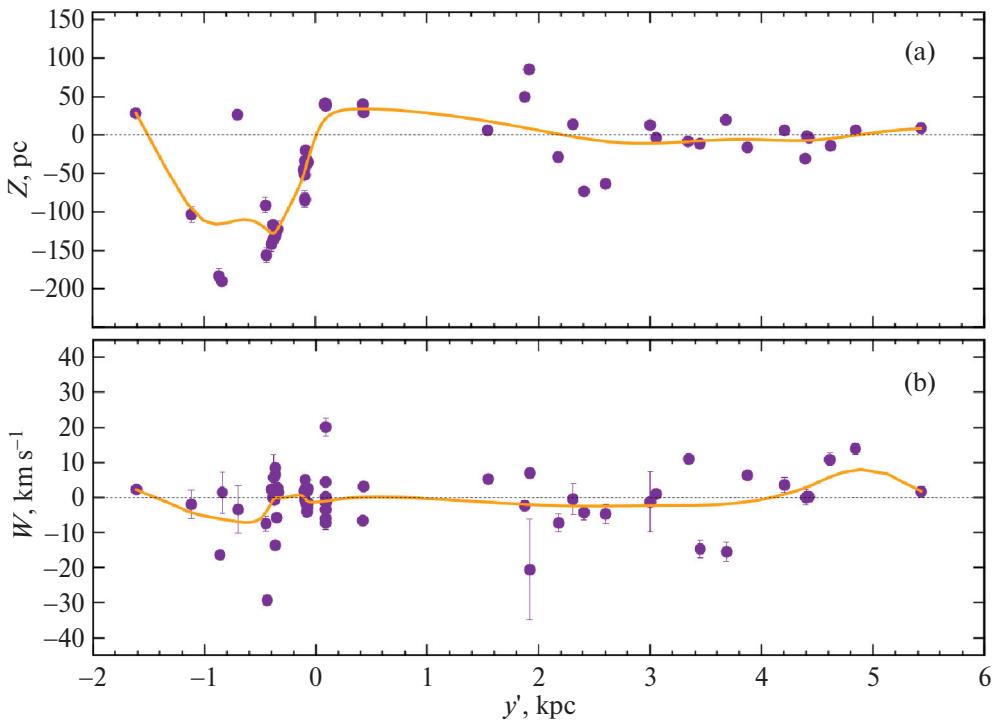


Рис. 5. Вертикальные координаты (а) и скорости (б) цепочки мазеров вдоль оси y' .

в интервале $0.1 < \theta < 0.8$ радиан, но оказалось, что подключение звезд из ближайшего окружения Солнца более информативно.

Волна Рэдклиффа и цепочка Киля–Щита

Для выяснения наличия периодических возмущений вертикальных координат и скоростей избранных мазеров был осуществлен переход (в гелиоцентрической системе координат) к штрихованной оси y' на угол 48° следующим образом:

$$y' = y \cos 48^\circ + x \sin 48^\circ. \quad (10)$$

Такой подход обычно применяется при изучении волн Рэдклиффа (Алвес и др., 2020; Бобылев и др., 2022; Конецка и др., 2024). Зависимости вертикальных координат и скоростей отобранных 65 мазеров от координат y' даны на рис. 5.

На рис. 5 видно, что мазеры, расположенные в интервале $1 < y' < 6$ кпк, не демонстрируют заметных периодических возмущений вертикальных координат и скоростей, характерных для волны Рэдклиффа.

В области $-2 < y' < 1$ кпк на этом рисунке расположены мазеры, находящиеся под воздействием волны Рэдклиффа. Проявление этой волны хорошо видно в координатах Z . Влияние волны Рэдклиффа здесь редуцированное (здесь видим другое значение длины волны). Хорошо известно, что волна Рэдклиффа ориентирована под углом 25° – 30° к оси y . Но амплитуда возмущения $Z \sim 150$ пк (рис. 5а) находится в полном согласии с известной для волны Рэдклиффа.

С другой стороны, узкая цепочка избранных мазеров (рис. 4) выглядит как отрезок логарифмической

спирали с углом закрутки -48° . Если это реально, то можно предположить, что такая крупномасштабная спиральная волна могла спровоцировать образование пояса Гулда, а также могла возбудить волну в вертикальных координатах и скоростях в волне Рэдклиффа. Эта гипотеза тем более интересна, что численное моделирование спиральной структуры Галактики при наличии бара дает аргументы в ее поддержку. Например, на рис. 3 из работы Ли и др. (2022), построенного по результатам такого моделирования, можем видеть отходящую от концов бара струю, похожую на наш случай. В модели Ли и др. (2022) значение угловой скорости бара принималось равным $\Omega_b = 37.5$ км/с/кпк. Предположим, что обнаруженная нами цепочка мазеров является подобной струей, которая твердоцельно вращается с угловой скоростью вращения бара. Это означает, что в области Солнца струя наезжает на волны Рэдклиффа, так как в этом случае волна Рэдклиффа расположена от центра Галактики дальше радиуса коротации бара. Здесь имеется согласие как с радиальным, так и с тангенциальным движением волны Рэдклиффа, обнаруженным недавно в работе Конецки и др. (2024). Еще одним аргументом в поддержку данной гипотезы является то, что описываемая цепочка мазеров берет начало от конца длинного бара. Согласно определениям различных авторов (см., например, Бенджамин и др., 2005; Кабрера-Лаверс и др., 2008; Вегг и др., 2015) длинный бар ориентирован под углом от 30° до 45° к оси X , и половина его длины составляет от 4 до 5 кпк.

На рис. 6 даны радиальные, остаточные тангенциальные и вертикальные скорости избранной цепоч-

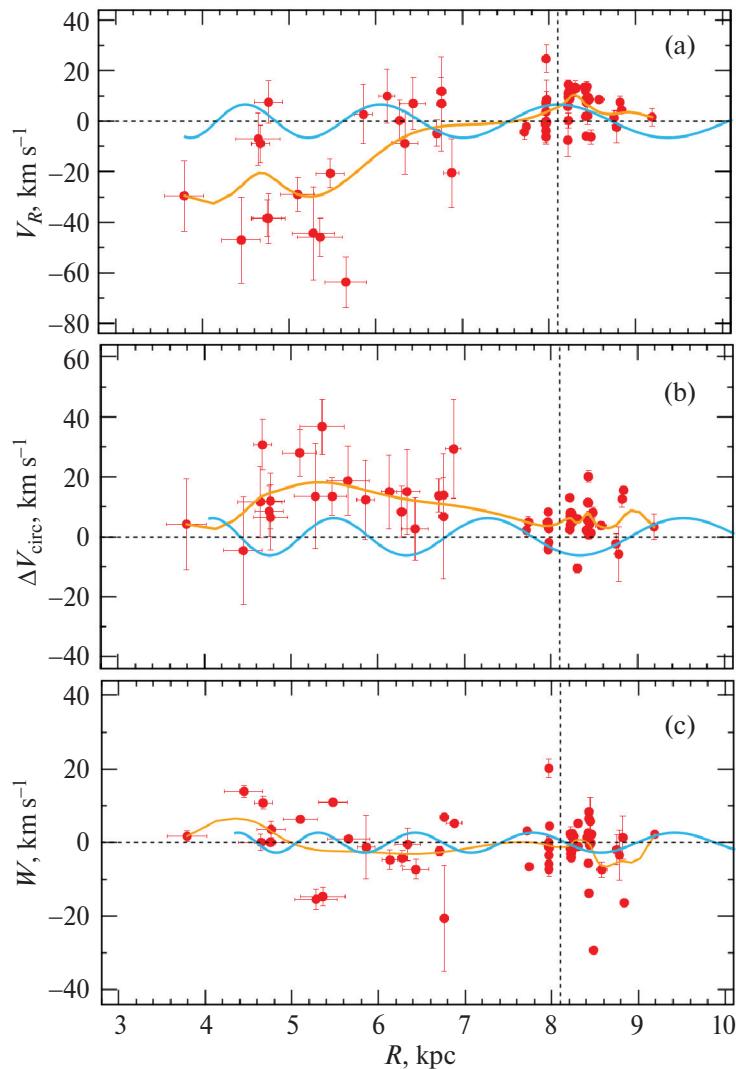


Рис. 6. Скорости избранной цепочки мазеров и радиозвезд в зависимости от расстояния R : (а) – радиальные, (б) – остаточные тангенциальные, (с) – вертикальные (см. текст).

ки мазеров в зависимости от расстояния R . На этом рисунке синей линией даны периодические кривые, найденные в работе Бобылева, Байковой (2022) по выборке мазеров на основе спектрального анализа. Эти кривые, параметры которых уже были перечислены при обсуждении параметров вращения Галактики, отражают влияние галактической спиральной волны плотности. Оранжевой линией даны средние значения скоростей. Как видно на рисунке, в области рукава Щита ($R \sim 5$ кпк) скорости V_R и ΔV_{circ} имеют значительные отклонения от синей кривой. Это говорит о необычной кинематике целой группировки источников в этой области.

Значение угла закрутки спирали, близкое к -48° , очень редко, но встречается в других галактиках (см., например, рис. 9 в работе Ю, Хо, 2019). Спиральный узор с углом закрутки $i = -48^\circ$ при малых значениях m должен иметь большую длину волны λ . С использованием соотношения (7) можем оценить значение λ для

$i = -48^\circ$ и $R_0 = 8.1$ кпк: $\lambda = 28$ кпк при $m = 2$ или $\lambda = 14$ кпк при $m = 4$, и т.д.

В литературе неоднократно обсуждались модели спиральной структуры Галактики, состоящие из суммирования нескольких спиральных узоров. Например, известна модель Лепине и др. (2001) о существовании на солнечном радиусе двухрукавного и четырехрукавного спиральных узоров (с углами закрутки 6° и 12° соответственно). Энглмайер и др. (2008) предложили модель, в которой внутри солнечного круга реализован двухрукавный узор, а во внешней части Галактики спиральный узор уже становится четырехрукавным (см. также работу этих авторов Пол и др., 2008).

Интересно также отметить работы Грива и др. (2017, 2021), где на основе кинематического анализа выборок различных молодых объектов был сделан вывод о реализации в Галактике однорукавной моды ($m = 1$), т.е. в такой модели $\lambda = 2\pi R_0 \text{tg}|i|$. Тогда в примене-

нии к нашему случаю (Бобылев, Байкова, 2014) найдем $\lambda \sim 12$ кпк при $m = 2$, $i = -13^\circ$ и $R_0 = 8.1$ кпк, или $\lambda \sim 24$ кпк при $m = 4$, $i = -13^\circ$ и $R_0 = 8.1$ кпк. Впрочем, Гривом и др. (2017, 2021) при $m = 1$ получены вполне обычные значения параметров волны плотности в околосолнечной окрестности $i \approx -2^\circ$ и $\lambda \approx 2$ кпк.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По литературным данным составлена наиболее полная на сегодняшний день выборка галактических мазерных источников и радиозвезд с измеренными методом РСДБ тригонометрическими параллаксами, их собственными движениями и лучевыми скоростями. Эти мазеры и радиозвезды являются очень молодыми объектами, ассоциируемые с протозвездами, звездами не достигшими главной последовательности, а в ряде случаев с очень массивными молодыми звездами. Все они тесно связаны с областями активного звездообразования.

В результате совместного решения системы кинематических уравнений с использованием 164 мазеров с ошибками измерения их тригонометрических параллаксов менее 10%, расположенных в области Галактики $R > 3$ кпк, найдены компоненты групповой скорости $(U, V, W)_\odot = (9.15, 12.81, 8.93) \pm \pm (0.86, 0.86, 0.75)$ км/с и следующие параметры угловой скорости вращения Галактики: $\Omega_0 = 30.11 \pm \pm 0.31$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -4.333 \pm 0.067$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.837 \pm 0.034$ км/с/кпк³, где линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии составила $V_0 = 243.9 \pm 3.9$ км/с для принятого значения $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк.

Изучена очень узкая цепочка мазеров длиной 3–4 кпк, вытянутая в направлении $l \sim 40^\circ$, проходящая от отрезка спирального рукава Киля–Стрельца до рукава Щита. Проверена гипотеза Мэя и др. (2023) о том, что эта цепочка мазеров может быть аналогом волны Рэдклиффа. В настоящей работе не найдено значительных периодических возмущений вертикальных координат и скоростей в этой структуре, характерных для волны Рэдклиффа. Таким образом, цепочка мазеров между отрезками спиральных рукавов Киля и Щита не является аналогом волны Рэдклиффа.

В процессе проведенного анализа обнаружено, что узкая цепочка мазеров, которая уже тянется от Солнца (захватывает область пояса Гулда) до отрезка рукава Щита выглядит как отрезок логарифмической спирали с углом закрутки -48° . Возможно, что такая крупномасштабная спиральная волна плотности могла спровоцировать образование пояса Гулда, а также возбудить волну в вертикальных координатах и скоростях в волне Рэдклиффа. Эту гипотезу интересно будет проверить на большем материале. В настоящее же время для ее проверки не хватает высокоточных в отношении измерения параллаксов данных. Например, до многочисленных облаков нейтрального водо-

рода Н I, расположенных практически по всему диску Галактики, расстояния определены не очень точным кинематическим способом. Расстояния до классических цефеид измеряются с точностью 5–10%, однако они расположены с большой дисперсией относительно центров спиральных рукавов, поэтому от них нельзя ожидать хорошей концентрации к узкой цепочке, описанной в настоящей работе. Надежда – на финальную версию каталога Gaia.

Наша рабочая гипотеза состоит в том, что обнаруженная цепочка мазеров является подобной струе структурой, отходящей от конца бара, которая твердо-твильно вращается с угловой скоростью вращения бара.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акияма и др. (K. Akiyama, J.-C. Algaba, T. An, K. Asada, K. Asanok, D.-Y. Byun, T. Chanapote, W. Chen, et al.), *Galaxies* **10**, 113 (2022).
2. Алвес и др. (J. Alves, C. Zucker, A.A. Goodman, J.S. Speagle, S. Meingast, Th. Robitaille, D.P. Finkbeiner, E.F. Schlaflly, and G.M. Green), *Nature* **578**, 237 (2020).
3. Бенджамин и др. (R.A. Benjamin, E. Churchwell, B.L. Babler, R. Indebetouw, M.R. Meade, B.A. Whitney, C. Watson, M.G. Wolfire, et al.), *Astrophys. J.* **630**, L149 (2005).
4. Биан и др. (S.B. Bian, Y. Xu, J.J. Li, Y.W. Wu, B. Zhang, X. Chen, Y.J. Li, Z.H. Lin, et al.), *Astron. J.* **163**, 54 (2022).
5. Бобылев, Байкова (V. Bobylev and A.T. Bajkova), *MNRAS* **408**, 1788 (2010).
6. Бобылев, Байкова (V.V. Bobylev and A.T. Bajkova), *MNRAS* **437**, 1549 (2014).
7. Бобылев В.В., Крисанова О.И., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **46**, 470 (2020) [V.V. Bobylev, O.I. Krisanova, and A.T. Bajkova, *Astron. Lett.* **46**, 439 (2020)].
8. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **48**, 492 (2022) [V.V. Bobylev and A.T. Bajkova, *Astron. Lett.* **48**, 376 (2022)].
9. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Мишуроев Ю.Н., Письма в Астрон. журн. **48**, 553 (2022) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, and Yu.N. Mishurov, *Astron. Lett.* **48**, 434 (2022)].
10. Валенари и др. (Gaia Collab., A. Vallenari, A.G.A. Brown, T. Prusti, et al.), *Astron. Astrophys.* **674**, 1 (2023).
11. Вегг и др. (C. Wegg, O. Gerhard, and M. Portail), *MNRAS* **450**, 4050 (2015).
12. Гайи и др. (P.A.B. Galli, L. Loinard, G.N. Ortiz-Leon, M. Kounkel, S.A. Dzib, A.J. Mioduszewski, L.F. Rodriguez, L. Hartmann, et al.), *Astrophys. J.* **859**, 33 (2018).
13. Грив и др. (E. Griv, L.-G. Hou, I.-G. Jiang, and C.-C. Ngeow), *MNRAS* **464**, 4495 (2017).
14. Грив и др. (E. Griv, M. Gedalin, and I.-G. Jiang), *MNRAS* **503**, 354 (2021).
15. Донада, Фигуэрос (J. Donada and F. Figueras), arXiv: 2111.04685 (2021).
16. Иммер, Ригл (K. Immer and K.L.J. Rygl), *Universe* **8**, 390 (2022).

17. Кабрера-Лаверс и др. (A. Cabrera-Lavers, C. Gonzalez-Fernandez, F. Garzon, P.L. Hammersley, and M. Lopez-Corredoira), *Astron. Astrophys.* **491**, 781 (2008).
18. Конецка и др. (R. Konietzka, A.A. Goodman, C. Zucker, A. Burkert, J. Alves, M. Foley, C. Swiggum, M. Koller, and N. Miret-Roig), *Nature* **628**, 62 (2024).
19. Кришнан и др. (V. Krishnan, S.P. Ellingsen, M.J. Reid, A. Brunthaler, A. Sanna, J. McCallum, C. Reynolds, H.E. Bignall, et al.), *Astrophys. J.* **805**, 129 (2015).
20. Лепине и др. (J.R.D. Lepine, Yu.N. Mishurov, and S.Yu. Dedikov), *Astrophys. J.* **546**, 234 (2021).
21. Ли, Чен (G.-X. Li and B.-Q. Chen), *MNRAS* **517**, L102 (2022).
22. Ли и др. (Z. Li, J. Shen, O. Gerhard, and J.P. Clarke), *Astrophys. J.* **925**, 71 (2022).
23. Мэй и др. (X. Mai, B. Zhang, M.J. Reid, L. Moscadelli, S. Xu, Y. Sun, J. Zhang, W. Chen, et al.), *Astrophys. J.* **949**, 10 (2023).
24. Ортиз-Леон и др. (G.N. Ortiz-Leon, L. Loinard, M.A. Kounkel, S.A. Dzib, A.J. Mioduszewski, L.F. Rodriguez, R.M. Torres, R.A. Gonzalez-Lopezlira, et al.), *Astrophys. J.* **834**, 141 (2017).
25. Ортиз-Леон и др. (G.N. Ortiz-Leon, L. Loinard, S.A. Dzib, P.A.B. Galli, M. Kounkel, A.J. Mioduszewski, L.F. Rodriguez, R.M. Torres, et al.), *Astrophys. J.* **865**, 73 (2018).
26. Ортиз-Леон и др. (G.N. Ortiz-Leon, K.M. Menten, T. Kaminski, A. Brunthaler, M.J. Reid, and R. Tylenda), *Astron. Astrophys.* **638**, 17 (2020).
27. Ортиз-Леон и др. (G.N. Ortiz-Leon, S.A. Dzib, L. Loinard, Y. Gong, T. Pillai, and A. Plunkett), *Astrophys. Asyrophys.* **673**, L1 (2023).
28. Пол и др. (M. Pohl, P. Englmaier, and N. Bissantz), *Asyrophys. J.* **677**, 283 (2008).
29. Прусти и др. (Gaia Collab., T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, A.G.A. Brown, et al.), *Astron. Astrophys.* **595**, 1 (2016).
30. Растрогуев А.С., Заболотских М.В., Дамбис А.К., Уткин Н.Д., Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрофиз. Бюлл. **72**, 134 (2017) [A.S. Rastorguev, N.D. Utkin, M.V. Zabolotskikh, et al., *Astrophys. Bull.* **72**, 122 (2017)].
31. Рид и др. (M.J. Reid, K.M. Menten, X.W. Zheng, A. Brunthaler, L. Moscadelli, Y. Xu, B. Zhang, M. Sato, et al.), *Astrophys. J.* **700**, 137 (2009).
32. Рид и др. (M.J. Reid, N. Dame, K.M. Menten, A. Brunthaler, X.W. Zheng, Y. Xu, J. Li, N. Sakai, et al.), *Astrophys. J.* **885**, 131 (2019).
33. Сакаи и др. (N. Sakai, T. Nagayama, H. Nakanishi, N. Koide, T. Kurayama, N. Izumi, T. Hirota, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **72**, 53 (2020).
34. Сакаи и др. (N. Sakai, B. Zhang, S. Xu, D. Sakai, Y. Tamura, T. Jike, T. Jung, C. Oh, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **75**, 208 (2023).
35. Сюй и др. (Y. Xu, S.B. Bian, M.J. Reid, J.J. Li, K.M. Menten, T.M. Dame, B. Zhang, A. Brunthaler, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **253**, 9 (2021).
36. Туласидхаран и др. (L. Thulasidharan, E. D'Onghia, E. Poggio, R. Drimmel, J.S. Gallagher III, C. Swiggum, R.A. Benjamin, and J. Alves), *Astron. Astrophys.* **660**, 12 (2022).
37. Цукер и др. (C. Zucker, J. Alves, A. Goodman, S. Meingast, and P. Galli), *Protostars and Planets VII*, ASP Conf. Ser., Vol. 534, Proc. conf. held 10–15 April 2023 at Kyoto, Japan. Eds. S.-I. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto, K. Tomida, and M. Tamura. San Francisco: Astron. Soc. Pacific, p. 43 (2023).
38. Хайленд и др. (L.J. Hyland, M.J. Reid, G. Orosz, S.P. Ellingsen, S.D. Weston, J. Kumar, R. Dodson, et al.), *Astrophys. J.* **953**, 21 (2023).
39. Хайленд и др. (L.J. Hyland, S.P. Ellingsen, M.J. Reid, J. Kumar, and G. Orosz), *Cosmic Masers: Proper Motion toward the Next-Generation Large Projects*. Proceedings IAU Symposium No. 380, 2024, T. Hirota, H. Imai, K. Menten, and Y. Pihlstrom, eds. (2024).
40. Хирота и др. (VERA collaboration, T. Hirota, T. Nagayama, M. Honma, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **70**, 51 (2020).
41. Хонма и др. (M. Honma, T. Nagayama, K. Ando, T. Bushimata, Y.K. Choi, T. Handa, T. Hirota, H. Imai, et al.), *PASJ* **64**, 136 (2012).
42. Эденхофер и др. (G. Edenhofer, C. Zucker, P. Frank, A.K. Saydjari, J.S. Speagle, D. Finkbeiner, and T.A. En?lin), *Astron. Astrophys.* **685**, A82 (2024).
43. Энглмайер и др. (P. Englmaier, M. Pohl, and N. Bissantz), arXiv: 0812.3491 (2008).
44. Ю, Хо (S.-Y. Yu, L.C. Ho), *Astrophys. J.* **871**, 194 (2019).

УЛУЧШЕННАЯ ФОТОИОНИЗАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ АНАЛИЗА СПЕКТРОВ ОБЛАСТЕЙ НП С ЦЕЛЬЮ ОЦЕНКИ РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ПЕРВИЧНОГО ${}^4\text{He}$

© 2024 г. О. А. Куричин^{1*}, А. В. Иванчик¹

¹Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 11.12.2024 г.

После доработки 21.01.2025 г.; принята к публикации 21.01.2025 г.

Наблюдаемые распространенности первичных элементов, таких как D, ${}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$, являются ключевыми величинами для изучения процессов, происходивших в ранней Вселенной. Получение значения распространенности первичного ${}^4\text{He}$ (Y_p) с субпроцентной точностью – одна из важных задач современной наблюдательной космологии. Основной способ определения Y_p базируется на анализе спектров областей НП карликовых голубых галактик. Он состоит в измерении потоков эмиссионных линий гелия, водорода и металлов и их последующем моделировании с целью определения физических условий в межзвездной среде, ее химического состава, а также учета систематических эффектов. Одним из ключевых систематических эффектов, влияющих на оценку Y_p , является подлиниевое поглощение, возникающее из-за наложения эмиссионных линий межзвездной среды на те же самые аборбционные линии фотосфер звезд галактики, формирующих звездный континуум областей НП. Этот эффект приводит к заметному изменению наблюдаемых потоков эмиссионных линий. В данной работе представлен улучшенный алгоритм моделирования полного спектра областей НП, включающего звездный и небулярный континуум, а также профили эмиссионных линий. Построение звездной составляющей континуума производится путем моделирования интегрального спектра от нескольких звездных популяций с помощью пакета pXF. Такой подход позволяет не разделять по шагам измерение интегральных потоков и их последующее моделирование, т.е. является более самосогласованным, а также позволяет более корректно учитывать эффекты подлиниевого поглощения, что увеличивает точность оценок параметров модели. Примеры оценки наблюдаемой распространенности ${}^4\text{He}$ в конкретных объектах показывают улучшение точности ее определения до трех раз по сравнению с оценками, полученными другими способами. Предлагаемый метод может быть использован для получения более точной оценки распространенности первичного ${}^4\text{He}$, а также других задач, сопряженных с анализом спектров областей НП.

Ключевые слова: первичный гелий-4, области НП, подлиниевое поглощение.

DOI: 10.31857/S0320010824120076, **EDN:** LFEMSU

ВВЕДЕНИЕ

Высокая степень согласованности предсказаний теории Первичного Нуклеосинтеза с данными, полученными в результате наблюдений распространенностей легких элементов, таких как дейтерий (см., например, работу Кислицына и др., 2024, и ссылки в ней) и гелий-4, с результатами наблюдений анизотропии реликтового излучения (Коллаборация Планк, 2020) составляет одну из ключевых основ современной космологии, объясняющей физические процессы, протекавшие в ранней Вселенной. Процессы Первичного Нуклеосинтеза чувствительны к темпу расширения Вселенной и – потенциально – к различным процессам, обсуждающимся в рамках расширений Стандартной Модели физики элементарных частиц и фундаментальных взаимодействий ΛCDM космологической модели. К ним относятся дополнительные релятивистские степени свободы (например, стерильные нейтрино), лептонная асимметрия Все-

ленной, распады и/или аннигиляции частиц темной материи, модели с ранней меняющейся темной энергией и множество других возможных вариантов. Сравнение наблюдательных данных и предсказаний теоретических моделей позволяет ставить достаточно жесткие ограничения на любые потенциальные нестандартные процессы, а также дает возможности для исследования “новой физики” (“Physics Beyond”).

Наблюдательные оценки на распространенность первичного ${}^4\text{He}$, обозначаемую Y_p , представляют особенный интерес, так как именно эта величина наиболее чувствительна к темпу расширения Вселенной в эпоху Первичного Нуклеосинтеза (см., например, обзоры Филдса и др., 2020; Иванчика и др., 2024). Уточнение оценки Y_p и поиск потенциальных рассогласований этой величины с теоретическими предсказаниями Первичного Нуклеосинтеза в рамках ΛCDM модели является одной из ключевых задач современной наблюдательной космологии. Так, например, недавнее исследование Мацуумото и др. (2023), основанное на

*Электронный адрес: o.chinkuir@gmail.com

изучении спектров экстремально малометаллических галактик (EMPGs), дает оценку $Y_p = 0.2370 \pm 0.0034$, что на уровне 3σ рассогласовано с независимой оценкой $Y_p = 0.2471 \pm 0.0002$, полученной на основе данных анализа анизотропии СМВ (Коллаборация Планк, 2020) и кодов Первичного Нуклеосинтеза (Пизанти и др., 2008; Питру и др., 2018). Следует обратить внимание на то, что эта оценка не согласуется с другими независимыми измерениями Y_p (Авер и др., 2015, 2021; Фернандез и др., 2018, 2019; Валерди, Паймерт, 2019; Сью и др., 2020; Валерди и др., 2021; Куричин и др., 2021а,б), и может быть сильно смещена из-за наличия некоторых численных эффектов используемой фотоионизационной модели. С другой стороны, потенциально это рассогласование может быть объяснено и наличием новых, не учтенных ранее физических процессов, происходивших в ранней Вселенной.

Основной метод получения оценки Y_p состоит в анализе спектров малометаллических областей НII в карликовых голубых галактиках (BCD). В этих галактиках замедленный темп звездообразования, и, следовательно, они слабо проэволюционировали химически относительно своего первичного состава. Наблюдаемую рас пространенность гелия в таких галактиках можно представить соотношением $Y = Y_p + \Delta Y$, где ΔY – это добавка, связанная с наработкой гелия в звездном нуклеосинтезе. Поскольку процессы звездного нуклеосинтеза обогащают межзвездную среду этих галактик как гелием, так и металлами, можно ожидать корреляцию между металличностью объекта и содержанием в нем гелия. При малой металличности объектов эта корреляция может считаться линейной. Для оценки Y_p строится диаграмма Y – O/H для выборки галактик, где O/H – относительное содержание кислорода в галактике, выступающее в роли маркера металличности объекта, а Y – наблюдаемая рас пространенность гелия. Далее полученная зависимость Y – O/H экстраполируется к нулевой металличности, в результате чего получается оценка Y_p .

Такой способ получения оценки Y_p осложнен двумя основными факторами. Первый состоит в относительной малости статистики галактик, для которых имеются качественные спектры, пригодные для получения оценки Y_p . Второй связан с тем, что фотоионизационные модели, применяемые для обработки спектров этих галактик, включают в себя поправки на различные систематические эффекты, учет которых весьма нетривиален. Таким образом, имеются два возможных пути улучшения оценки Y_p . Первый состоит в увеличении объема статистической выборки галактик, что было сделано в работе Куричина и др. (2021а). В работе авторы расширили выборку галактик за счет вручную отобранных объектов из каталога SDSS, качество спектров которых было достаточным для использования в этой задаче. Второй способ уточнить оценку Y_p состоит в улучшении используе-

мых фотоионизационных моделей областей НII. Они нужны для моделирования потоков эмиссионных линий водорода, гелия и металлов с целью определения физических условий в исследуемых объектах (таких как температура и концентрация электронов), а также для учета различных систематических эффектов. Систематические эффекты приводят к отклонениям наблюдаемых потоков в линиях от собственных потоков, излученных межзвездной средой объекта.

Фотоионизационные модели, используемые сегодня для получения оценки Y_p (Авер и др., 2015, 2021; Фернандез и др., 2018, 2019; Валерди, Паймерт, 2019; Валерди и др., 2021; Сью и др., 2020; Куричин и др., 2021а,б; Мацуумото и др., 2023), базируются на методе, предложенном в работе Авера и др. (2010). Здесь и далее этот тип фотоионизационных моделей мы будем называть “стандартным методом”. В этих моделях осуществляется поправка на следующие систематические эффекты (см. формулу (1)): межзвездное покраснение, столкновительное возбуждение переходов, подлиниевое поглощение в линиях Н и Не и эффекты переноса излучения в линиях Не. Среди этих четырех эффектов наиболее не очевиден учет эффекта подлиниевого поглощения, и в этой работе мы предлагаем новый и значимо лучший способ учета этого систематического эффекта.

Подлиниевое поглощение (underlying absorption, или UA) – это эффект уменьшения наблюдаемых потоков эмиссионных линий областей НII по сравнению с собственными (т.е. излученными непосредственно межзвездной средой) потоками линий. Этот эффект возникает из-за наложения эмиссионных линий, формирующихся в ионизованной межзвездной среде вокруг горячих звезд О и В классов, на те же линии, только в аборбции, формирующиеся фотосферах этих же звезд, а также в других звездах, образующих звездное население карликовой галактики (включая и старое население). Качественно этот эффект проиллюстрирован на рис. 1. Прямое измерение этого эффекта по каждой конкретной линии затруднено, поскольку вписывание оранжевой штриховой линии, соответствующей профилю аборбционной линии, сильно неоднозначно. Поэтому в стандартном методе для измерения потоков строят линейную аппроксимацию континуума в окрестности каждой линии. Видно, что измеряемый в стандартном методе поток линии, обозначенный сплошным голубым цветом, заметно отличается от собственного потока, обозначенного голубой пунктирной линией. Линии подлиниевого поглощения (оранжевый пунктир на рис. 1) обычно являются более широкими по сравнению с эмиссионными линиями межзвездной среды. Это связано с тем, что концентрации частиц и кинетические температуры в фотосферах звезд заметно выше по сравнению с этими же величинами в межзвездной среде. Поэтому эффекты доплеровского уширения и уширения давлением у таких аборбционных линий

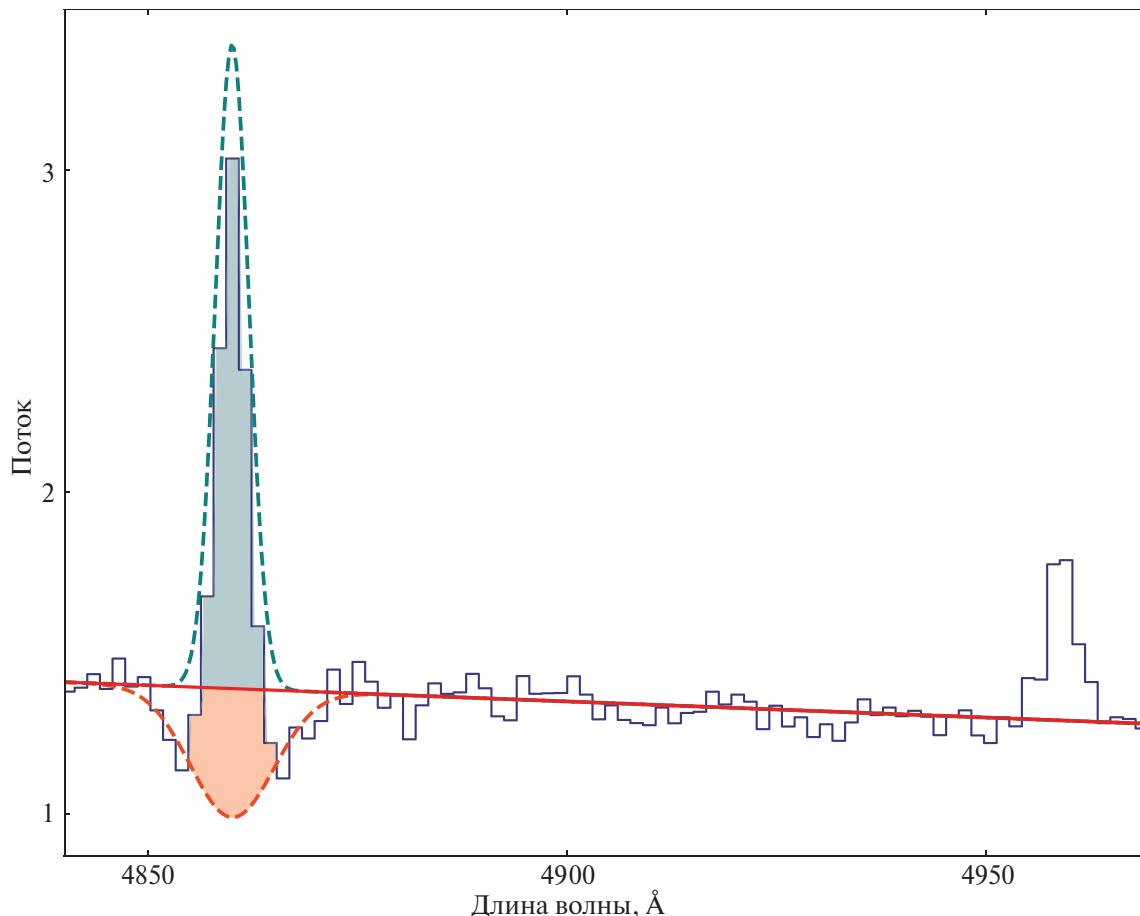


Рис. 1. Качественная иллюстрация эффекта подлиньевого поглощения. Темно-синей линией показан спектр объекта, красной прямой обозначен линейный континуум. Штрихованной голубой линией обозначен собственный профиль эмиссионной линии, излучаемый межзвездной средой, штрихованной оранжевой линией обозначен профиль линии подлиньевого поглощения. Измеряемый поток линии при стандартном вычитании линейного континуума обозначен сплошным голубым цветом. Сплошным оранжевым цветом обозначена неизмеряемая часть потока линии, обозначающая поправку на подлиньевое поглощение, которая осуществляется при моделировании потоков.

более заметны. Дополнительный механизм уширения абсорбционных линий связан с наличием дисперсии скоростей звезд вдоль луча зрения, однако для карликовых галактик этот эффект мал. На рис. 2 представлены примеры наблюдаемых спектров объектов, отобранных из каталога SDSS. Из рис. 2 следует, что в наблюдаемых спектрах эффект подлиньевого поглощения может быть как относительно слабым и незаметным (панель **a** и **b**), так и явно видимым для большого числа линий (панель **c**). Из рис. 2 следует, что попытка моделирования линий подлиньевого поглощения по отдельным индивидуальным линиям будет давать неоднозначный результат и вносить систематическую ошибку в анализ. В этой работе мы предлагаем метод самосогласованного моделирования полностью спектра, что позволяет учесть эффект подлиньевого поглощения наилучшим образом. Модельный континуум для этих же спектров, рассчитанный с помощью представленного метода моделирования, представлен на правых панелях (**d**, **e**, **f**) рис. 2. Правые панели демонстрируют, что даже в спектрах, где подлиньевое поглощение слабо или вообще визуально не

наблюдается, поправка на этот эффект, вообще говоря, очень важна и существенна.

В спектрах звезд О и В классов доминируют абсорбционные линии H α , H β , а также в некотором количестве представлены линии поглощения H γ . В фотосферах этих звезд практически отсутствуют абсорбционные линии, соответствующие длинам волн ярких запрещенных линий областей H γ , однако из-за того, что суммарный звездный континуум галактики формируется всем звездным населением, включая и старое, запрещенные линии также могут быть подвержены влиянию этого эффекта. Дополнительно, в случае, если запрещенная линия металла блендируется с какой-либо линией водорода или гелия (как, например, в случае с блендиной H γ + [NeIII] λ 3967), эффект подлиньевого поглощения будет оказывать влияние на измеряемые потоки обеих линий.

Подлиньевое погложение приводит к заметному уменьшению измеряемых потоков линий бальмеровской серии и рекомбинационных линий H β . Уменьшение потоков бальмеровских линий в свою очередь приводит к усилению измеряемого значения бальме-

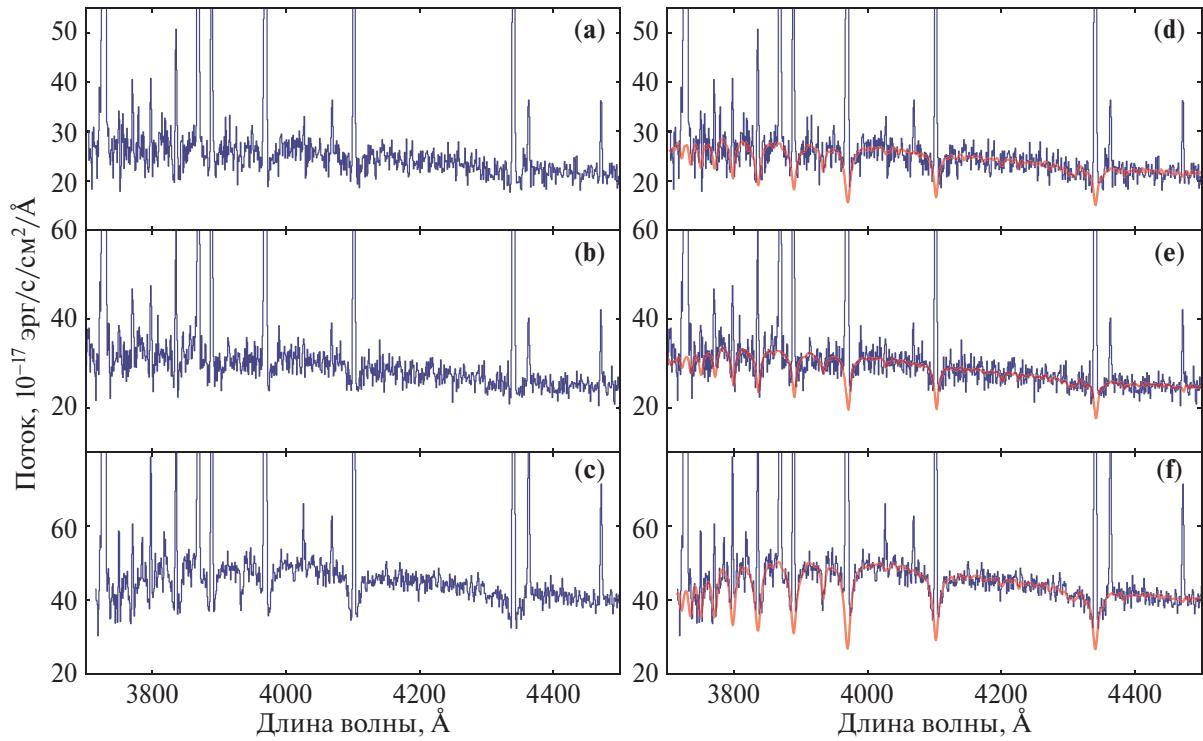


Рис. 2. Примеры реальных спектров объектов, иллюстрирующие эффект подлиньевого поглощения. Представлены спектры следующих объектов из каталога SDSS: J0907+5327 (панели **а** и **д**), J1227+5139 (панели **б** и **е**) и J1249+4743 (панели **с** и **ф**). Синим цветом показан наблюдаемый спектр объекта. На правых панелях красной линией показан модельный континуум, рассчитанный с помощью описанного в этой статье метода.

ровского декремента (отношения $F(HX)/F(H\beta)$, где $X = \alpha, \gamma, \delta, \dots$), причем это усиление нелинейно по длине волны. Поскольку поправка на межзвездное покраснение осуществляется на основе анализа наблюданного бальмеровского декремента и сравнения его с теоретически рассчитанным значениями, неучт эффекта подлиньевого поглощения приводит к переоценке величины межзвездного покраснения, и, следовательно, оказывает влияние на измеряемые потоки всех других линий. Более того, поскольку обычно все потоки эмиссионных линий измеряются и моделируются относительно потока линии $H\beta$, то и потоки небальмеровских линий будут переоценены. В итоге это приводит к систематическому сдвигу оценок всех параметров фотоионизационной модели области НII. Более подробный анализ связи подлиньевого поглощения и межзвездного покраснения может быть найден в работе МакКолла и др. (1985). Корректная поправка на эффект подлиньевого поглощения является одним из наиболее сложных и неочевидных моментов в используемых фотоионизационных моделях.

В стандартном методе измеряются наблюдаемые интегральные потоки эмиссионных линий водорода, гелия и металлов. Измерения потоков эмиссионных линий производятся относительно линейного континуума (красная линия на рис. 1), построенного без учета подлиньевого поглощения. Измеряемым потокам линий в стандартном методе соответствует

сплошная голубая область на рис. 1. В стандартном методе моделируются не абсолютные потоки эмиссионных линий, а потоки, нормированные на поток линии $H\beta$. Это делается с помощью соотношения

$$\frac{F(\lambda)}{F(H\beta)} = \frac{n_X}{n_H} \frac{E(\lambda)}{E(H\beta)} \times \underbrace{\frac{EW_{H\beta}}{EW_{H\beta} + a_{H\beta}}}_{\text{Поправка на UA в } H\beta} \times \underbrace{\frac{EW_\lambda + a_\lambda}{EW_\lambda}}_{\text{Поправка на UA в } \lambda} \times \frac{f_\tau}{1 + \frac{C}{R}(H\beta)} \times 10^{-C(H\beta)f(\lambda)}. \quad (1)$$

Здесь n_X/n_H – отношение объемных концентраций иона сорта X и водорода, $F(\lambda)/F(H\beta)$ – моделируемое отношение потоков линий λ и $H\beta$, $E(\lambda)/E(H\beta)$ – отношение их испускательных способностей. Поправки на эффект подлиньевого поглощения в линиях обозначены фигурными скобками в формуле (1), f_τ обозначает функцию учета эффектов переноса излучения в линиях Не, знаменатель $1 + \frac{C}{R}(H\beta)$ обозначает поправку на столкновительное возбуждение линии $H\beta$ ¹. Экспоненциальный множитель обозначает поправку

¹ Важно различать $\frac{C}{R}(H\beta)$ и $C(H\beta)$. Первая функция обозначает добавку к интенсивности линии за счет столкновительного возбуждения по отношению к чисто рекомбинационной интенсивности (отсюда и название C/R – Collision / Recombination). Это обозначение впервые было введено в работе Авера и др. (2010) и применяется во многих работах, посвященных определению распространности первичного гелия-4. Величина $C(H\beta)$ является стандартным обозначением логарифмического коэффициента покраснения.

на межзвездное покраснение. Величины $EW_{\text{H}\beta}$ и EW_{λ} обозначают измеряемые эквивалентные ширины линий $\text{H}\beta$ и λ , величины $a_{\text{H}\beta}$ и a_{λ} обозначают эквивалентные ширины соответствующих аборбционных линий. Эти величины (вместе с логарифмическим коэффициентом покраснения $C(\text{H}\beta)$) являются параметрами фотоионизационной модели.

Поправка на эффект подлиневого поглощения (сплошная оранжевая область на рис. 1) осуществляется с помощью соотношения

$$F_{\text{corr}}(\lambda) = F_{\text{obs}}(\lambda) + \delta F(\lambda), \text{ где } \delta F(\lambda) = F_{\text{obs}} \times \frac{a_{\lambda}}{EW_{\lambda}}. \quad (2)$$

Здесь $F_{\text{obs}}(\lambda)$ — наблюдаемый поток в эмиссионной линии (голубая область рис. 1), $F_{\text{corr}}(\lambda)$ — поток в линии, скорректированный на эффект подлиневого поглощения, $\delta F(\lambda)$ — величина поправки на обсуждаемый эффект. Она определяется путем сравнения измеряемой эквивалентной ширины эмиссионной линии EW_{λ} с эквивалентной шириной аборбционной линии a_{λ} . Конечной целью применения этой поправки является получение собственного потока в линии (голубая пунктирная линия на рис. 1).

Величина a_{λ} , характеризующая эквивалентную ширину аборбционной линии на длине волны λ , в стандартном методе вычисляется с помощью формулы $a_{\lambda}^{(\text{H}, \text{He})} = A(\lambda) \times a_{\text{H}, \text{He}}$ (Авер и др., 2021). Реальными параметрами фотоионизационной модели являются величины a_{H} и a_{He} — эквивалентные ширины аборбционных линий $\text{H}\beta$ для водорода и $\lambda 4471$ для гелия. Нормировочные коэффициенты $A(\lambda)$ вычисляются на основе прямого измерения эквивалентных ширин аборбционных линий в синтетических спектрах звездных популяций (SSP): $A(\lambda)^{(\text{H}, \text{He})} = a_{\lambda}(\text{SSP}) / a_{\text{H}\beta, 4471}(\text{SSP})$. Актуальные значения коэффициентов $A(\lambda)$ представлены в работе Авера и др. (2021). Они были вычислены на основе анализа SSP из каталога BPASS v2.1 (Элдридж и др., 2017) для следующих параметров металличности и возраста вспышки звездообразования: $Z = 0.001$ ($Z/Z_{\odot} = 0.05$) и $t_{\text{SB}} = 1, 2, 3, 4$ и 5 млн лет, после чего они были усреднены по возрасту.

У используемого в стандартном методе способа поправки на подлиневое поглощение имеются две существенные проблемы:

1. Вычисление наблюдаемой EW эмиссионных линий производится относительно наблюдаемого континуума, который состоит из излучения всей звездной популяции в галактике плюс из излучения нагретой плазмы области НII. Эта величина сравнивается с EW аборбционной линии, которая рассчитывается только относительно звездной составляющей полного континуума.
2. Нормировочные коэффициенты $A(\lambda)$ имеют заметную нелинейную зависимость от параметров металличности и возраста звездной популяции.

Помимо этого, они не учитывают тот факт, что вклад в подлиневое поглощение дают несколько звездных популяций разных возрастов и металличностей, составляющих звездное население галактики, поскольку на практике чаще всего наблюдается не спектр одной конкретной области НII, в некоторый интегральный спектр галактики.

Эти не учитываемые в стандартном методе проблемы могут приводить к систематическому сдвигу оценок физических условий, наблюдаемой распространенности ^4He и металличности исследуемых объектов, а, следовательно, приводить к смещенной оценке распространенности первичного гелия-4.

В этой работе мы представляем улучшенный метод анализа спектров областей НII карликовых голубых галактик, основанный на полном моделировании наблюдаемого спектра. В этом подходе производится явное моделирование полной континуальной составляющей спектра во всем исследуемом диапазоне (в стандартном подходе континуум аппроксимируется линейной функцией в окрестности каждой линии). Новый подход позволяет более точно учитывать подлиневое поглощение, что приводит к заметному улучшению оценок физических свойств объектов, уменьшает потенциальные систематические сдвиги, а также позволяет определять текущую распространенность гелия и другие физические параметры исследуемых объектов с более высокой точностью.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛНОГО СПЕКТРА ГАЛАКТИКИ

Спектр области НII состоит из трех компонент: 1) из света центральной звезды или скопления звезд, которые создают фон ионизирующего излучения, и из света всей подстилающей звездной популяции галактики (звездный континуум); 2) из континуального излучения нагретой плазмы (небулярный континуум); 3) из наиболее выделяющейся детали — эмиссионных линий.

В обзоре Байлера и др. (2017) было показано, что в малометаллических и молодых источниках с сильным ионизирующим фоном (таких, как исследуемые здесь карликовые малометаллические галактики) величина небулярной составляющей континуума в оптическом и ближнем ИК-диапазонах может быть сравнима с величиной звездной составляющей континуума (см. рис. 12 в обзоре Байлера и др., 2017). Поэтому для построения корректной модели континуума нельзя пренебречь небулярным вкладом, как это делается в текущих фотоионизационных моделях, используемых для определения физических свойств межзвездной среды BCD.

Для построения модели спектра области НII необходимо промоделировать 3 компоненты: звездный

континуум, небулярный континуум и профили эмиссионных линий. Суммарный модельный спектр определяется суммой потоков каждой из компонент:

$$F_{\text{model}}^{(\text{tot})}(\lambda) = F_{\text{neb}}(\lambda) + F_{\text{stellar}}(\lambda) + F_{\text{lines}}(\lambda). \quad (3)$$

Здесь $F_{\text{model}}^{(\text{tot})}(\lambda)$ обозначает полный модельный поток на длине волны λ , $F_{\text{neb}}(\lambda)$ и $F_{\text{stellar}}(\lambda)$ обозначают поток небулярной и звездной составляющих континуума соответственно, $F_{\text{lines}}(\lambda)$ – это суммарный поток эмиссионных линий на длине волны λ .

Для моделирования звездного континуума мы применяем пакет pPXF (Каппеллари, 2023), написанный на языке Python 3. Он осуществляет подгонку линейной комбинацией света от набора шаблонов простых звездных популяций (SSP) под наблюдаемый интегральный спектр объекта. В качестве шаблонов спектров SSP для моделирования звездного континуума мы использовали шаблоны GALAXEV v2020² (Бурузаль и Шарло, 2003) с металлическими $M/H \equiv \lg(\frac{Z}{Z_{\odot}}) = -1.73, -1.31, -0.71, -0.42, 0$ и возрастами вспышки звездообразования $\lg(t_{\text{sb}}(\text{млн лет})) = 0-4.2$ с шагом 0.1. При моделировании небулярного континуума мы учитываем три вклада: свободно-свободный континуум (тормозное излучение нагретой плазмы), свободно-связанный (или рекомбинационный) континуум, а также двухфотонный континуум, который образуется в результате распада $2S \rightarrow 1S$ в атоме водорода с испусканием двух фотонов. Профили эмиссионных линий моделируются с помощью суммы гауссовых функций. В Приложении детально рассказано, как именно моделировалась каждая из компонент спектра.

Наблюдаемый спектр объекта моделируется следующим образом:

1. С помощью итеративной процедуры моделируется полный континуум, включающий в себя звездную и небулярную составляющие. В силу специфики работы пакета pPXF, для построения звездного континуума необходимо использовать спектр, предварительно поправленный на красное смещение объекта и межзвездное покраснение. Для определения величины межзвездного покраснения, а также физических свойств среды (концентрации и температуры электронов), самосогласованно моделируются потоки линий бальмеровской серии $\text{H}\alpha$, $\text{H}\gamma$ и $\text{H}\delta$, линий кислорода [OIII] $\lambda 4363, \lambda 4959$ и $\lambda 5007$, и линий серы [SII] $\lambda 6717$ и $\lambda 6731$, нормированные на поток линии $\text{H}\beta$. Теоретические значения бальмеровского декремента как функции от температуры и концентрации рассчитываются на основе данных из работы Хаммера и Стори (1987) с помощью аппроксимационных формул из работы Авера и др. (2021). Поскольку и подлинное

поглощение, и межзвездное покраснение приводят к эффективному уменьшению наблюдаемых потоков линий, построение итогового континуума производится итерациями. На первой итерации потоки линий Бальмеровской серии измеряются относительно линейного континуума, который строится без учета подлинного поглощения. Далее производится определение красного смещения галактики и осуществляется поправка на покраснение. После этого моделируется полный континуум. Вторая и последующая итерации измеряют бальмеровский декремент и осуществляют поправку на покраснение с использованием континуума, смоделированного на предыдущем шаге. Критерием сходимости итеративной процедуры является согласование измеряемого бальмеровского декремента по линиям $\text{H}\alpha$, $\text{H}\gamma$ и $\text{H}\delta$ на шаге i с той же величиной на шаге $i - 1$ на уровне 3σ . Численные эксперименты с моделью показали, что для спектров хорошего качества процедура сходится уже после трех итераций.

2. Из наблюдаемого спектра вычитается модельный континуум, далее спектр нормируется на интегральный поток в линии $\text{H}\beta$. После этого производится моделирование профилей эмиссионных линий для определения физических свойств и химического состава межзвездной среды области НII. В настоящей работе мы моделировали профили следующих линий: линии бальмеровской серии $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$, $\text{H}\gamma$, $\text{H}\delta$, бланды $\text{H}7 + [\text{NeIII}] \lambda 3967$ и $\text{H}8 + \text{He} \lambda 3889$, $\text{H}9$, $\text{H}10$, линии гелия $\lambda 4026, \lambda 4471, \lambda 5876, \lambda 6678$ и $\lambda 7065$, а также линии металлов. В работе Куричина и др. (2021) было показано, что для корректного определения металличности объекта необходимо учитывать двухзонную температурную структуру области НII с температурой зоны высокой ионизации T_h (в этой пространственной зоне находятся ионы OIII, SIII, NeIII и т.д.) и с температурой зоны низкой ионизации T_l (в этой пространственной зоне находятся ионы OII, SII, NII и т.д.). При этом мы считаем, что концентрация электронов в обеих зонах одинаковая, поскольку основные источники свободных электронов – это водород и гелий, зоны ионизации которых охватывают всю область НII (см., например, обзор Паймберта и др., 2017). Для определения физических свойств и химического состава объекта мы моделировали следующие линии металлов: [OII] $\lambda 4959, 5007$ и $\lambda 4363$, [OII] $\lambda 3726, 3729$ и $\lambda 7320, 7330$, [NII] $\lambda 6548, 6584$, [SII] $\lambda 6717, 6731$, [NeIII] $\lambda 3869, 3967$. Итоговая модель является функцией 41 параметра, который включает в себя относительную объемную концентрацию гелия u , распределенность элементов n_X/n_h ($X = \text{OII}, \text{OIII}, \text{NII}, \text{SII}, \text{NeIII}$), температуры T_h и T_l , концентрацию электронов n_e , лога-

²<http://www.bruzual.org/bc03/>

Таблица 1. Общие характеристики обсуждаемых галактик

Название	R.A. (J2000)	δ (J2000)	Красное смещение	Plate ID	MJD	Fiber ID
J0907+5327	09:07:04.88	+53:26:56.62	0.0298513	0553	51999	342
J1227+5139	12:27:20.16	+51:39:24.36	0.0444086	0884	52374	216
J1249+4743	12:48:46.36	+47:42:53.45	0.0237687	1455	53089	556

рифмический коэффициент покраснения $C(H\beta)$, оптическую толщину t , а также гауссова дисперсии профилей каждой линии σ_i . Оптимальные значения параметров модельного спектра определяются методом Монте-Карло по схеме марковских цепей (MCMC). Расчет MCMC реализуется с помощью пакета emcee для Python 3 (Фореман-Маки и др., 2013). Центральные значения и 1σ неопределенности в параметрах были получены из анализа распределений апостериорных вероятностей с помощью пакета ChainConsumer для Python 3 (Хинтон, 2016). Адекватность модели оценивается на основе анализа итогового распределения невязок и сравнения его с нормальным распределением с помощью теста Колмогорова–Смирнова.

ОБРАБОТКА СПЕКТРОВ ГАЛАКТИК ИЗ КАТАЛОГА SDSS

Для тестирования работоспособности предлагаемого метода было выбрано три объекта со спектрами высокого качества из выборки галактик, отобранных вручную из каталога SDSS специально для решения задачи об определении распространенности первичного ^4He (Куричин и др., 2021б). В табл. 1 приведены общие характеристики обсуждаемых галактик, а также данные, позволяющие найти исходные спектры этих объектов в каталоге SDSS. Спектры этих объектов были использованы в качестве примеров наблюдательных проявлений эффекта подлиниевого поглощения на рис. 2 и отличаются друг от друга видимой “глубиной” абсорбционных линий. Ниже приведены и описаны результаты, полученные при обработке спектров новым методом, основанном на полном моделировании спектра объекта. Также произведено сравнение полученных результатов с оценками, полученными путем обработки тех же спектров с помощью старой фотоионизационной модели. Ключевыми параметрами, по которым производилось сравнение эффективности работы старой и новой моделей, являются: относительная объемная концентрация гелия u , распространенности металлов X/H , концентрация электронов n_e , температуры зон высокой и низкой ионизации T_h и T_l и логарифмический коэффициент межзвездного покраснения $C(H\beta)$. В старой фотоионизационной модели также определяются два дополнительных параметра a_H и a_{He} , обозначающие эквивалентную ширину абсорбционных линий подлиниевого поглощения в линиях $H\beta$ и $\text{He}\lambda 4471$, и необходимые

ходимые для учета поправки на этот эффект (см. формулу (1)). В новом методе необходимости вводить эти параметры нет, поскольку этот эффект самосогласованно учитывается при моделировании полного континуума. Для сравнения результатов работы моделей в контексте поправки на подлиниевое поглощение мы измерили эквивалентную ширину этих абсорбционных линий на основе рассчитанного модельного континуума. Результирующие значения этих параметров приведены в табл. 2. Результаты подгонки модельных спектров под наблюдаемые приведены на рис. 3–5. В табл. 2 также приведены усредненные значения возраста $\langle \log t^* \rangle$ и металличности $\langle \text{M}/\text{H} \rangle$ звездной популяции галактики, полученные при моделировании звездной составляющей континуума с помощью пакета pPXF. Усреднение производится с помощью формул $\langle \log t^* \rangle = \sum_i \omega_i \log t_i^*$ и $\langle \text{M}/\text{H} \rangle = \sum_i \omega_i (\text{M}/\text{H})_i$, где $\log t_i^*$ и $(\text{M}/\text{H})_i$ – возраст и металличность i -го шаблона SSP, а ω_i – вес i -го шаблона, определяемый пакетом pPXF. Усреднение производится с помощью формулы $\langle \log t^* \rangle = \sum_i \omega_i \log t_i^*$ и $\langle \text{M}/\text{H} \rangle = \sum_i \omega_i (\text{M}/\text{H})_i$, где $\log t_i^*$ и $(\text{M}/\text{H})_i$ – возраст и металличность i -го шаблона SSP, а ω_i – вес i -го шаблона, определяемый пакетом pPXF, и характеризующий его вклад в интегральный модельный спектр звездной популяции. Полученные значения среднего возраста и металличности хорошо согласуются с оценками тех же величин, определяемых в других независимых исследованиях звездных популяций карликовых голубых галактик (см., например, работу Чжао и др., 2011).

Из результатов, приведенных в табл. 2, видно, что стандартная фотоионизационная модель, используемая для анализа спектров областей HII, систематически недооценивает величину подлиниевого поглощения в линиях водорода и гелия. Это связано с тем, что в основе стандартного метода лежит подгонка эквивалентных ширин линий поглощения с помощью нормировочных коэффициентов, связывающих поглощение у разных линий. Эти нормировочные коэффициенты, в свою очередь, рассчитываются путем измерения их значений в модельных спектрах SSP в заданном диапазоне возрастов и металличностей, соответствующих молодым звездам O и B классов, и их последующего усреднения. В силу того, что в реальности в каждой конкретной галактике эквивалентная ширина абсорбционных линий, вообще говоря, своя и определяется своей историей звездообразования – такая аппроксимация усредненными величинами будет вносить некий случайный систематический сдвиг в результаты анализа спектра каждой конкретной галактики. Предлагаемый в этой работе метод основан на моделировании своего собственного независимого модельного континуума для каждой отдельной галак-

Таблица 2. Сравнение оптимальных значений параметров старой и новой фотоионизационных моделей, полученных при обработке спектров объектов из базы данных SDSS (Куричин и др., 2021б). Значения параметров a_{H} и a_{He} для новой модели посчитаны после проведения моделирования континуума для наблюдаемого спектра (см. текст)

Параметр	J0907+5327		J1227+5139		J1249+4743	
	Старая модель	Новая модель	Старая модель	Новая модель	Старая модель	Новая модель
y	0.0815 ± 0.0046	0.0841 ± 0.0020	0.0881 ± 0.0050	0.0852 ± 0.0018	0.0823 ± 0.0062	0.0809 ± 0.0013
$\text{O/H} \times 10^5$	19.76 ± 2.14	17.08 ± 1.30	20.82 ± 2.55	17.76 ± 2.15	13.23 ± 0.88	12.63 ± 0.52
$12 + \lg(\text{O/H})$	8.30 ± 0.05	8.23 ± 0.03	8.32 ± 0.05	8.25 ± 0.05	8.12 ± 0.03	8.10 ± 0.02
n_e	22 ± 244	42 ± 30	53 ± 407	108 ± 34	87 ± 290	153 ± 33
T_h	10600 ± 700	10830 ± 280	12200 ± 900	10870 ± 480	12900 ± 900	12360 ± 180
T_l	11100 ± 900	10920 ± 490	11200 ± 1100	10320 ± 600	11300 ± 700	11700 ± 390
$C(\text{H}\beta)$	0.130 ± 0.035	0.040 ± 0.013	0.131 ± 0.035	0.085 ± 0.015	0.310 ± 0.049	0.366 ± 0.010
$\langle \log t^* \rangle$	8.32		8.13		8.20	
$\langle \text{M/H} \rangle$	-1.01		-1.05		-1.26	
a_{H}	0.00 ± 0.26	4.49	1.04 ± 0.44	4.28	2.66 ± 0.44	5.86
a_{He}	0.14 ± 0.17	0.66	0.46 ± 0.28	0.71	0.18 ± 0.12	0.54

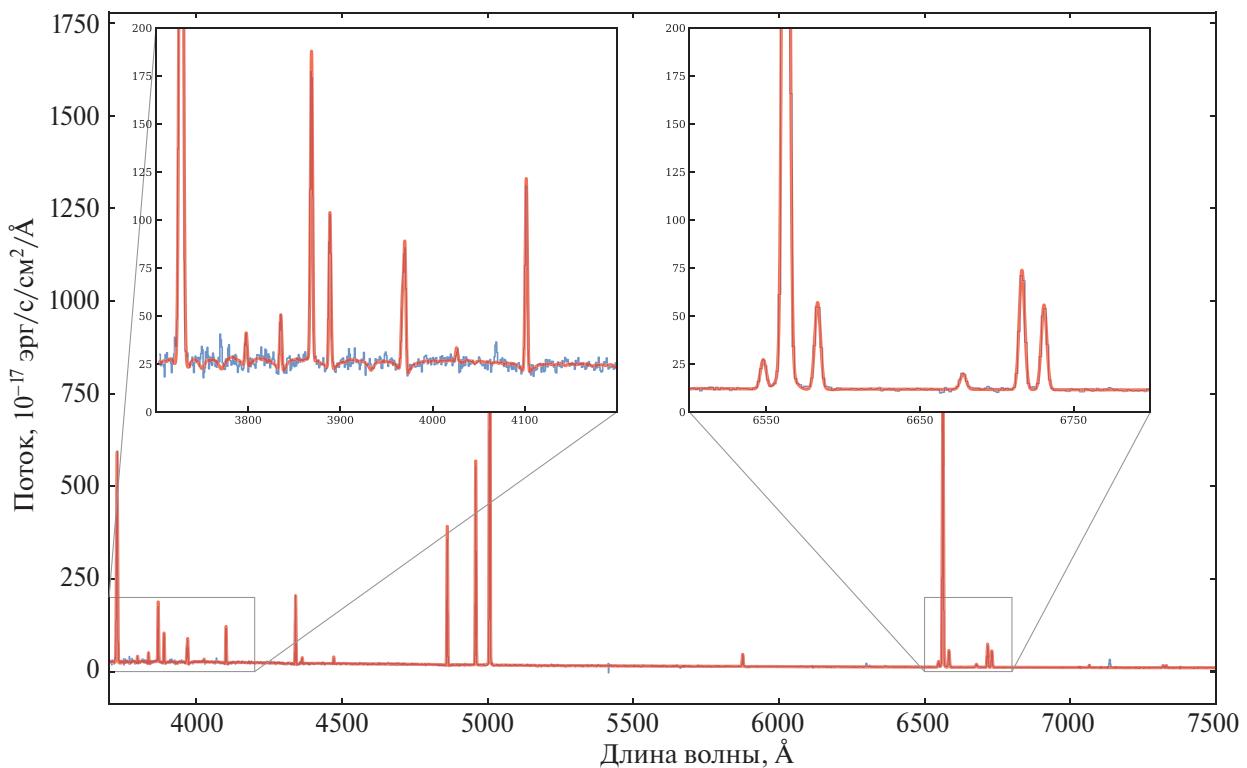


Рис. 3. Наблюдаемый и модельный спектры объекта J0907+5327 в собственной системе отсчета. Наблюдаемый спектр, взятый из каталога SDSS, обозначен синей линией. Модельный спектр, рассчитанный с помощью предлагаемой модели, показан красным цветом. Для удобства оценки правильности подгонки модельного спектра на врезках представлены увеличенные в масштабе части спектра в диапазонах 3700–4200 Å и 6500–6800 Å.

тики, наилучшим образом согласующегося с наблюдаемыми данными, и поэтому он лишен этого случайного систематического сдвига. Кроме того, стандартный метод не учитывает вклад других звездных популяций галактики в интегральный спектр объекта. Суммарно это приводит к недооценке величины подлиниевого поглощения и смещению оценок всех остальных параметров, но, в первую очередь, это при-

водит к неверной поправке на межзвездное покраснение. Поскольку потоки всех наблюдаемых линий подвержены эффекту межзвездного покраснения, некорректный учет этого эффекта автоматически приводит к смещению всех оценок распространенности химических элементов в карликовых галактиках.

Предлагаемый метод также устраняет известную проблему вырождения между температурой и концен-

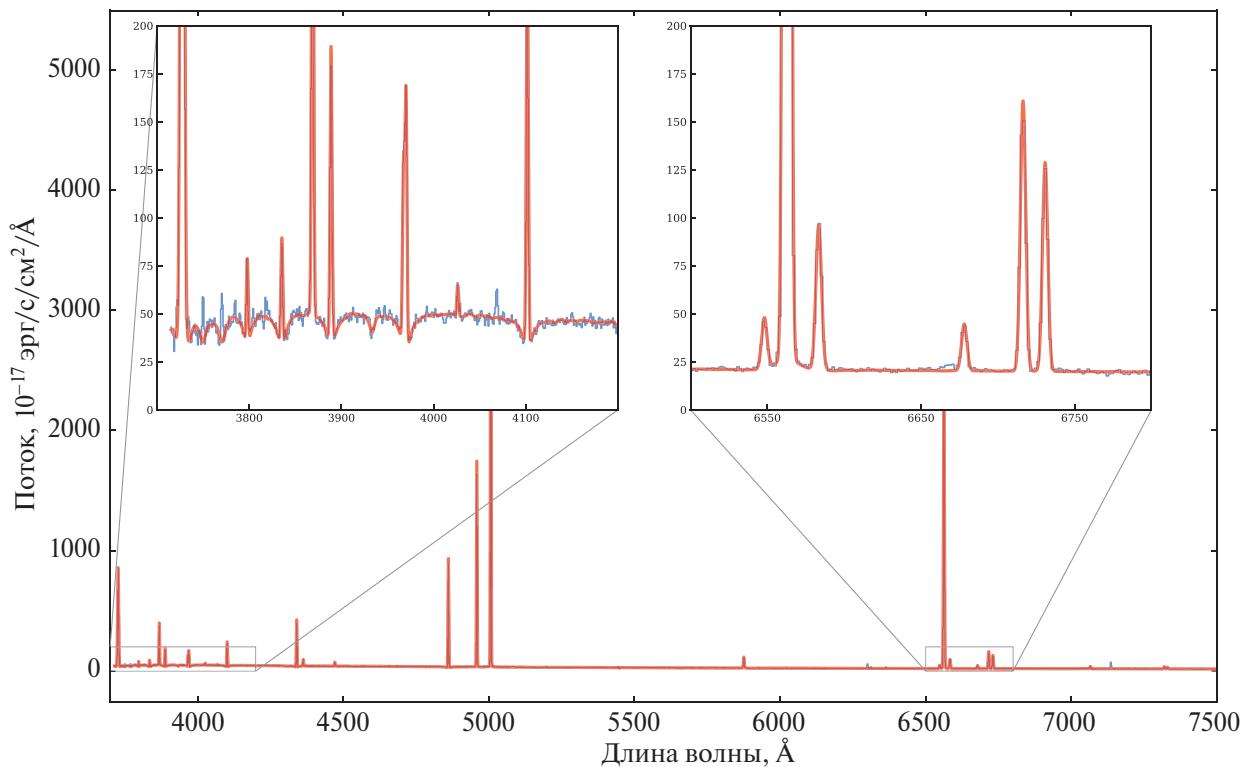


Рис. 4. Наблюдаемый и модельный спектры объекта J1227+5139 в собственной системе отсчета. Наблюдаемый спектр, взятый из каталога SDSS, обозначен синей линией. Модельный спектр, рассчитанный с помощью предлагаемой модели, показан красным цветом. Для удобства оценки правильности подгонки модельного спектра на врезках представлены увеличенные в масштабе части спектра в диапазонах 3700–4200 Å и 6500–6800 Å.

трацией электронов, характерную для “водородно-гелиевых” фотоионизационных моделей, основанных на методе, предложенном в работе Авера и др. (2010). Это вырождение возникает из-за того, что одна и та же величина испускательной способности гелиевых линий оптического диапазона может быть достигнута при разных комбинациях параметров температуры и концентрации электронов, что приводит к вырождению между ними и заметно увеличивает неопределенности в их оценках. В работе Изотова и др. (2014) для решения этой проблемы было предложено использовать ИК-линию Не $\lambda 10830$. Включение ИК-линии в анализ позволяет снять вырождение, однако это требует совмещения данных с разных телескопов, что может приводить к дополнительным систематическим сдвигам. В предлагаемом методе проблема решается за счет самосогласованного моделирования большего числа линий гелия, водорода и металлов, что снимает вырождение без необходимости использования ИК-наблюдений. Это позволяет не вносить дополнительный систематический сдвиг, связанный с согласованием данных с разных телескопов, а также, в перспективе, позволит набрать более мощную выборку галактик для регрессионного анализа.

Кумулятивно эти факторы приводят к тому, что точность получаемых оценок на наблюдаемую распро-

страненность ^4He в галактиках вырастает в 2–3 раза по сравнению с оценками, полученными с помощью стандартных моделей, что мы проверили уже на нескольких десятках объектов, три из которых приведены в качестве примера в этой работе. Преимущества этого метода в максимальном объеме будут явно видны после проведения полного анализа спектров всех объектов, отобранных для задачи о первичном ^4He . Это сопряжено с большими численными расчетами. Тем не менее уже по имеющимся предварительным результатам мы можем ожидать, что дисперсия полной итоговой выборки объектов по крайней мере не увеличится, а, скорее всего, будет меньше по сравнению с дисперсиями выборок предыдущих анализов. Результаты такого анализа будут представлены в последующих работах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работа посвящена обсуждению влияния эффекта подлиниевого поглощения на измеряемые потоки эмиссионных линий областей HII карликовых голубых галактик. Наличие этого эффекта приводит к заметному уменьшению наблюдаемых потоков эмиссионных линий. Неучет и/или неверный учет этого эффекта при моделировании наблюдаемых потоков приводит к существенному систематическому сдвигу

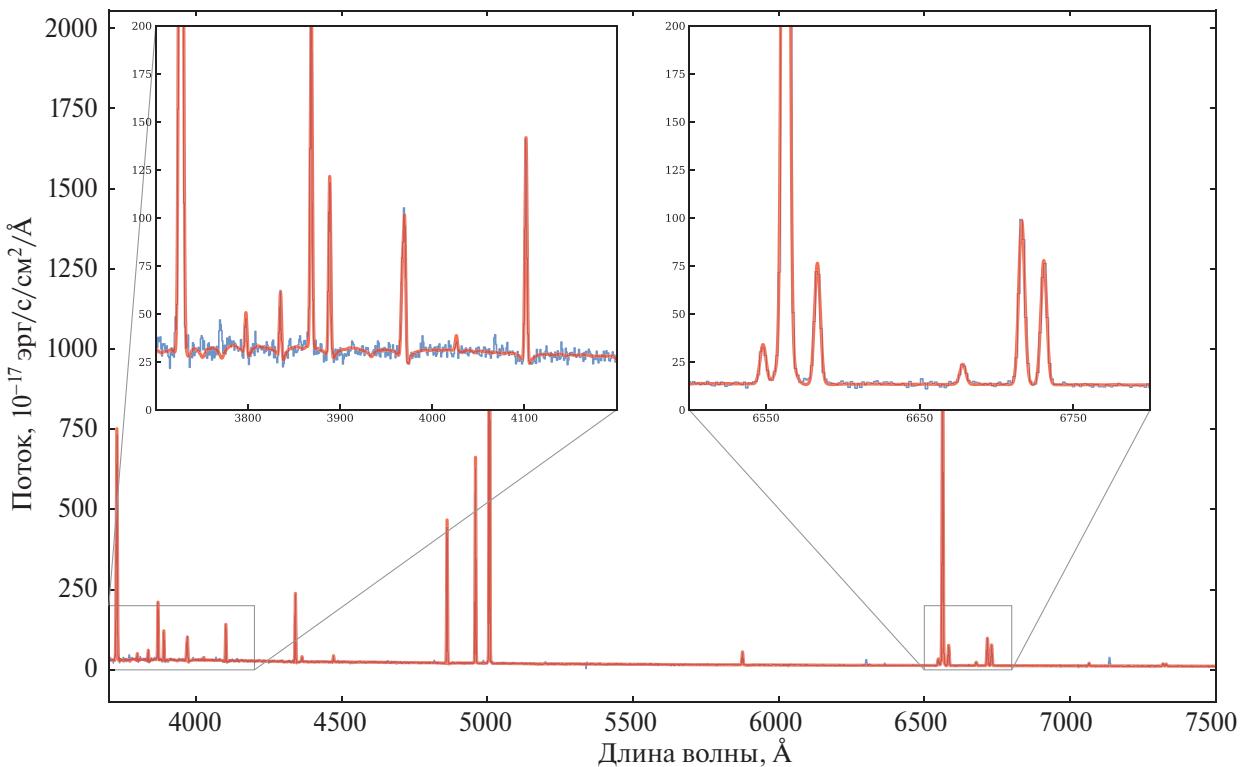


Рис. 5. Наблюдаемый и модельный спектры объекта J1249+4743 в собственной системе отсчета. Наблюдаемый спектр, взятый из каталога SDSS, обозначен синей линией. Модельный спектр, рассчитанный с помощью предлагаемой модели, показан красным цветом. Для удобства оценки правильности подгонки модельного спектра на врезках представлены увеличенные в масштабе части спектра в диапазонах 3700–4200 Å и 6500–6800 Å.

в оценках физических свойств и химического состава областей НII.

В работе представлена улучшенная фотоионизационная модель для обработки спектров областей НII карликовых голубых галактик, необходимая для получения точной оценки распространенности первично-го ${}^4\text{He}$.

Предлагаемая модель основана на полном моделировании наблюдаемого спектра объекта, включающему в себя звездный и небулярный континуумы, а также профили эмиссионных линий. Модель создает синтетический спектр объекта, зависящий от физических параметров межзвездной среды, а также от распространенностей гелия и металлов. Определение оптимальных значений параметров модели производится путем подгонки синтетического спектра объекта под наблюдаемый спектр с помощью метода Монте-Карло по схеме Марковских цепей.

Такой подход ранее не использовался в задаче об определении распространенности первичного ${}^4\text{He}$. Ключевое преимущество этого подхода состоит в самосогласованном моделировании всего спектра, что позволяет наилучшим образом учесть эффект влияния подлиниевого поглощения на наблюдаемые потоки всех исследуемых линий.

Дополнительными преимуществами этого подхода являются:

1. Снятие вырождения по температуре и концентрации электронов, характерного для фотоионизационных моделей, в которых моделируются только гелиевые линии.
2. Учет подлиниевого поглощения в рекомбинационной линии $\text{HeII}\lambda 4686$, чего не делалось ранее.

Использование предлагаемого метода для анализа спектров хорошего качества, отобранных из каталога SDSS, позволило поставить более жесткие оценки на физические условия и химический состав исследуемых объектов по сравнению с оценками, полученными стандартным методом. Например, один из ключевых параметров модели – относительная объемная концентрация гелия u – с помощью новой модели определяется в три раза точнее. Также с использованием предлагаемого метода было показано, что моделирование потоков гелиевых и водородных линий стандартным методом заметно недооценивает эффект подлиниевого поглощения, что приводит к систематическому сдвигу оценок на другие параметры модели.

Улучшенная фотоионизационная модель областей НII, описанная в этой работе, может быть использова-

на для получения наилучшей оценки распространенности первичного ^4He (что будет сделано в последующих работах), а также для других задач, сопряженных с анализом спектров областей НII карликовых галактик.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят анонимного рецензента за важные и полезные замечания, позволившие улучшить текст этой работы. О.А. Куричин выражает глубокую признательность А.В. Моисееву за ценные рекомендации в вопросах моделирования звездной составляющей континуума областей НII, без которых реализация данного исследования не представлялась бы возможной. Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00166.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Моделирование небулярного континуума

Основной вклад в небулярный континуум областей НII в оптическом диапазоне дают свободно-свободные и свободно-связанные процессы, а также двухфотонный распад первого возбужденного уровня в атоме водорода (см. книгу Дрейна, 2011, и обзор Байлера и др., 2017).

Свободно-связанный континуум возникает при рекомбинации свободных электронов с ионами водорода и гелия (прямой рекомбинацией с металлами можно пренебречь из-за их крайне малых концентраций). Возникающее при этом возбужденное состояние атома Н или Не впоследствии релаксирует в основное состояние в процессе т.н. рекомбинационного каскада, рождая при этом серию эмиссионных линий, характерных для каждого элемента. Результирующее континуальное спектральное распределение энергии обладает ярко выраженными порогами, связанными с энергией ионизации конкретных уровней.

Испускательная способность для свободно-связанного континуума определяется соотношением:

$$j_{fb}(\nu) = \frac{1}{4\pi} n_e (n_{\text{H}^+} \gamma_\nu(\text{H}^+) + n_{\text{He}^+} \gamma_\nu(\text{He}^+) + n_{\text{He}^{++}} \gamma_\nu(\text{He}^{++})). \quad (4)$$

Здесь n_e – это концентрация электронов, n_i – концентрация иона i сорта, $\gamma_\nu(i)$ – коэффициент эмиссии для иона соответствующего сорта. Коэффициент эмиссии определяется сечением радиативной рекомбинации, которое с помощью соотношения Милна (явный его вид можно найти, например, в книге Дрейна, 2011) может быть выражено через сечение фотоионизации $\sigma_v(X^*)$, как показано в работе Эрколано и Стори (2006). В работе Эрколано и Стори (2006) представлены рассчитанные значения коэффициентов эмиссии γ_ν для H^+ , He^+ и He^{++} , полученные путем моделирования 200 уровней для Н и 350 уровней для Не, как

функции температуры и длины волны. Мы использовали эти данные для расчета свободно-связанного континуума.

Свободно-свободный континуум (или тормозное излучение) возникает при рассеянии свободных электронов на ионах Н и Не в плазме и обладает практически плоским спектром с экспоненциальным завалом при частотах $h\nu \gtrsim kT$. Его интенсивность сильно зависит от температуры области НII, однако в оптическом диапазоне его вклад в общую интенсивность небулярного континуума относительно небольшой. Испускательная способность свободно-свободного континуума определяется соотношением (см., например, Дрейн, 2011):

$$j_{ff}(\nu) = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \sqrt{\frac{m}{kT}} \frac{e^6}{m^2 c^3} g_{ff}(\nu, T) e^{-h\nu/kT} Z_i^2 n_i n_e. \quad (5)$$

Здесь m и e – масса и заряд электрона, $g_{ff}(\nu, T)$ – это фактор Гаунта для свободно-свободных переходов, T – температура, Z_i – заряд иона i сорта, n_i – концентрация ионов i сорта, n_e – концентрация электронов. В этой работе мы использовали численную аппроксимацию нерелятивистского фактора Гаунта для свободно-свободных переходов из работы Хаммера (1988):

$$g_{ff}(\nu, T) = \ln \left[\exp \left(5.690 - \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln (Z_i \nu_9 t^{-3/2}) \right) + e \right]. \quad (6)$$

Здесь $e = 2.718\dots$ – основание натурального логарифма, ν_9 – частота в 10^9 Гц.

Третьим важным процессом, дающим вклад в интенсивность небулярного континуума, является двухфотонный распад $2S \rightarrow 1S$ в атоме водорода (так называемый двухфотонный континуум). Суммарная энергия двух результирующих фотонов равна $h\nu_{La}$, и спектр такого процесса имеет максимум в УФ-диапазоне. Однако “хвост” спектра фотонов от этого процесса вносит заметный вклад в диапазоне $\lambda 3000\text{--}4000 \text{ \AA}$, и его необходимо учитывать при моделировании полного небулярного континуума. Двухфотонный распад характеризуется коэффициентом Эйнштейна $A_{2\gamma} = 8.2249 \text{ s}^{-1}$, рассчитанным в работе Нуссбаумера и Шмутца (1984). Испускательная способность определяется соотношением из книги Остерброка и Ферланда (2006):

$$j_{2\gamma}(\nu) = \frac{\alpha_{\text{eff}} g_\nu}{1 + n_e q_{2\gamma} / A_{2\gamma}}. \quad (7)$$

Здесь α_{eff} – эффективный рекомбинационный коэффициент, $q_{2\gamma}$ – темп столкновительной релаксации $2S \rightarrow 1S$, g_ν – величина, характеризующая вероятность перехода. Для расчета испускательной способности мы использовали фитирующие функции для эффективного рекомбинационного коэффициента и

темпа столкновительной релаксации из работы Моллы и др. (2009):

$$\begin{aligned} a_{\text{eff}} &= 0.647 \times 10^{-10} \times T^{-0.722}, \\ q_{2\gamma} &= 5.92 \times 10^{-4} - 6.1 \times 10^{-9} T. \end{aligned} \quad (8)$$

Для расчета функции g_v мы использовали выражения из работы Нуссбаумера и Шмутца (1984):

$$g_v = \frac{h\nu}{v_0} \frac{1}{A_{2\gamma}} \times A \left(\frac{v}{v_0} \right). \quad (9)$$

Здесь v_0 – частота La перехода, а явный вид функции $A(y)$ можно найти в работе Нуссбаумера и Шмутца (1984).

Суммарная испускательная способность небулярного континуума определяется соотношением

$$j_{\text{neb}}(v) = j_{fb}(v) + j_{ff}(v) + j_{2\gamma}(v). \quad (10)$$

Моделирование звездного континуума

Моделирование звездной составляющей континуума в спектре является нетривиальной задачей, поскольку отдельные области НII в карликовых галактиках часто не разрешаются, и на практике наблюдается некоторый интегральный спектр от нескольких различных звездных популяций. Современный обзор методов моделирования спектра звездной популяции, применимости и вырождений, присущих этим методам, особенно в оптическом диапазоне длин волн, см. в работе Конроя (2013). Общая идея, стоящая за всеми этими методами, состоит в том, что интегральный спектр галактики представляет собой линейную комбинацию света от многих простых звездных популяций (SSP) известного возраста, металличности и химического состава. В настоящее время существует несколько разных методов построения синтетического спектра звездной популяции путем подгонки интегрального спектра некоторой линейной комбинацией различных SSP.

В недавней работе Ву и др. (2024) было проведено систематическое сравнение и тестирование нескольких популярных программ для моделирования спектра звездных популяций. Авторы сгенерировали искусственный оптический спектр галактики с известными параметрами, добавили шум и исследовали, как разные программы восстанавливают исходные параметры синтетического спектра. На основе результатов такого тестирования авторы пришли к выводу, что наиболее оптимальным пакетом с точки зрения восстановления исходных параметров стандартизированного синтетического спектра и общей оптимизации и быстродействия является пакет *pPXF*, написанный на языке Python 3. Основываясь на результатах этого исследования, мы решили выбрать пакет *pPXF* для моделирования звездного континуума в спектрах областей НII карликовых голубых галактик.

В основе алгоритма работы *pPXF* (Каппеллари, 2023) лежит так называемый алгоритм пенализированного пиксельного аппроксимирования, впервые описанный в работе Каппеллари и Эмслема (2004). Математически *pPXF* представляет собой метод минимизации χ^2 , в котором подгоняются распределения скоростей по лучу зрения (LOSVD), веса звездных популяций, межзвездное покраснение от пыли и т.д. с использованием набора шаблонов звездных популяций и эмиссионных линий. Алгоритм объединяет в себе одновременно линейную подгонку одних параметров (таких, как веса SSP) и нелинейную подгонку других параметров (таких, как покраснение или кинематические параметры). Детальное описание алгоритма может быть найдено в работах Каппеллари и Эмслема (2004), Каппеллари (2017) и Ву и др. (2024).

Моделирование профилей эмиссионных линий

Характерная величина кинетической температуры плазмы в областях НII составляет $\sim 10^4$ К. При таких температурах допплеровский механизм уширения линий является доминирующим, поэтому профили эмиссионных линий моделируются с помощью чистой гауссовой функции

$$F(\lambda, \lambda_0) = \frac{F_0}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (11)$$

Здесь F_0 – интегральный поток в линии, λ_0 – центролинии, σ – дисперсия. Интегральный поток в линии определяется следующим соотношением:

$$F_0 = \frac{1}{4\pi D^2} \int_{(V)} j_\lambda n_e n_X dV. \quad (12)$$

Здесь D – расстояние до источника, j_λ – испускательная способность линии, n_e – концентрация электронов, n_X – концентрация ионов сорта X , V – объем области НII.

Поскольку расстояние и объем области НII для каждого конкретного источника являются неизвестными величинами, попытки их оценить в явном виде могут привести к возникновению дополнительных систематических сдвигов. Поэтому для моделирования профилей линии мы нормируем весь спектр на интегральный поток в линии Н β :

$$\frac{F_0}{F(\text{Н}\beta)} = \frac{\int_{(V)} j_\lambda n_e n_X dV}{\int_{(V)} j_{\text{Н}\beta} n_e n_H dV} \approx \frac{n_X}{n_H} \frac{j_\lambda}{j_{\text{Н}\beta}}. \quad (13)$$

Таким образом, собственный относительный интегральный поток эмиссионных линий зависит от испускательных способностей моделируемой линии и линии Н β , а также от относительной объемной концентрации химического элемента n_X/n_H .

Существует несколько важных систематических эффектов, приводящих к отклонению измеряемых потоков эмиссионных линий от собственных. К ним

относятся межзвездное покраснение, столкновительное возбуждение водородных линий, разные температуры зон ионизации. Также для некоторых линий гелия из триплетной ветки переходов важным является наличие ненулевой оптической толщи и эффекты переноса излучения, связанные с ней. Важно отметить, что в классических фотоионизационных моделях, используемых для определения физических свойств и распространенностей химических элементов в карликовых голубых галактиках (Авер и др., 2015, 2021; Сью и др., 2021; Куричин и др., 2021а, б; Мацуумото, 2023), при расчете интегрального потока необходимо также делать поправку для учета подлиниевого поглощения. В описываемом здесь методе этого делать не нужно, поскольку этот эффект самосогласованным образом учитывается при моделировании континуума.

Формулы, используемые для расчета интегральных потоков различных линий с учетом перечисленных систематических эффектов, приведены ниже. Интегральный поток в запрещенных линиях металлов определяется соотношением

$$\frac{F_0}{F(\text{H}\beta)} = \frac{n_X}{n_{\text{H}}} \frac{E(n_e, T, \lambda)}{E(n_e, T, \text{H}\beta)} \frac{1}{1 + C/R(n_e, T, \text{H}\beta)}. \quad (14)$$

Интегральный поток в линиях бальмеровской серии определяется соотношением

$$\frac{F_0}{F(\text{H}\beta)} = \frac{E(n_e, T, \lambda)}{E(n_e, T, \text{H}\beta)} \frac{1 + C/R(n_e, T, \lambda)}{1 + C/R(n_e, T, \text{H}\beta)}. \quad (15)$$

Интегральный поток в рекомбинационных линиях гелия определяется соотношением

$$\frac{F_0}{F(\text{H}\beta)} = y \frac{E(n_e, T, \lambda)}{E(n_e, T, \text{H}\beta)} \frac{1}{1 + C/R(n_e, T, \text{H}\beta)} \times f_{\tau}(\tau, n_e, T, \lambda). \quad (16)$$

В формулах (14)–(16) используются следующие обозначения:

- n_X/n_{H} – относительная объемная концентрация элемента X . Эта величина параметризует распространность соответствующего элемента;
- $y \equiv n_{\text{He}}/n_{\text{H}}$ – относительная объемная концентрация He , один из ключевых параметров модели;
- $E(n_e, T, \lambda)$ – испускательная способность линии λ , рассчитываемая как функция концентрации электронов n_e и соответствующей температуры T . В данной модели испускательные способности для заданных значений n_e и T вычисляются методом билинейной интерполяции по сетке рассчитанных значений. Актуальные данные по испускательным способностям линий гелия взяты из работы Авера и др. (2013). Данные по испускательным способностям линий бальмеровской серии и запрещенных линий металлов были рассчитаны с помощью пакета PyNeb (Луридиана и др., 2015) на сетке параметров по T от 5000 до

25 000 К с шагом 50 К и по n_e от 1 до 1000 см⁻³ с шагом 10 см⁻³ специально для этой задачи;

- $C/R(n_e, T, \lambda)$ – коэффициент, позволяющий учесть добавку к интенсивности линий бальмеровской серии за счет столкновительного возбуждения переходов. Он рассчитывается как функция n_e и T с помощью формул из работы Авера и др. (2021);
- $f_{\tau}(\tau, n_e, T, \lambda)$ – функция оптической толщи. Эта функция позволяет учесть наличие ненулевой оптической толщи для некоторых линий гелия. Функция параметризована в зависимости от оптической толщи линии $\text{He} \lambda 3889$, обозначаемой буквой τ . Для расчета f_{τ} используется аппроксимационная формула из работы Бенджамина и др. (2002).

Модельный спектр шаблонов эмиссионных линий является простой суммой гауссиан, определяемых формулой (11), в который подставляются интегральные потоки, рассчитанные по формулам (14)–(16). Центроиды гауссиан λ_0 являются фиксированными длинами волн соответствующих линий. Мы брали значения длин волн моделируемых линий из атомной спектральной базы данных NIST v.5.12 (Крамида и др., 2024). Модельный спектр эмиссионных линий определяется соотношением

$$F_{\text{lines}}(\lambda) = \sum_i \frac{F_i}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_i)^2}{2\sigma_i^2}\right) \times 10^{-C(\text{H}\beta)f(\lambda)}. \quad (17)$$

Здесь суммирование производится по всем моделируемым линиям, а экспоненциальный множитель отвечает за поправку на межзвездное покраснение. Межзвездное покраснение параметризуется логарифмическим коэффициентом покраснения $C(\text{H}\beta)$. В качестве функции покраснения $f(\lambda)$ выбрана функция из работы Карделли и др. (1989) с $R_V = 3.2$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авер и др. (E. Aver, K.A. Olive, and E.D. Skillman), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **05**, 003 (2010).
2. Авер и др. (E. Aver, K.A. Olive, R.L. Porter, et al.), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **11**, 017 (2013).
3. Авер и др. (E. Aver, K.A. Olive, and E.D. Skillman), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **07**, 011 (2015).
4. Авер и др. (E. Aver, D.A. Berg, K.A. Olive, et al.), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **03**, 027 (2021).
5. Байлер и др. (N. Byler, J.J. Dalcanton, C. Conroy, et al.), *Astrophys. J.* **840**, 1, id.44 (2017).
6. Бенджамин и др. (R.A. Benjamin, E.D. Skillman, and D.P. Smits), *Astrophys. J.* **569**, 1 (2002).
7. Бурузаль, Шарло (G. Bruzual and S. Charlot), *MNRAS* **334**, 4 (2003).
8. Валерди, Паймберт (M. Valerdi and A. Peimbert), eprint arXiv:1905.05102 (2019).

9. Валерди и др. (M. Valerdi, A. Peimbert, and M. Peimbert), *MNRAS* **505**, 3624 (2021).
10. Ву и др. (J. Woo, D. Walters, F. Archinuk, et al.), *MNRAS* **530**, 4260 (2024).
11. Дрейн, Б.Т. (B.T. Draine), *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* (Princeton Univer. Press, 2011).
12. Иванчик и др. (A.V. Ivanchik, O.A. Kurichin, and V.Yu. Yurchenko), *Universe* **10**, 4, id. 169 (2024).
13. Изотов и др. (Y.I. Izotov, T.X. Thuan, and N.G. Guseva), *MNRAS* **445**, 778 (2014).
14. Каппеллари (M. Cappellari), *MNRAS* **466**, 1 (2017).
15. Каппеллари (M. Cappellari), *MNRAS* **526**, 3 (2023).
16. Каппеллари, Эмслем (M. Cappellari and E. Emsellem), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **116**, 816 (2004).
17. Карделли и др. (J. Cardelli, G. Clayton, and J. Mathis), *Astrophys. J.* **345**, 245 (1989).
18. Кислицын и др. (P. Kislitsyn, S. Balashev, M. Murphy, et al.), *MNRAS* **528**, 3 (2024).
19. Коллаборация Планк (Planck Collaboration, et al.), *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020).
20. Конрой (C. Conroy), *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **51**, 1 (2013).
21. Крамида и др. (NIST ASD Team: A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, et al.), [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd>. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. DOI: <https://doi.org/10.18434/T4W30F> (2024).
22. Куричин и др. (O.A. Kurichin, P.A. Kislitsyn, V.V. Klimenko, et al.), *MNRAS* **502**, 3045 (2021a).
23. Куричин и др. (О. Куричин, П. Кислицын, А. Иванчик), *Письма в Астрон. журн.* **47**, 10 (2021b).
24. Луридиана и др. (V. Luridiana, C. Morisset, and R.A. Shaw), *Astron. Astrophys.* **573**, A42 (2015).
25. МакКолл и др. (M.L. McCall, P.M. Rybski, and G.A. Shields), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **57**, 1 (1985).
26. Мацуумото и др. (A. Matsumoto, M. Ouchi, K. Nakajima, et al.), *Astrophys. J.* **941**, 167 (2022).
27. Молла и др. (M. Molla, M.L. Garca-Vargas, and A. Bressan), *MNRAS* **398**, 451 (2009).
28. Нуссбаумер, Шмутц (H. Nussbaumer and W. Schmutz), *Astron. Astrophys.* **132**, 2 (1984).
29. Остерброк, Ферланд (D.E. Osterbrock and G.J. Ferland), *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei. 2nd Ed.* (Sausalito, CA: Univer. Sci. Books, 2006).
30. Паймберт и др. (M. Peimbert, A. Peimbert, and G. Delgado-Inglada), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **129**, 978 (2017).
31. Пизанти и др. (O. Pisanti, A. Cirillo, S. Esposito, et al.), *Comput. Phys. Commun.* **178**, 12 (2008).
32. Питру и др. (C. Pitrou, A. Coc, J.-Ph. Uzan, et al.), *Phys. Rep.* **754**, 1 (2018).
33. Сью и др. (T. Hsyu, R.J. Cooke, J.X. Prochaska, et al.), *Astrophys. J.* **896**, 77 (2020).
34. Фернандез и др. (V. Fernandez, E. Terlevich, A.I. Daz, et al.) *MNRAS* **478**, 5301 (2018).
35. Фернандез и др. (V. Fernandez, E. Terlevich, A.I. Daz, et al.) *MNRAS* **487**, 3221 (2019).
36. Филдс и др. (B.D. Fields, K.A. Olive, T.-H. Yeh, et al.), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **03**, 010 (2020).
37. Фореман-Маки и др. (D. Foreman-Mackey, Hogg, D. Lang, et al.) *Publ. Astron. Soc. Pac.* **125**, 925 (2013).
38. Хаммер (D.G. Hummer), *Astrophys. J.* **327**, 477 (1988).
39. Хаммер, Стори (D. Hummer and P. Storey), *MNRAS* **224**, 3 (1987).
40. Хинтон (S. Hinton), *J. Open Source Softw.* **1**, 4 00045 (2016).
41. Чжао и др. (Zhao, Yinghe; Gu, Qiusheng; Gao, Yu), *Astron. J.* **114**, 2 id. 68 (2011).
42. Элдридж и др. (J. Eldridge, E. Stanway, L. Xiao, et al.), *Publ. Astron. Soc. Aust.* **34**, e058 (2017).
43. Эрколано, Стори (B. Ercolano and P.J. Storey), *MNRAS* **372**, 4 (2006).

ДАННЫЕ ОБЗОРОВ FAST И MeerKAT КАК ТЕСТ ФИЗИКИ РАДИОПУЛЬСАРОВ

© 2024 г. Ф. А. Князев^{1,2} А. Ю. Истомин^{1,2} В. С. Бескин^{2,1*}

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

²Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 03.03.2025 г.

После доработки 30.03.2025 г.; принята к публикации 01.04.2025 г.

Данные обзоров FAST и MeerKAT значительно увеличили количество радиопульсаров, у которых детально определены поляризационные характеристики их средних профилей. Это позволило подтвердить полученные ранее на недостаточно большой выборке выводы как о характере распространения двух ортогональных мод в магнитосфере пульсаров, так и о механизме рождения частиц в полярных областях нейтронных звезд и об особенностях их эволюции. Теперь с еще большей уверенностью можно утверждать, что средние профили, формируемые О-модой, значительно шире по сравнению с формируемой X-модой. Кроме того, результаты наблюдений подтверждают справедливость классической вакуумной модели рождения частиц Рудермана–Сазерленда, а также эволюцию углов наклона магнитной оси к оси вращения в сторону 90°.

Ключевые слова: радиопульсары, средние профили, эволюция.

DOI: 10.31857/S0320010824120082, EDN: LFCOUA

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то, что со времени открытия радиопульсаров прошло уже более полувека, мы до сих пор не понимаем многие ключевые моменты, связанные с активностью этих удивительных объектов. Так, например, до сих пор нет единого мнения о том, в область малых или больших (~90°) значений эволюционирует угол наклона магнитной оси к оси вращения нейтронной звезды (Лайн и др., 2015; Филиппов, Крамер, 2022; Аболмасов и др., 2024). Остается загадкой и сам механизм когерентного радиоизлучения пульсаров.

Отметим, что в значительной степени это было связано с тем, что подробные каталоги, содержащие достаточно полную информацию как о средних профилях импульсного излучения пульсаров, так и об их поляризационных свойствах (Манчестер, Тейлор, 1975; Рэнкин, 1982; Хенкинс, Рэнкин, 2010), не выходили за рамки нескольких десятков. И это при том, что количество известных радиопульсаров уже давно перевалило за несколько тысяч: на конец 2024 года каталог ATNF (Манчестер и др., 2005) содержал уже 3748 источников. Все это, безусловно, заметно ограничивало возможности количественной проверки теории эволюции и излучения радиопульсаров.

С другой стороны, уже давно было установлено, что наблюдаемые в радиоизлучении пульсаров две ортогональные моды (см., например, Стайнбринг и др., 1984) связаны с обычной (О) и необычной (Х) модами, естественным образом возникающими в магнитоактивной плазме (Барнард, Аронс, 1986).

При этом благодаря преломлению О-моды формируемый ей средний профиль радиоизлучения должен быть заметно шире среднего профиля, формируемого X-модой. Так, например, в работе Бескина и др. (1988) в предположении о постоянстве плотности истекающей плазмы в поперечном сечении были получены следующие оценки для характерных ширин средних профилей (периоды P здесь и далее в секундах)¹

$$W_{r,1}^O \approx 7.8^{\circ} P^{-0.43} v_{\text{GHz}}^{-0.14}, \quad (1)$$

$$W_{r,2}^O \approx 10.8^{\circ} P^{-0.5} v_{\text{GHz}}^{-0.29}, \quad (2)$$

$$W_r^X \approx 3.6^{\circ} P^{-0.5} v_{\text{GHz}}^{-0.5}. \quad (3)$$

Однако подтверждение этого на первый взгляд легко проверяемого факта долгие годы затруднялось тем, что не существовало процедуры, позволяющей с уверенностью определить, какая из двух ортогональных мод формирует средний профиль у каждого конкретного пульсара.

Такую процедуру удалось определить лишь после того, как было показано, что круговая поляризация радиоизлучения, выходящего из магнитосферы нейтронной звезды, связана не с трудно определяемым отличием в распределениях электронов и позитронов (т.е. с недиагональными членами тензора диэлектрической проницаемости), а с широм (поворотом) внешнего магнитного поля вдоль луча зрения, направление вращения которого, в свою очередь,

¹Два варианта для обычной моды соответствуют преимущественному излучению вблизи или на максимально возможном расстоянии от нейтронной звезды.

*Электронный адрес: beskin@lpi.ru

связано с наблюдаемым ходом позиционного угла линейной поляризации $p.a.$ (Андраник, Бескин, 2010; Ванг и др., 2010; Бескин, Филиппов, 2012). В результате у X-моды знаки производной $dp.a./d\phi$ (ϕ — фаза импульса) и параметра Стокса V, определяющего круговую поляризацию, должны быть одинаковыми, а у O-моды — противоположными (Акопян и др., 2017). Однако, как уже отмечалось, до последнего времени количество пульсаров, у которых с хорошей точностью был известен и ход позиционного угла, и знак круговой поляризации, составляло лишь несколько десятков. Это не позволяло с уверенностью зафиксировать отличие в свойствах обычной и необыкновенной мод.

Первый каталог, содержащий достаточно подробные поляризационные данные уже для нескольких сотен объектов, был опубликован только в 2018 году в работе Джонстона и Керра. При этом из 600 пульсаров у 170 источников с хорошей точностью был определен как ход позиционного угла $p.a.$, так и знак круговой поляризации V (Бескин, 2018). В результате подтвердился вывод о том, что ширины средних профилей, образованных O-модой, действительно превышают ширины средних профилей, образованных X-модой (см. ниже табл. 1). Однако для окончательного подтверждения требовалось, безусловно, существенно увеличить статистику наблюдаемых источников. Эту задачу и была, фактически, решена с началом работы телескопов FAST и MeerKAT.

Действительно, опубликованные за последние годы данные радиотелескопов FAST (Ван и др., 2023) и MeerKAT (Пуссельт и др., 2023) позволили значительно увеличить статистику поляризационных свойств средних профилей радиоизлучения пульсаров. По-дробному обсуждению полученных при этом результатов посвящена первая часть настоящей работы. Будет показано, что и на более богатой статистике ширины средних профилей полностью соответствуют предсказаниям теории.

Другим вопросом, в разрешении которого могут помочь новые данные обзоров FAST и MeerKAT, является вопрос о статистике ортогональных интеримпульсных радиопульсаров, т.е. пульсаров, у которых угол наклона магнитной оси к оси вращения близок к 90° . Благодаря этому становится возможным наблюдать излучение от обоих магнитных полюсов. По нашему мнению такие радиопульсары, способны стать тестом для моделей эволюции нейтронных звезд (Бескин, 2018). Однако поскольку относительное число

таких пульсаров невелико, то до настоящего времени их статистические характеристики не были надежно определены.

Прежде всего, напомним что динамика вращающейся нейтронной звезды определяется моментом сил, связанным с поверхностными токами, замыкающими продольные (вдоль магнитного поля) токи, текущие в магнитосфере. В модели МНД, основанной на численном моделировании магнитосферы вращающейся нейтронной звезды (Спилковский, 2006, Филиппов и др., 2014), продольный ток, текущий в магнитосфере, определяется из глобального решения. Для ортогональных ротаторов он мало отличается от соосных ротаторов. В итоге, в этой модели потери энергии растут с ростом угла наклона магнитной оси к оси вращения χ , а угол наклона χ уменьшается с течением времени.

В свою очередь, в модели BGI (Бескин и др., 1984, 1993) продольный ток близок к т.н. току Гольдрайха-Джулиана $j = c\rho_{\text{GJ}}$, где соответствующая плотность заряда

$$\rho_{\text{GJ}} = -\frac{\Omega B}{2\pi c} \propto \cos \chi \quad (4)$$

($\Omega = 2\pi/P$ есть угловая частота вращения нейтронной звезды) существенно зависит от угла наклона χ . Поэтому для ортогональных пульсаров полный продольный ток, циркулирующий в магнитосфере, будет в $(QR/c)^{1/2}$ раз (т.е. в 100 раз для обычных пульсаров) меньше, чем для соосных ротаторов. Соответственно, в этой модели потери энергии падают с ростом угла наклона χ стремится к 90° .

Ортогональные пульсары интересны также тем, что у таких объектов за пределами светового цилиндра должен практически отсутствовать токовый слой (Спилковский, 2006; Калопотаракос и др., 2012; Филиппов и др., 2012), который во многих современных моделях магнитосферы играет определяющую роль (Филиппов, Крамер, 2022). Тем не менее, основные характеристики таких радиопульсаров ничем не отличаются от характеристик обычных пульсаров.

Кроме того, различные модели дают существенно разные значения для падения электрического потенциала в области рождения частиц в полярных областях нейтронной звезды. Так в рамках BGI-модели, основанной на идеи классического вакуумного зазора (Рудерман, Сазерленд, 1975), ускоряющий потенциал у ортогональных пульсаров должен быть значительно меньше по сравнению с соосными пульсарами. С другой стороны, численное моделирование методом ча-

Таблица 1. Наблюдаемое количество и медианные значения ширин средних профилей $W(^{\circ})P^{1/2}$ для каждой из мод для одногорбых (S) и двугорбых (D) средних профилей

	N	X_s	X_d	O_s	O_d	X_{tot}	O_{tot}
FAST	$39 + 19 + 19 + 37$	$12.4^{+2.4}_{-2.6}$	$12.7^{+5.7}_{-3.3}$	$12.6^{+6.1}_{-1.5}$	$16.0^{+2.7}_{-2.3}$	$12.5^{+2.3}_{-2.2}$	$15.4^{+2.5}_{-2.2}$
MeerKAT	$178 + 36 + 93 + 114$	$10.2^{+1.4}_{-0.7}$	$11.6^{+2.9}_{-1.6}$	$12.9^{+1.9}_{-1.1}$	$16.8^{+2.0}_{-1.5}$	$10.6^{+1.1}_{-0.9}$	$15.3^{+0.8}_{-1.8}$

стиц в ячейках, в основе которого лежит предположение о слабой зависимости продольного тока от угла наклона, следующее из активно развивающейся в настоящее время MHD-модели (Филиппов, Крамер, 2022), не дает существенного изменения ускоряющего потенциала (Беначек и др., 2024). Наконец, само существование ортогональных интеримпульсных пульсаров накладывает ограничение на величину магнитного поля, необходимого для рождения вторичных частиц, т.е. опять на модель эволюции, это поле определяющее. Поэтому анализ наблюдаемого числа таких пульсаров может существенно помочь в определении модели их эволюции.

Данные наблюдений MeerKAT и FAST впервые позволили на однородной выборке определить относительное количество ортогональных интеримпульсных пульсаров. При этом, как показано во второй части нашей работы, был подтвержден полученный ранее на меньшей статистике (и неоднородной выборке) вывод о том, что количество ортогональных интеримпульсных пульсаров составляет не менее 3%. Также было подтверждено, что большая часть ортогональных пульсаров обладает периодами $P \lesssim 0.2 \div 0.3$ с. Эти результаты подробно обсуждаются в заключительной части статьи, поскольку они противоречат принятой в настоящее время точке зрения об уменьшении со временем угла наклона магнитной оси к оси вращения. Там же обсуждаются и другие вопросы эволюции пульсаров.

ШИРИНЫ СРЕДНИХ ПРОФИЛЕЙ РАДИОПУЛЬСАРОВ

Определение моды излучения пульсаров из каталогов FAST и MeerKAT было проведено двумя независимыми способами. В первую очередь, поляризационные характеристики всех 682 пульсаров из каталога FAST и 1170 пульсаров из каталога MeerKAT были просмотрены вручную. Из них были выбраны соответственно 138 и 437 пульсаров, у которых, во-первых, средний профиль уверенно связан лишь с одной ортогональной модой (ход позиционного угла имеет стандартную S-образную форму и не имеет скачков), а, во-вторых, параметр Стокса V также уверенно определен и не меняет знак в течение всего импульса. Пульсары, у которых знаки производной $dp.a./d\phi$ и параметра Стокса V были одинаковыми, относились к X-моде, тогда как пульсары, имеющие разные знаки — к O-моде. Соответственно, пульсары, имеющие одногорбые средние профили, обозначались как Xs и Os, тогда как двугорбые профили — как Xd и Od. Напомним, что согласно Андрианову и Бескину (2010) большинство одногорбых профилей должно быть связано с X-модой, тогда как O-мода должна быть в основном связана с двугорбыми профилиями.

Далее, для исключения влияния субъективного фактора, был построен простой алгоритм для числен-

ного определения моды излучения по оцифрованным данным FAST² и MeerKAT³. Для этого в каждой точке профиля, в которой интенсивность излучения превышала 10% от максимума, определялся знак круговой поляризации V и знак производной $dp.a./d\phi$ (для этого кривая хода позиционного угла предварительно сглаживалась). После этого находилась величина

$$\eta = \frac{1}{N} \sum_{I \geq 0.1I_{max}} \text{sign } V \cdot \text{sign } \frac{dp.a.}{d\phi}, \quad (5)$$

где N — число точек, по которым производилось суммирование. Таким образом $-1 \leq \eta \leq 1$, и $\eta = 1$ соответствует чистой X-моде, а $\eta = -1$ соответствует чистой O-моде. Далее, классификацию можно провести выбрав некоторое значение η_{cr} . Тогда пульсары с $\eta > \eta_{cr}$, будут считаться излучающими преимущественно X-моду, а пульсары с $\eta < -\eta_{cr}$ — O-моду. При этом значение η_{cr} определяет консервативность алгоритма.

В данной работе было выбрано значение $\eta_{cr} = 0.4$, так как оно позволяло достичь наибольшего размера получаемых выборок, сохраняя процент ошибок определения моды меньшим 5% (сравнение проводилось на пересечении выборок, полученных вручную и автоматически). Тем не менее, выборка, полученная вручную для пульсаров из каталога MeerKAT, оказалась заметно больше, что в основном связано с наличием пульсаров, профилями поляризации которых имеют малое отношение сигнала к шуму. Для таких пульсаров алгоритм не мог однозначно определить моду излучения, в то время как визуальный анализ во многих случаях позволял это сделать. В связи с этим, было принято решение проверить основную гипотезу о различии ширин средних профилей на выборках, полученных обоими способами, но детальные результаты привести только для выборки, полученной вручную.

Далее, ширина средних профилей определялась непосредственным вычислением величины W_{10} по данным FAST и MeerKAT. Предпочтение было отдано величине W_{10} , так как для пульсаров с двугорбыми профилями и интенсивностью одного из пиков меньше 50%, значения W_{50} плохо отражают реальную ширину профиля. Наконец, в этой работе мы рассматривали распределение по величине $W_{10}P^{1/2}$, которая согласно соотношениям (1)–(3) с хорошей точностью позволяет исключить зависимость от периода P . Коррекция по частоте не проводилась, поскольку используемые частоты (1250 МГц для FAST и 1284 МГц для MeerKAT) практически совпадают и близки к нормировке 1 ГГц, используемой в оценочных соотношениях (1)–(3).

Соответствующие плотности получившихся распределений представлены на рис. 1. В табл. 1 для каждой из мод, учитывая определенную выше

² Взято из <http://zmtt.bao.ac.cn/psr-fast/>

³ Взято из <https://zenodo.org/records/7272361>

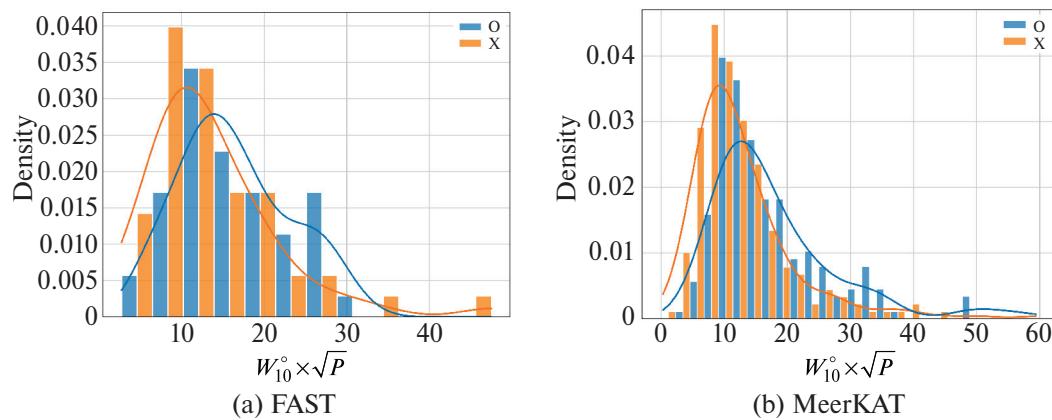


Рис. 1. Плотность распределения ширин профилей пульсаров с определенной модой (выбрана нормировка на единицу). Сплошные линии соответствуют ядерным оценкам плотности данных распределений.

классификацию, приведены медианные значения величин $W_{10}P^{1/2}$, а также указаны доверительные интервалы для уровня 95%.

Как мы видим, медианные значения ширин средних профилей, формируемых О-модой, действительно оказались больше ширин средних профилей, формируемых X-модой. При этом одногорбые профили (боковое прохождение луча зрения через диаграмму направленности, имеющей вид полого конуса) всегда уже двугорбых профилей (центральное прохождение). Наиболее же статистически значимым оказалось различие между ширинами двугорбых профилей для X и O мод. Действительно, исключительно из геометрических соображений, эффект уширения диаграммы направленности О-моды будет наиболее выражен для центрального прохождения луча зрения, то есть для двугорбых профилей. Рассмотрев статистику одногорбых и двугорбых профилей в совокупности, мы получили, что соответствующие доверительные интервалы оказались пересекающимися для выборки из каталога FAST и непересекающимися для выборки MeerKAT, что может быть объяснено меньшим размером первой выборки. Поэтому, для более аккуратной проверки искомой гипотезы были выполнены соответствующие статистические тесты.

Для проверки различий получившихся распределений были применены критерий согласия Андерсона-Дарлинга и пермутационный тест на уровне значимости 5%. Для последнего в качестве рассматриваемой статистики использовалась разница медиан выборок.

Как можно видеть из табл. 2, для обоих каталогов (MeerKAT и FAST) и для обоих способов определения моды нулевая гипотеза об общей функции распределения для X и O мод отвергается всеми использованными тестами. Таким образом, можно утверждать, что у соответствующих функций распределения имеются статистически значимые отличия.

Стоит, однако, отметить, что прямое сравнение полученных медианных значений с теоретическими предсказаниями существенно затруднено. В то время как формулы (1), (2), (3) фактически задают полную ширину диаграммы направленности, наблюдаемые распределения ширин профилей зависят от строго говоря неизвестных функций распределения пульсаров по углу наблюдения и углу наклона магнитной оси. Также немаловажным фактором является то, что распределение интенсивности излучения по диаграмме направленности для реальных пульсаров является существенно неоднородным, в то время как выражения (1), (2), (3) получены для однородного распределения. Таким образом, построение теоретической модели, необходимой для анализа полученных распределений требует отдельного исследования, выходящего за рамки данной статьи. Тем не менее, вывод об уширении профилей интенсивности, сформированных О-модой остается в силе и теоретические предсказания о зависимости морфологических свойств средних профилей интенсивности от моды излучения оказались в согласии с новейшими наблюдениями. Кроме того, сам метод определения доми-

Таблица 2. p-value статистических тестов, использованных для проверки гипотезы об отличии выборок для X и O мод.

p-value	Способ определения моды			
	Вручную		Автоматический	
Статистический тест	FAST	MeerKAT	FAST	MeerKAT
Тест Андерсона-Дарлинга	0.03	0.001	0.04	0.005
Пермутационный тест	0.02	0.0001	0.02	0.009

нирующей моды излучения радиопульсаров получил косвенное подтверждение, позволив разделить пульсары на две выборки с существенно разными свойствами. Тем самым, теория распространения радиоволн в магнитосфере радиопульсаров получила еще одно уверенное подтверждение.

СТАТИСТИКА ОРТОГОНАЛЬНЫХ ИНТЕРИМПУЛЬСНЫХ ПУЛЬСАРОВ КАК ТЕСТ МОДЕЛИ ЭВОЛЮЦИИ

Общее количество ортогональных интеримпульсных пульсаров

Отметим прежде всего, что MHD-модель, в рамках которой угол наклона магнитной оси к оси вращения χ уменьшается со временем (Филиппов и др., 2014), и BGI-модель (Бескин и др., 1984, 1993), согласно которой угол χ стремится к 90° , должны предсказывать разные количества наблюдаемых ортогональных интеримпульсных пульсаров. Как было показано в работе Новоселова и др. (2020), в модели MHD относительное число ортогональных интеримпульсных пульсаров в диапазоне периодов $0.033 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ не должно превышать 1% от полного числа пульсаров в этом диапазоне, тогда как модель BGI предсказывает значения на уровне (2.5–5.5)%. Согласно же данным наблюдений, приведенных в этой же работе, относительное количество ортогональных интеримпульсных пульсаров в этом диапазоне составляло (1.8–2.6)%, что в целом указывало на предпочтение модели BGI.

Данный вывод, правда, зависит от модели генерации вторичной плазмы, распределение плотности которой существенным образом влияет на возможность наблюдения обоих магнитных полюсов. Однако, хотя модель, использованная в работе Новоселова и др., была получена из достаточно грубых предположений (высота области ускорения, а, значит, и ускоряющий потенциал, оценивались из алгебраических соотношений одномерной модели вакуумного зазора Рудермана–Сазерленда, которые вообще говоря неприменимы для ортогональных роторов), проведенный недавно более точный расчет (Истомин и др., 2025), в котором ускоряющий потенциал находился самосогласованно, привел практически к тем же результатам.

Также не нужно забывать, что при этом данные наблюдений представляли собой компиляцию из различных обзоров, имеющих разную чувствительность, не говоря уже о том, что и сам результат требовал уточнения, поскольку он находился вблизи границы предсказанной области и не намного превышал значения ~1%, следующих из модели MHD. Здесь данные наблюдений FAST и MeerKAT оказались как нельзя кстати, поскольку они впервые позволили определить относительное количество ортогональных интеримпульсных пульсаров на однородной выборке.

Для определения числа ортогональных интеримпульсных пульсаров по данным обсерватории FAST мы воспользовались рис. A6 из работы Вана и др. (2023), содержащим 27 средних профилей интеримпульсных пульсаров. Из них были выбраны 26 объектов, у которых угловое расстояние между импульсом и интеримпульсом составляло 180° , что, как известно (см., например, Велтевреде, Джонстон, 2008), как раз и позволяет отнести их к интересующему нас классу объектов.

Подчеркнем, что с одной стороны следует рассматривать полученное из рис. A6 количество ортогональных интеримпульсных пульсаров как нижнюю оценку, поскольку лишь 10% пульсаров из этого каталога имеют отношение интенсивностей интеримпульса и главного импульса меньше 0.01, тогда как в компиляционном каталоге, использовавшемся в работе Новоселова и др. (2020), их более 20%. Поэтому возможно, что еще некоторое количество интеримпульсных пульсаров не было включено в рис. A6. С другой стороны, однако, также не исключено, что какие-то пульсары, имеющие расстояния между импульсами, близкими к 180° , являются не ортогональными, а соосными роторами, и поэтому мы, наоборот, переоценили их количество. Учитывая оба этих обстоятельства, мы будем все же считать, что значение 26 правильно оценивает количество ортогональных интеримпульсных пульсаров.

Что же касается обсерватории MeerKAT, то для выбора ортогональных интеримпульсных пульсаров из данных работы Пуссельт и др. (2023) отбирались те источники, для которых можно было однозначно отделить главный импульс от интеримпульса, и расстояние между ними по фазе также составляло $\sim 180^\circ$.

В результате, как показано в табл. 3, данные обсерваторий FAST и MeerKAT находятся в хорошем согласии как друг с другом, так и с результатами работы Новоселова и др. (2020). При этом во всех случаях относительное число ортогональных интеримпульсных пульсаров в диапазоне $0.033 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ существенно превосходит количество пульсаров с периодами $P > 0.5 \text{ с}$. Несмотря на малую статистику, мы также добавили в табл. 3 данные БСА ПРАО (Топоров и др., 2024), которые, как мы видим, также не противоречат результатам других обсерваторий. Отличие данных обсерваторий FAST и MeerKAT в этой работе по сравнению с данными, приведенными в работе Топорова и др. (2024), связаны с тем, что здесь мы приводим процентное количество интеримпульсных пульсаров по отношению к числу источников в данном диапазоне периодов, а не к полному числу наблюдаемых радиопульсаров. Как мы видим, данные ПРАО также находятся в согласии с данными других обсерваторий. И они уверенно говорят в пользу эволюции угла наклона χ в сторону 90° .

Таблица 3. Наблюданное абсолютное и относительное количество ортогональных интеримпульсных пульсаров для различных обзоров. Приведены также значения полного количества наблюдаемых пульсаров в данных диапазонах периодов

	Параметр $P < 0.033$ с	0.033 с $< P < 0.5$ с	0.5 с $< P < 1$ с	$P > 1$ с
Новоселов и др.	—	(18 \div 26)/968	(3 \div 5)/725	(0 \div 1)/694
	—	(1.8 \div 2.6)%	(0.4 \div 0.7)%	(0.0 \div 0.1)%
FAST	8/73 11.0%	14 /233 6.0%	3/177 1.7%	1/198 0.5%
	0/1 0%	25/590 4.2%	4/414 1.0%	0/265 0%
БСА	0/0 0%	(1 \div 2)/28 (3 \div 7)%	(0 \div 1)/27 (0 \div 3)%	1/41 2%

Распределение числа ортогональных пульсаров по периоду

Другим важным различием моделей MHD и BGI является тот факт, что для ортогональных пульсаров они дают существенно различные значения для падения электрического потенциала в области рождения частиц в полярных областях нейтронной звезды. Так, в модели BGI максимально возможное падение потенциала вблизи полярных шапок определяется из восходящего еще к работе Рудермана и Сазерленда (1975) соотношения для вакуумного зазора

$$\Psi_{\max} \approx 2\pi \rho_{\text{GJ}} R_0^2, \quad (6)$$

где R_0 есть радиус полярной шапки. В результате получаем ограничение для рождения вторичных частиц вблизи полярных шапок (Бескин и др., 1984)

$$\cos \chi > k P^{15/7} B_{12}^{-8/7}, \quad (7)$$

где, как обычно, $B_{12} = B_0/(10^{12}$ Гс), а $k \approx 1$. Определенная таким образом линия смерти существенно используется в модели BGI. В свою очередь, в модели MHD падение потенциала определяется продольным электрическим током, текущим в магнитосфере. Поэтому падение потенциала в области генерации вторичной плазмы у ортогональных ротаторов мало отличается от случая соосного ротатора (см. например, Беначек и др., 2024)⁴. Здесь мы покажем, что новые данные обзоров FAST и MeerKAT позволяют прояснить ситуацию и в этом вопросе.

Прежде всего отметим, что в работе Новоселова и др. (2020) уже было показано, что в распределении пульсаров на плоскости $(\chi - P B^{8/15})$ в точности соответствует соотношению (7) при $k_{\text{MHD}} = 1.0 \pm 0.1$ и $k_{\text{BGI}} = 0.5 \pm 0.1$. Таким образом, в справедливости линии смерти, задаваемой соотношением (7), сейчас трудно сомневаться.

⁴ В этой работе для ортогонального ротатора продольное электрическое поле составляет $\sim 10\%$ от поля на оси для соосного ротатора, тогда как для вакуумного зазора в рассмотренном в этой работе случае $P = 0.25$ с это отношение не может превышать 1% (Бескин, Истомин, 2022).

Далее, данные обзоров FAST и MeerKAT подтвердили малое число ортогональных интеримпульсных пульсаров при периодах $P > 0.5$ с. Это свойство является прямым следствием соотношения (7) для линии смерти, поскольку, как уже отмечалось, в рамках этой модели ускоряющий потенциал в предельном случае вакуумного зазора для ортогонального ротатора должен быть в $(\Omega R/c)^{1/2}$ раз, т.е. в десятки и даже сотни раз меньше, чем в соосном случае. В результате подставляя в выражение (7) характерное значение $(\Omega R/c)^{1/2}$ для $\cos \chi$, получаем

$$P < 0.2 B_{12}^{16/37} \text{ с.} \quad (8)$$

Следовательно, для средних значений магнитных полей $B_{12} \approx 1$ максимум в распределении ортогональных интеримпульсных пульсаров должен попадать в диапазон периодов $P \sim (0.1 - 0.3)$ с (Новоселов и др., 2020).

В табл. 4 показано наблюдаемое количество ортогональных интеримпульсных пульсаров в пределах диапазона периодов $0.03 < P < 0.5$ с как для новых обзоров FAST и MeerKAT, так и для компиляционных данных, взятых из статьи Новоселова и др. (2020). Кроме того, в верхней строчке представлены предсказания модели BGI, определенные в это же работе на основе анализа кинетического уравнения, в котором существенно использовалось условие (7). Как мы видим, и в этом вопросе данные обзоров FAST и MeerKAT соответствуют модели BGI, предсказывающей согласно (8) максимум в распределении ортогональных интеримпульсных пульсаров в районе $0.2 - 0.3$ с. И не соответствуют модели MHD, в которой, как мы уже отмечали, зависимость линии смерти (7) от угла наклона осей не играет никакой роли и поэтому число ортогональных интеримпульсных пульсаров с периодами $P \sim 1$ с должно было быть сопоставимым с числом таких пульсаров в диапазоне $0.033 < P < 0.5$ с.

В связи с вышесказанным можно было бы еще отметить, что согласно результатам обсерватории FAST имеет место еще большее относительное число ортогональных интеримпульсных пульсаров, имеющих периоды меньшие 0.033 с. Однако, как известно, эво-

Таблица 4. Наблюдаемое количество ортогональных интеримпульсных пульсаров для различных обзоров в диапазоне периодов $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ в процентах

P (с)	0.03–0.1	0.1–0.2	0.2–0.3	0.3–0.4	0.4–0.5
BGI	0.0	1.2	0.6	0.3	0.2
Новоселов и др.	$0.4 \div 0.6$	$1.0 \div 1.9$	$1.4 \div 1.6$	$0.6 \div 0.8$	$0.2 \div 0.4$
FAST	0.4	2.1	1.7	1.3	0.4
MeerKAT	0.3	1.2	1.5	1.0	0.3

люция миллисекундных радиопульсаров существенно отличалась от эволюции обычных пульсаров, и поэтому к ним неприменимы выводы, сформулированные в работе Новоселова и др. (2020).

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно с достаточно большой степенью уверенности заключить, что данные обзоров FAST и MeerKAT подтвердили полученные ранее на заметно меньшей статистике выводы о том, что, во-первых, наблюдаемые ширины средних профилей радиопульсаров, формируемых X-модой, заметно меньше ширин средних профилей, формируемых O-модой, и, во-вторых, что статистика ортогональных радиопульсаров лучше объясняется моделью эволюции BGI в сравнении с моделью МНД. Первый вывод находится в полном согласии с предсказаниями общепринятой в настоящее время теории распространения волн в магнитосфере нейтронных звезд (см., например, Любарский, Петрова, 1998; Лайн, Грэм-Смит, 2012; Нуткос и др., 2015) и поэтому по большому счету не требует дополнительных комментариев. Что же касается второго вывода, то он, как мы видим, находится в противоречии с общепринятой в настоящее время точкой зрения о направлении эволюции угла наклона магнитной оси к оси вращения.

Напомним, что прямое измерение направления эволюции угла наклона магнитной оси к оси вращения (знак производной $\dot{\chi}$) находится далеко за пределами точности измерений современных телескопов. Поэтому при определении этой величины приходится пользоваться различными косвенными процедурами, основанными на различных статистических распределениях (Таурис, Манчестер, 1998; Лайн и др., 2015). В частности, с помощью оцениваемой из наблюдений функции распределения пульсаров $f(\chi, P)$ по углу χ и периоду P , которая должна предсказывать в частности и число наблюдаемых интеримпульсных пульсаров.

Так например уже давно было установлено, что усредненный угол наклона $\langle \chi(P) \rangle$ уменьшается с ростом периода P (Таурис, Манчестер, 1998). Соответственно, усредненные ширины средних профилей $\langle W_r(P) \rangle$ также увеличиваются с ростом периода⁵

(Рэнкин, 1990; Фуше-Жигур, Каспи, 2006; Велтевреде, Джонстон, 2008, Гулон и др., 2014). Уже много лет по мнению многих (Юнг и др., 2010; Масисяк и др., 2011; Джонстон и др., 2023) эти результаты являются прямым доказательством того, что и у каждого индивидуального пульсара угол χ уменьшается со временем.

Однако такое поведение усредненного угла наклона $\langle \chi(P) \rangle$ имеет и другое объяснение (Бескин и др., 1984, 1993). Оно основано на учете существования линии смерти (7), т.е. на предположении о том, что соотношение (6) определяет максимально возможное падение потенциала в области генерации вторичной плазмы. И, как следствие, что при достаточно больших периодах P рождение вторичной электронно-позитронной плазмы становится возможным лишь при малых углах наклона осей χ , в результате чего, независимо от направления эволюции, статистически усредненный угол наклона будет уменьшаться с ростом периода P . Как было показано Бескиным и др. (1984) на основе анализа кинетического уравнения, описывающего всю популяцию радиопульсаров, независимо от направления эволюции индивидуальных пульсаров усредненные значения $\langle \chi(P) \rangle$ должны уменьшаться с ростом периода. Таким образом, можно с уверенностью сказать, что модель BGI, ключевую роль в которой играет наличие линии смерти (7), не только не противоречит данным наблюдений, но и находит подтверждение в последних данных FAST и MeerKAT.

Потому, хочется еще раз привлечь внимание к ортогональным интеримпульсным пульсарам, которые по нашему мнению как самим своим существованием, так и деталями своих статистических свойств могли бы помочь в прояснении многих нерешенных вопросов, связанных с радиопульсарами. Этому безусловно должно способствовать и значительное увеличение статистики, которое стало возможным в связи с введением в строй телескопов FAST и MeerKAT.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят А. Спятковского, А.А. Филиппова и А.В. Черноглазова за полезное обсуждение. Работа была выполнена при поддержке Российского Национального Фонда (проект 24-22-00120).

⁵При собственной ширине диаграммы направленности W_0 наблюдаемая ширина среднего профиля зависит от угла χ как $W_r \approx W_0 / \sin \chi$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аболмасов и др. (P. Abolmasov, A. Biryukov, and S.B. Popov), *Galaxies* **12**, 7 (2024).
2. Акопян и др. (H.L. Hakobyan, V.S. Beskin, and A.A. Philippov), *MNRAS* **469**, 2704 (2017).
3. Андрианов А.С., Бескин В.С., Письма в Астрон. журн. **36**, 260 (2010).
4. Арзамасский и др. (L.I. Arzamasskiy, V.S. Beskin, and K.K. Pirov), *MNRAS* **466**, 2325 (2017).
5. Барнارد, Аронс (J.J. Barnard and J. Arons), *Astrophys. J.* **302**, 138 (1986).
6. Барсуков Д.П., Полякова П.И., Цыган А.И., Астрон. журн. **86**, 95 (2009). [Barsukov D.P., Polyakova P.I., Tsyan A.I., *Astron. Rep.* **53**, 86 (2009)].
7. Беначек и др. (J. Benáček, A. Timokhin, P.A. Muñoz, A. Jessner, T. Rievařová, M. Pohl, and J. Büchner), *Astron. Astrophys.* **691**, A137 (2024).
8. Бескин В.С., УФН **188**, 377 (2018).
9. Бескин, Истомин (V.S. Beskin and A.Yu. Istomin), *MNRAS* **516**, 5084 (2022).
10. Бескин, Филиппов (V.S. Beskin and A.A. Philippov), *MNRAS* **425**, 814 (2012).
11. Бескин и др. (V.S. Beskin, A.V. Gurevich and Ya.N. Istomin), *Astrophys. Space Sci.* **102**, 301 (1984).
12. Бескин и др. (V.S. Beskin, A.V. Gurevich and Ya.N. Istomin), *Astrophys. Space Sci.* **146**, 205 (1988).
13. Бескин и др. (V.S. Beskin, A.V. Gurevich, and Ya.N. Istomin) *Physics of the Pulsar Magnetosphere* (Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1993).
14. Ван и др. (C. Wang, D. Lai, and J. Han), *MNRAS* **403**, 569 (2010).
15. Ван и др. (P.F. Wang, J.L. Han, J. Xu, C. Wang, Y. Yan, W.C. Jing, W.Q. Su, D.J. Zhou, and T. Wang), *Res. Astron. Astrophys.* **23**, 104002 (2023).
16. Велтвреде, Джонстон (P. Weltevrede and S. Johnston), *MNRAS* **387**, 1755 (2008).
17. Гоглицидзе и др. (O.A. Goglichidze, D.P. Barsukov, and A.I. Tsyan), *MNRAS* **451**, 2564 (2015).
18. Гулон и др. (M. Gullón, J.A. Miralles, D. Viganò, and J.A. Pons), *MNRAS* **443**, 1891 (2014).
19. Джонстон, Керр (S. Johnston and M. Kerr), *MNRAS* **474**, 4629 (2018).
20. Джонстон и др. (S. Johnston, M. Kramer, A. Karastergiou, J. Keith, L.S. Oswald, A. Parthasarathy, and P. Weltevrede), *MNRAS* **520**, 4801 (2023).
21. Игошев, Попов (A.P. Igoshev and S.B. Popov), *MNRAS* **444**, 1066 (2014).
22. Истомин А.Ю., Князев Ф.А., Бескин В.С., Астрон. журн. **102**, 53 (2025).
23. Калопотаракос и др. (C. Kalapotharakos, I. Contopoulos, and D. Kazanas), *MNRAS* **420**, 2793 (2012).
24. Лайн, Грэм-Смит (A. Lyne and F. Graham-Smith), *Pulsar Astronomy* (Cambridge, Cambridge Univ. Press, 2012).
25. Лайн и др. (A.G. Lyne, C.A. Jordan, F. Graham-Smith, C.M. Espinoza, B.W. Stappers, and P. Weltevrede), *MNRAS* **446**, 857 (2015).
26. Лоример и др. (D.R. Lorimer, M. Bailes, R.J. Dewey, and P.A. Harrison), *MNRAS* **263**, 403 (1993).
27. Любарский, Петрова (Y.E. Lyubarskii and S.A. Petrova), *Astron. Astrophys.* **333**, 181 (1998).
28. Манчестер и др. (R.N. Manchester, G.B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs), *Astrophys. J.* **129**, 1993 (2005).
29. Манчестер, Тейлор (R. Manchester and J. Taylor), *Astrophys. J.* **196**, 83 (1975).
30. Масисяк и др. (K. Maciesiak, J. Gil, and V.A.R.M. Ribeiro), *MNRAS* **414**, 1314 (2011).
31. Новоселов и др. (E.M. Novoselov, V.S. Beskin, A.K. Galishnikova, M.M. Rashkovetskyi, and A.V. Biryukov), *MNRAS*, **494**, 3899 (2020).
32. Нуткос и др. (A. Noutsos, C. Sobey, V.I. Kondratiev, P. Weltevrede, J.P.W. Verbiest, A. Karastergiou, M. Kramer, M. Kuniyoshi, et al.), *Astron. Astrophys.* **576**, 26 (2015).
33. Попов и др. (S.B. Popov, J.A. Pons, J.A. Miralles, P.A. Boldin, and B. Posselt), *MNRAS* **401**, 2675 (2010).
34. Поссельт и др. (B. Posselt, A. Karastergiou, S. Johnston, A. Parthasarathy, L.S. Oswald, R.A. Main, A. Basu, M.J. Keith, X. Song, P. Weltevrede, C. Tiburzi, M. Bailes, S. Buchner, M. Geyer, M. Kramer, R. Spiewak, V. Krishnan, and V. Venkatraman Krishnan), *MNRAS* **520**, 4582 (2023).
35. Рудерман, Сазерленд (M.A. Ruderman and P.G. Sutherland), *Astrophys. J.* **196**, 51 (1975).
36. Рэнкин (J. Rankin), *Astrophys. J.* **274**, 333 (1983).
37. Рэнкин (J. Rankin), *Astrophys. J.* **352**, 247 (1990).
38. Спитковский (A. Spitkovsky), *Astrophys. J.* **648**, L51 (2006).
39. Стайнбринг и др. (D.R. Stinebring, J.M. Cordes, J.M. Rankin, J.M. Weisberg, and V. Boriakoff), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **55**, 247 (1984).
40. Столлмен (G.M. Stollman), *Astron. Astrophys.* **178**, 143 (1987).
41. Таурис, Манчестер (T.M. Tauris and R.N. Manchester), *MNRAS* **298**, 625 (1998).
42. Тон, Ку (H. Tong and F.F. Kou), *Astrophys. J.* **837**, 117 (2017).
43. Топоров М.О., Тюльбашев С.А., Бескин В.С., Астрон. журн. **101**, 1084 (2024).
44. Филиппов, Крамер (A. Philippov and M. Kramer), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **60**, 495 (2022).
45. Филиппов и др. (A.A. Philippov, A. Tchekhovskoy, and J.G. Li), *MNRAS* **441**, 1879 (2014).
46. Филиппов и др. (A.A. Philippov, A. Tchekhovskoy, and A. Spitkovsky), *Astrophys. J.* **815**, L19 (2015).
47. Фуше-Жигур, Каспи (C.-A. Faucher-Giguère and V.M. Kaspi), *Astrophys. J.* **643**, 332 (2006).
48. Хенкинс, Рэнкин (T.H. Hankins and J.M. Rankin), *Astron. J.* **139**, 168 (2010).
49. Экси и др. (K. Y. Ekşioğlu, I.C. Andaç, S. Çikıntoğlu, E. Gügercioğlu, A. Vahdat Motlagh and B. Kızıltan), *Astrophys. J.* **823**, 34 (2016).
50. Юнг и др. (M.D.T. Young, L.S. Chan, R.R. Burman, and D.G. Blair), *MNRAS* **402**, 1317 (2010).

НАУЧНЫЕ ЗАДАЧИ ЛУННОЙ МИЛЛИМЕТРОВОЙ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

© 2024 г. С. Ф. Лихачев¹, Т. И. Ларченкова^{1*}, А. С. Андрианов¹, Е. О. Васильев¹, Д. А. Литвинов¹,
С. В. Пилипенко¹, А. Г. Рудницкий¹, М. А. Щуров¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 05.08.2024 г.

После доработки 21.12.2024 г.; принята к публикации 21.12.2024 г.

Рассматриваются научные задачи Лунной миллиметровой и субмиллиметровой обсерватории, планируемой в рамках создания Международной научной лунной станции. С учетом этапности создания обсерватории – от одиночного телескопа малого диаметра как первого элемента Лунной интерферометрической сети до создания массива антенн (антенной решетки) – отдельно обсуждаются задачи для одиночного телескопа и антенной решетки, в том числе, в составе интерферометра Луна–Земля, Луна – Земля – космическая обсерватория.

Ключевые слова: Международная научная лунная станция, миллиметровый и субмиллиметровый телескоп, интерферометрическая сеть телескопов, антenna решетка, космология, реликтовое излучение, межзвездная среда, межзвездная пыль, активные ядра галактик, черные дыры, кротовые норы, галактики, общая теория относительности, темная материя.

DOI: 10.31857/S0320010824120097, EDN: LFCAQK

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы космические лунные программы переживают эпоху Ренессанса. Такого огромного интереса к естественному спутнику Земли не было с шестидесятых годов прошлого столетия, когда шла подготовка к первым лунным экспедициям.

В настоящее время международное научное сообщество активно интересуется Луной, как базой для исследования космоса (см., например, Силк и др., 2021, 2024). Причиной такого интереса является целый ряд преимуществ, которые дает размещение телескопов на ее поверхности по сравнению с расположением их на Земле или в космосе. Отсутствие атмосферы позволяет достичь значительно большей чувствительности как для интерферометрических исследований, так и для наблюдений в режиме одиночной антенны. В частности, отсутствие ионосферы позволяет проводить наблюдения излучения с длиной волн более 20 м, которое недоступно для земных экспериментов. Земная атмосфера также частично или полностью непрозрачна для субмиллиметрового и инфракрасного диапазонов. Малая лунная гравитация облегчает монтаж массивных конструкций. Устойчивость лунной поверхности устраняет многие сложности в ориентации телескопов. Практически полное отсутствие сейсмической активности открывает перспективы эффективной регистрации гравитационных волн от слияния черных дыр. За счет приливного взаимодействия системы Земля–Луна обратная, скрытая

от нас, сторона Луны надежно экранирована от постоянных интенсивных радиосигналов с нашей планеты, которые являются серьезным препятствием для наблюдений на длинных радиоволнах. В то же время ближняя к нам сторона Луны может стать площадкой для наблюдений атмосферы самой Земли. Наличие лунных кратеров дает возможность использования их естественной формы для строительства больших зеркал телескопов. Кратеры, расположенные в приполярных областях, обеспечивают постоянную тень и защищают от солнечной радиации. Дно такого кратера – удобная площадка для установки телескопа и обеспечения эффективного пассивного охлаждения зеркала и приборов. Кроме того, сама по себе древняя поверхность Луны представляет интерес для изучения истории Солнечной системы.

Помимо решения научных задач освоение Луны бесспорно придаст ускорение развитию технологий будущего, совершенствованию и удешевлению средств доставки полезной нагрузки на другие планеты, как это уже случалось в 1960-е и 1970-е годы.

Научным сообществом на протяжении долгого времени рассматривается использование обратной стороны Луны для длинноволновых радионаблюдений. Размещение на Луне низкочастотной радиоинтерферометрической решетки, по-видимому, было впервые предложено в работе Горголевский (1965) и позднее рассматривалось во многих работах (см., например, Бернс, 1988; Такахаши, 2003; Джестер и Фальк, 2009; Мимун и др., 2012; Бентум и др., 2020; Полидан и др., 2024; Чен и др., 2024). Однако для постановки

*Электронный адрес: ltanya@asc.rssi.ru

такого эксперимента в первую очередь необходимо понимать влияние свойств плазмы и пыли вблизи поверхности Луны на измерения радиоволн (Хорани и др., 2024), и для этого в 2024 г. американским национальным управлением по аeronавтике и исследованию космического пространства (NASA) планируется запуск программы Radio wave Observations at the Lunar Surface of the photoElectron Sheath (ROLSES).

Успешная реализация и использование низкочастотной антенной решетки LOFAR позволяет европейскому научному сообществу применить накопленный опыт при создании подобной решетки на обратной стороне Луны (Джестер и Фальк, 2009; Кляйн-Вольт и др., 2012). Так, в планах Европейского космического агентства (ESA) развертывание массива из 4×4 антенн и дальнейшее расширение до 32×32 (Купманс и др., 2021).

Похожий проект разрабатывает и Национальное агентство США. На первом этапе в 2026 г. планируется установка одиночной дипольной антенны на обратной стороне Луны и в перспективе расширение и создание интерферометра из 128 антенн (Бернс и др., 2021). При этом предполагается ежегодно доставлять научные грузы на поверхность Луны с помощью коммерческих запусков. Отдельно Лаборатория реактивного движения (NASA JPL) рассматривает создание громадного телескопа, подобного Arecibo или FAST диаметром до 1 км в кратере размером около 3 км на обратной стороне Луны. Высокое пространственное разрешение такого инструмента позволит исключить сигналы фоновых радиоисточников.

Размещение интерферометра из мембранных антенн на обратной стороне Луны разрабатывается китайским научным сообществом. В рамках проекта Large-scale Array for Radio Astronomy on the Farside (LARAF) предполагается создание к середине 2030 гг. до 20 станций, каждая из которых включает 12 антенн с максимальной базой до 10 км (Чен и др., 2024).

Отдельно стоит упомянуть беспосадочный проект, инициированный в 2019 г. Китайской национальной космической администрацией, в рамках которого готовится запуск девяти спутников с дипольными антеннами для работы в режиме интерферометра и спутника для передачи данных. Предполагается, что спутники будут находиться на луноцентрической орбите. Запуск проекта запланирован на 2026 г.

В 2021 г. на совместной сессии российской Госкорпорации “Роскосмос” и Китайской национальной космической администрации была представлена Дорожная карта по созданию Международной научной лунной станции (МНЛС), в рамках которой предполагается создание инструментов для астрономических наблюдений с поверхности Луны. Создание миллиметровой и субмиллиметровой обсерватории для МНЛС начнется с размещения одиночного телескопа диаметром не более 3 м, и далее будет наращивать-

ся до интерферометрической сети роботизированных телескопов.

Среди научных задач, которые могут быть решены будущими лунными проектами, следует отметить исследование линий 21 см (радиолиний нейтрального водорода), сильно смещенных в длинноволновую область с красных смещений $\sim 100\text{--}300$. Это сигнал из “темной” эпохи начала формирования структуры Вселенной, родившийся после рекомбинации, но до начала реионизации (рис. 1, левая панель) (Меербург и др., 2019), который позволит исследовать негауссовость начальных возмущений плотности на малых масштабах (Морабито и Силк, 2021). Такая информация послужит достоверным индикатором инфляционной модели.

В инфракрасном диапазоне предполагается исследование первых звезд во Вселенной с помощью больших телескопов с беспрецедентным угловым разрешением (Шнайдер и др., 2019), а также экзопланет и биологических индикаторов в пригодных для жизни зонах таких планет (Сандора и Силк, 2020).

Также следует упомянуть задачи, связанные с исследованием гравитационных волн с помощью гравитационно-волновых антенн на Луне, которые рассматриваются, например, в работах Хармс и др. (2021), Стеббинс и Бендер (1990).

В работе Лихачев и др. (2024) была предложена концепция универсальной компактной роботизированной антенной решетки миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, которая может быть реализована на Луне. В настоящей работе рассматриваются наиболее перспективные научные задачи для этого инструмента с учетом его поэтапного создания — от установки одиночного телескопа малого диаметра к созданию роботизированной антенной решетки, т.е. задачи для одиночного телескопа и для решетки в целом. При этом антенная решетка при возможности может быть расширена с трех (четырех) антенн до большего числа.

Наблюдения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах электромагнитного спектра (0.1–6 ТГц) позволяют изучать фундаментальные физические процессы в ранней Вселенной, получать уникальную спектральную информацию о свойствах межзвездной среды и межзвездной пыли, исследовать свойства широкого круга космических объектов от протопланетных дисков и комет до далеких ультраярких галактик, а также в режиме интерферометра Луна–Земля получать изображения непосредственно центральных машин активных галактических ядер и исследовать ближайшие окрестности сверхмассивных черных дыр (СМЧД) или кротовых нор (КН). Особый интерес представляют спектрометрические исследования в этом диапазоне длин волн (Майярд, 2024). Они позволяют изучать особенности спектра реликтового излучения (РИ) с целью обнаружения его искажений (Хлуба и др., 2019; Майярд и др., 2024),

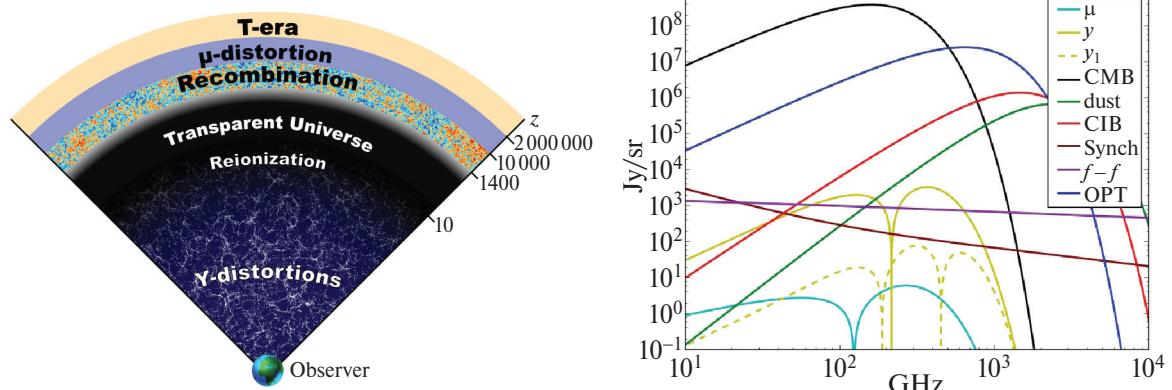


Рис. 1. Левая панель: схематическое изображение этапов эволюции Вселенной и рождения характерных сигналов в наблюдаемом спектре. Т-эра представляет собой эпоху термализации, когда любое нарушение термодинамического равновесия быстро восстанавливается и не приводит к изменению равновесной формы спектра реликтового излучения. В течение μ -эпохи рождаются μ -воздушения за счет выброса энергии в плазму и неизменности числа фотонов. На стадии рекомбинации формируется тепловая анизотропия реликта и его линейная поляризация. В “темную эпоху” прозрачной Вселенной после рекомбинации и до реионизации образуются линии 21 см, сильно смещенные для наблюдателя за счет большого красного смещения. После реионизации наступает эпоха Y -воздушений и формирования крупномасштабной структуры. Правая панель: Ожидаемые полезные сигналы: μ -искажения (Хлуба и др., 2012, 2016), Y -искажения (эффект Сюняева–Зельдовича и первая релятивистская поправка к нему y_1 (Хилл и др., 2015; Чаллинор и др., 2000)). Фоновые сигналы: космическая пыль (Коллаборация Планк, 2013), инфракрасный фон (Коллаборация Планк, 2013), синхротронное излучение (Коллаборация Планк, 2013), реликтовый фон, свободно-свободные переходы (Коллаборация Планк, 2013), излучение оптики телескопа. Для μ - и Y -искажений показаны модули их отклонений от планковского спектра в логарифмическом масштабе.

которые возникают как до рекомбинации водорода вследствие выброса энергии в космическую плазму, так и в результате возникающего много позже эффекта Сюняева–Зельдовича (Сюняев и Зельдович, 1972).

Для работы Лунной обсерватории в режиме РСДБ необходимо размещение на ней высокостабильных атомных часов. Помимо основной задачи – обеспечения временной привязки записываемых сигналов астрофизической природы для их последующей корреляции – такие часы открывают возможность для проведения ряда высокоточных экспериментов по поиску отклонений от общей теории относительности (Альтшулер и др., 2024; Дельва и др., 2018; Херрманн и др., 2018; Литвинов и Пилипенко, 2021) и детектированию темной материи, состоящей из сверхлегких скалярных частиц (Хис и др., 2018; Деревянко, 2018; Пилипенко и др., 2024).

Следуя логике создания Лунной миллиметровой и субмиллиметровой обсерватории, в настоящей работе будут рассмотрены научные задачи отдельно для одиночной антенны (раздел 1) и антенной решетки (раздел 2). В заключительном разделе 3 будут сделаны краткие выводы о перспективности создания Лунной миллиметровой и субмиллиметровой обсерватории и актуальности планируемых исследований, а также отмечены неизбежные сложности, связанные с осуществлением этого проекта.

1. НАУЧНЫЕ ЗАДАЧИ ЛУННОЙ МИЛЛИМЕТРОВОЙ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ДЛЯ ОДИНОЧНОЙ АНТЕННЫ МАЛОГО ДИАМЕТРА

С момента запуска первого космического эксперимента по изучению реликтового излучения – советского проекта “Реликт-1”, прошло 40 лет. За это время получены впечатляющие результаты в области изучения реликтового излучения Вселенной. Инструмент COBE/FIRAS с хорошей точностью измерил частотный спектр микроволнового космического фона, соответствующий планковскому распределению с температурой $T = 2.72548$ К (Мазер и др., 1990). Результаты экспериментов WMAP и Planck расширили наши знания о свойствах анизотропии и поляризации РИ. На масштабах вплоть до угловых минут был измерен спектр мощности C_ℓ анизотропии РИ и обнаружен крайне близкий к гауссовому характер распределения флуктуаций температуры и особенностей линейной поляризации реликтового излучения. Наземными телескопами ACT (Atacama Cosmology Telescope) и SPT (South Pole Telescope) были получены каталоги из более 4000 скоплений галактик и проведены измерения анизотропии РИ на малых угловых масштабах (Айола и др., 2020; Хилтон и др., 2021; Блим и др., 2024). Это позволило уточнить основные параметры современной космологической модели и приблизило к пониманию эволюции Вселенной.

Тем не менее, в изучении РИ и крупномасштабной структуры остается нерешенным ряд фундаментальных проблем. Из-за недостатка чувствительности экспериментов Planck и BICEP (Аде и др., 2021), наличия систематики в наблюдательных данных, а также поляризованной эмиссии пыли в нашей Галактике не удалось обнаружить космологическую составляющую В-моды поляризации реликтового излучения. По существу до сих пор нет непосредственного наблюдательного подтверждения инфляционной теории. Кроме того, чувствительность эксперимента COBE, проведенного более 30 лет назад, оказалась недостаточной для обнаружения малых искажений частотного спектра. С тех пор не было предпринято попыток уточнения этого спектра. Не существует наблюдательной оценки амплитуды наиболее интересных с точки зрения эволюции ранней Вселенной μ -искажений спектра РИ. В настоящий момент отсутствуют наблюдательные данные по измерению Y -искажений спектра РИ, покрывающие сколь-нибудь значительную часть небесной сферы с чувствительностью, достаточной для исследования релятивистских поправок к эффекту Суняева–Зельдовича и для получения карт крупномасштабной структуры Вселенной. Также отсутствует информация о спектре мощности начальных возмущений на малых масштабах.

Кроме того, на очень больших угловых масштабах на картах анизотропии реликтового излучения имеются аномалии, такие как слишком низкая величина квадрупольной гармоники, близкие ориентации квадруполя и октуполя, что крайне сложно объяснить с точки зрения современной инфляционной модели и гауссовой статистики. Что же касается космологического диполя, то информация о нем вообще отсутствует из-за движения наблюдателя относительно РИ.

Таким образом, обнаружение В-моды поляризации реликтового излучения и исследование искажений его частотного спектра являются на сегодняшний день важнейшими задачами наблюдательной космологии (Когут и др., 2023; Аде и др., 2019; Абитболь и др., 2017). Надежное установление наличия космологической В-составляющей поляризации станет доказательством присутствия тензорной моды начальных возмущений и, как следствие, прямым наблюдательным проявлением инфляционной модели эволюции Вселенной и квантовой гравитации. В то же время исследование искажений частотного спектра РИ, т.е. отклонений этого спектра от чернотельного, открывает огромный пласт информации о физических процессах в ранней Вселенной.

Наиболее многообещающим представляется обнаружение так называемых μ -искажений частотного спектра РИ. Эти искажения означают возникновение спектра Бозе–Эйнштейна с ненулевым химическим потенциалом $\mu \sim 10^{-8}$ вместо планковского распределения (Хлуба и др., 2012, 2016). В силу однород-

ности и изотропности Вселенной на больших масштабах можно ожидать появления монопольной части μ -искажений. Такое искажение будет одинаковым во всех направлениях, как и само реликтовое излучение; μ -искажения содержат информацию о нарушениях термодинамического равновесия в дорекомбинационную эпоху (рис. 1) за счет возможного выброса энергии в плазму. Подобные нарушения равновесия могут быть обусловлены распадом частиц с ограниченным временем жизни, испарением первичных черных дыр, диссипацией акустических колебаний за счет силковского затухания в барионной составляющей материи.

Надо отметить, что особенности начального спектра мощности возмущений на малых масштабах недоступны ни для каких иных наблюдений, кроме исследований частотного спектра РИ и линий 21 см из “темной эпохи”. Мелкомасштабные особенности стерты из анизотропии реликтового фона за счет силковской диссипации и не могут наблюдаться в крупномасштабной структуре ввиду большой нелинейности процессов гравитационного взаимодействия на малых масштабах.

Таким образом, спектр РИ определяется не одной константой, а именно, температурой $T = 2.72548$ К реликтового излучения (что и есть температура нашей Вселенной), а двумя константами T и μ , т.е. температурой и химическим потенциалом. Нахождение второй константы μ является крайне важной задачей для современной физики, так как она представляет собой ни что иное, как химический потенциал Вселенной.

Спектральные возмущения другого рода, так называемые Y -возмущения, также представляют большой интерес. Это тепловой эффект Суняева–Зельдовича и релятивистские поправки к этому эффекту. Y -искажения рождаются в значительно более позднюю эпоху эволюции на красных смещениях $z < 10$ (рис. 1) за счет комптоновского рассеяния фотонов на горячей плазме скоплений галактик и содержат информацию об их строении, температуре, плотности межгалактической среды, а также о крупномасштабной структуре Вселенной, которая проявляется в неоднородности распределения вещества на масштабах, превышающих 1 Мпк. На рис. 1 (правая панель) изображены спектры μ - и Y -искажений вместе с ожидаемыми спектрами фонового излучения пыли, инфракрасного фона, свободно–свободных переходов, реликтового фона, синхротронного излучения и излучения, создаваемого оптикой телескопа.

Неоднородности возникли в самые ранние моменты существования Вселенной (на стадии инфляции) из квантовых флуктуаций, а затем они эволюционировали под действием расширения Вселенной и изменений в ее составе. Поэтому неоднородности несут в себе информацию как о модели инфляции, так и о свойствах материи и энергии во Вселенной, таких

как соотношение между числом фотонов и барионов, эффективное число сортов нейтрино, масса частиц темной материи, уравнение состояния темной энергии и т.д. Исследование крупномасштабной структуры позволяет получать новые данные, необходимые для развития космологии, астрофизики и физики элементарных частиц. В отличие от наблюдений светящейся материи в оптическом и других диапазонах, исследование крупномасштабной структуры с помощью Y -искажений позволяет изучать распределение полной массы.

Важным источником информации о спектре мощности начальных возмущений и, главным образом, о его амплитуде σ_8 , является измерение масс скоплений галактик. Скопления представляют собой наиболее массивные гравитационно связанные образования во Вселенной, их массы начинаются от 10^{14} масс Солнца, и могут превышать 10^{15} масс Солнца. Количество скоплений определенной массы в единице объема очень чувствительно к величине σ_8 , поэтому позволяет ее измерять. Благодаря большой массе скопления являются хорошо заметными объектами во многих диапазонах, и их трудно пропустить в наблюдениях. Для измерения масс скоплений используются наблюдения в рентгеновском диапазоне и эффект Сюняева–Зельдовича (Коллаборация Планк, 2013).

Этот эффект, хорошо известный для скоплений, должен работать не только на них, но и на менее массивных группах галактик, а также на филаментах и стенах крупномасштабной структуры и сконцентрированных в них галактиках. Так, по оценкам Долаг и др. (2016), около половины среднего по небу сигнала Y -искажения (составляющего $\bar{Y} \approx 10^{-6}$) приходится на объекты с вириальной массой менее $10^{13} M_\odot$. Отдельные филаменты имеют величину комптон-параметра Y на уровне 0.6×10^{-8} (де Граафф и др., 2019), что соответствует вариациям плотности потока около 10 Ян/стер . Это слишком мало для детектирования отдельных филаментов за разумное время наблюдений, но применение метода томографии, тем не менее, должно помочь в получении важных ответов для космологии (см., например, Сэм и др., 2021).

Поскольку численные модели показывают хорошую корреляцию между величиной эффекта, так называемым Y -параметром, и плотностью материи, наблюдения данного эффекта от всей крупномасштабной структуры позволяют построить карту возмущений плотности материи в широком диапазоне красных смещений. Это, в свою очередь, ограничит эволюцию темной энергии (Комацу и Сельяк, 2002), но пока из-за недостаточной чувствительности проведенных наблюдений эта задача не решена. Эволюция темной энергии характеризуется двумя параметрами, w_0 и w_a . На сегодняшний день они известны с точностью $\sigma_{w_0} \approx 0.1$, $\sigma_{w_a} \approx 0.2$, в ближайшее десятилетие благодаря накоплению данных по слабому гравитационному линзированию и по сверхновым ожидается

достижение точности $\sigma_{w_0} \approx 0.06$, $\sigma_{w_a} \approx 0.15$. Добавление данных по Y -параметру позволит еще в 1.5 раза уменьшить эти ошибки.

В дополнение к вышесказанному с помощью исследований анизотропного эффекта Сюняева–Зельдовича от близких и далеких скоплений появляется возможность независимого измерения дипольной, квадрупольной и октупольной составляющих анизотропии и разделение обычного и интегрального эффектов Сакса–Вольфа (Едигарьев и др., 2018; Новиков и др., 2020).

Важно отметить, что вышеперечисленные задачи могут быть решены только при условии успешного извлечения реликтового сигнала из фонов (рис. 1) (Майярд и др., 2024). Одним из наиболее сильных фоновых источников является тепловое излучение пылевой компоненты межзвездной среды нашей Галактики. Оно доминирует в спектральном диапазоне 3–3000 мкм. Тем не менее, этот фон оказывается не только помехой в изучении анизотропии и поляризации реликтового излучения на малых угловых масштабах, но и важнейшим источником информации о звездообразовании в галактиках, процессах ионизации и нагрева в межзвездной среде. Исследование теплового излучения пыли позволит получить сведения о мелкомасштабной волокнистой структуре среды, свойствах пыли и магнитных полях.

Зодиакальный свет доминирует в яркости неба в среднем ИК-диапазоне и оказывается менее существенным для дальнего и субмиллиметрового интервала длин волн. Более того, пространственный спектр этого излучения достаточно гладкий без значимых флуктуаций на масштабе угловых минут. Эмиссия отдельных астероидов оказывается ниже уровня детектирования.

Наиболее подробное исследование пылевой эмиссии в Галактике проводилось в рамках изучения анизотропии и поляризации реликтового излучения космической миссии Planck (Коллаборация Планк, 2011). В результате были получены карты распределения температуры пыли и оптической толщины в молекулярных облаках галактики, ограничения на содержание “темного” газа в облаках. В экспериментах по исследованию анизотропии реликтового фона на малых масштабах найдена значительная часть известных запыленных галактик на больших красных смещениях (Кейси и др., 2014; Рейтер и др., 2014). С помощью космического телескопа Herschel (Гордон и др., 2014) по тепловому излучению пыли была впервые обнаружена волокнистая структура межзвездной среды на субпарсековых масштабах. Предполагается, что для поддержания таких структур необходимы магнитные поля, в результате действия которых излучение пыли поляризуется. Наблюдения вблизи плоскости Галактики позволят изучить процессы звездообразования в центральной молекулярной зоне. Вдали от плоскости Галактики станут

заметными внегалактические источники излучения, связанные с находящимися на больших красных смещениях запыленными галактиками с активным звездообразованием. При достаточной чувствительности приемной аппаратуры станет возможно понижение порога наблюдаемого потока излучения и увеличение выборки таких источников.

Основные требования к инструменту

Для решения отмеченных выше задач, связанных с физикой реликтового излучения, крупномасштабной структурой и свойствами космической пыли, требуется получение многочастотных карт неба в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах, покрывающих $\sim 30\%$ небесной сферы с высокой чувствительностью, пространственным и спектральным разрешением. Это позволит построить карты параметров Стокса для поляризации, оценить амплитуду μ -искажений, распределение Y -параметра и первых двух релятивистских поправок к нему, а также получить карты анизотропии РИ с хорошей чувствительностью, из которой можно извлечь информацию о гравитационном линзировании.

Характерные угловые размеры скоплений галактик составляют более 3 мин. дуги. Одна минута дуги на красных смещениях $z \sim 1$ в рамках стандартной космологической модели соответствует линейному размеру ~ 0.5 Мпк. Телескоп с апертурой 3 м на частоте 100 ГГц обеспечивает разрешение в 4 угл. мин, что позволяет построить карту Y -параметра с пространственным разрешением, достаточным для решения задач по исследованию крупномасштабной структуры Вселенной. Как было показано в работе де Бернардис и др. (2012), для точного определения величины теплового эффекта Сюняева—Зельдовича чрезвычайно важно обеспечить широкое спектральное покрытие с большим числом спектральных каналов, что позволяет использовать эффективные методы фильтрации (Новиков и Михальченко, 2023; Майярд и др., 2024) для извлечения полезного сигнала из фона.

Для решения поставленных выше задач предполагается использование телескопа с охлаждаемым 3-метровым зеркалом, установленным на дне лунного кратера, что обеспечит его постоянное пребывание в тени от солнечного излучения и облегчит его активное охлаждение. Оптимальная температура конструкции телескопа, при которой его фоновое излучение, с одной стороны, легко отделимо от спектров полезных сигналов, а с другой стороны, дает малый вклад в общий фон неба, составляет около 10 К (Майярд и др., 2024). На сегодняшний день рассматриваются различные места для установки телескопа, кратер — одно из возможных решений. Для надежного разделения компонент сигнала разной физической природы необходимо обеспечить покрытие широкого частотного диапазона от 100 ГГц до 4 ТГц с разрешением 15 ГГц, что достигается использованием Фурье спектрополя-

риметра с шириной частотных каналов 15 ГГц. Требуемая для обнаружения μ -искажения с амплитудой 10^{-8} чувствительность каждого канала не превышает 1 Ян/ср интегрально за все время работы прибора (Майярд и др., 2024).

Отметим, что чувствительность определяется суммой шумов детектора и фотонного шума — флуктуациями числа фотонов фона, приходящих в детектор во всем частотном диапазоне прибора. При этом технологии создания детекторов достаточно давно достигли такого уровня, что шумом детектора в этой сумме можно пренебречь, в частности, подобные детекторы были установлены на обсерватории Планк (Холмс и др., 2008; де Бернардис и др., 2012). Поэтому чувствительность Фурье-спектрометра определяется фотонным шумом. Для повышения чувствительности желательно сузить спектральное покрытие, что может быть достигнуто разделением всего диапазона на два поддиапазона, каждый со своим набором детекторов. Для наблюдения параметров Стокса необходимо обеспечить возможность измерения поляризации в двух взаимоперпендикулярных направлениях. Отметим, что идеология предлагаемых исследований во многом схожа с проектом PIXIE (Когут и др., 2011, 2024).

Основным преимуществом предлагаемого телескопа на поверхности Луны для решения перечисленных задач, по сравнению с наземными телескопами (ACT, SPT, ALMA, CCAT и т.д.), являются непрерывное покрытие широкого спектрального диапазона при умеренном спектральном разрешении (более 100 спектральных каналов) и высокая чувствительность, которая достигается не только за счет охлаждения конструкции телескопа, но и за счет возможности длительного интегрирования потока от наблюдаемых источников в условиях отсутствия атмосферы. По сравнению с автоматическими орбитальными телескопами помимо отсутствия атмосферы неоспоримым преимуществом является стационарное и стабильное положение конструкции телескопа на Лунной поверхности. Важность спектрального разрешения и ширины диапазона обсуждалась в де Бернардис и др. (2012), где было показано преимущество Фурье-спектрометра по сравнению с массивами болометров в точном определении параметров скоплений по SZ-эффекту. Также большое количество спектральных каналов при широком диапазоне необходимо для успешного разделения слабых сигналов и фонов (Майярд и др., 2024), поэтому Фурье-спектрометр также выбран в качестве инструмента в миссии PIXIE и др. (Когут и др., 2011, 2024).

С целью измерения монопольной части μ -искажений необходима калибровка каналов на излучение черного тела аналогично тому, как это было сделано для прибора FIRAS. Согласно полученным оценкам (Майярд и др., 2024), оптимальная температура зеркала для измерения μ -искажений

составляет порядка 9 К. Это связано с тем, что температура зеркала должна быть отделена от температуры реликтового фона для избежания наложения искажений, создаваемых зеркалом, на аналогичные искажения спектра РИ с одной стороны, а с другой стороны, зеркало должно быть достаточно холодным для уменьшения фотонного шума.

2. НАУЧНЫЕ ЗАДАЧИ ЛУННОЙ МИЛЛИМЕТРОВОЙ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Прежде, чем перейти к обсуждению научных задач Лунной миллиметровой и субмиллиметровой антенной решетки, остановимся на области применения метода радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ). В первую очередь, РСДБ позволяет исследовать астрофизические объекты с высоким угловым разрешением, недостижимым другими средствами. Такое преимущество в угловом разрешении представляет интерес для исследования компактных релятивистских объектов. В частности, использование РСДБ – это уникальная возможность для наблюдения и исследования близких окрестностей СМЧД с целью точного определения физических параметров этих объектов, а также для проверки постулатов общей теории относительности.

Успешные наземные РСДБ наблюдения в миллиметровом диапазоне длин волн на частоте 230 ГГц с помощью Телескопа Горизонта Событий (Event Horizon Telescope – ЕНТ) позволили получить первые в истории астрономии изображения близких окрестностей СМЧД в галактике M87 и в центре нашей Галактики Sgr A* (Коллаборация Телескопа Горизонта Событий, 2019, 2022). Благодаря полученным результатам, существенно возрос интерес к дальнейшему развитию РСДБ в миллиметровом диапазоне как на Земле (next-generation Event Horizon Telescope – ngЕНТ), так и за ее пределами (Рулофс и др., 2019; Фиш и др., 2020; Андрианов и др., 2021; Лихачев и др., 2022; Рудницкий и др., 2023).

Нельзя не отметить, что наземные РСДБ сети имеют целый ряд ограничений. Так максимально достижимое угловое разрешение ограничено физическими размерами Земли. Чувствительность в миллиметровом диапазоне длин волн ограничена длительностью когерентного накопления принимаемого сигнала, что обусловлено влиянием атмосферы Земли. Наличие атмосферы также существенно ограничивает возможности наблюдений на более высоких частотах, например, на 345 ГГц, 690 ГГц и выше. Для наблюдений на таких частотах требуется уникальный астроклимат, который присутствует на Земле лишь в нескольких местах, например, в пустыне Атакама в Чили, где расположена Atacama Large Millimeter Array (ALMA).

Очевидным становится использование систем, состоящих из телескопов миллиметрового диапазона космического базирования, таких, как, например, обсерватория “Миллиметрон” (Новиков и др., 2021; Лихачев и Ларченкова, 2024), оснащенная чувствительными РСДБ-приемниками (Худченко и др., 2024). Разрабатываются новые концепции для реализации РСДБ наблюдений за пределами Земли (см., например, Гурвиц и др., 2021), что позволит избежать ограничений, обусловленных нашей планетой, а именно, повысить угловое разрешение и длительность когерентного накопления сигнала.

В этом контексте Лунная миллиметровая и субмиллиметровая обсерватория может быть использована в качестве плеча РСДБ с телескопами космического базирования и с наземными телескопами ЕНТ, ngЕНТ (Блэкберн и др., 2019; Рэймонд и др., 2021).

2.1. Исследование тонкой структуры близких окрестностей СМЧД

Актуальной задачей для интерферометра Земля–Луна является определение параметров метрики пространства-времени в окрестности сверхмассивных черных дыр, таких как Sgr A* и M87*. После получения изображения теней черных дыр в обоих этих источниках на сети наземных телескопов ЕНТ основной интерес дальнейших исследований сместился на исследование тонких деталей тени. В частности, на исследование формы фотонных колец, для получения сигнатур которых необходимо повышение углового разрешения, снижение вклада от рассеяния (Джонсон и др., 2016, 2018) излучения на межзвездной среде. Как уже было отмечено, это реализуемо путем увеличения протяженности базы интерферометра и наблюдениями на более высоких частотах.

Фотонные кольца представляют собой линзированные изображения аккреционного диска, образованные фотонами, излученными в аккреционном диске и сделавшими несколько полуоборотов n вокруг центральной черной дыры перед тем, как достичь наблюдателя (рис. 2). Более подробно данные детали тени описаны в работе Гралла и Лупсаска (2020). Данные детали изображения тени интересны в первую очередь тем, что их форма слабо зависит от турбулентных свойств плазмы в аккреционном диске, и определяется только свойствами пространства-времени в окрестности центрального массивного объекта. А также тем, что они хорошо подходят для исследования с помощью РСДБ интерферометра с большой базой (необходимой для того, чтобы отфильтровать вклад от аккреционного диска), такого как интерферометр Земля–Луна.

При РСДБ наблюдениях аккреционного диска СМЧД вклад в измеряемую интерференционную функцию видности дает как сам аккреционный диск СМЧД, так и его линзированные изображения

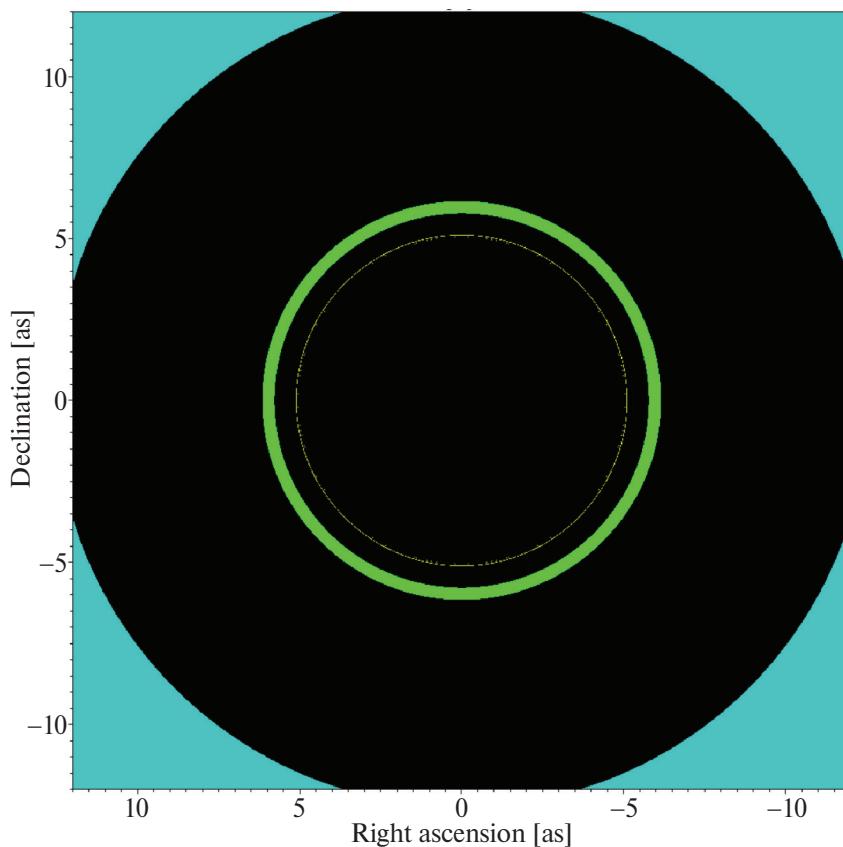


Рис. 2. Изображение тонкой структуры тени черной дыры. Разными цветами показаны аккреционный диск (синим) и его линзированные изображения (фотонные кольца), образованные фотонами, сделавшими n полуоборотов вокруг черной дыры, перед тем как достичь наблюдателя. Зеленым цветом показано фотонное кольцо, соответствующее $n = 1$, желтым — $n = 2$.

(фотонные кольца). По мере увеличения базы интерферометра вклад крупномасштабных структур в измеряемый отклик интерферометра уменьшается, а вклад мелкомасштабных структур остается постоянным. За счет этого при увеличении РСДБ базы в измеряемом отклике интерферометра постепенно исчезает влияние турбулентного аккреционного диска и начинает доминировать вклад от фотонных колец, которые в силу своей малой толщины (дополнительно уменьшающейся по мере роста номера фотонного кольца n) начинают определять измеряемый отклик интерферометра. Для источников M87* и Sgr A* интерферометр с наземной базой (такой как ЕНТ) оказывается максимально чувствительным к вкладу аккреционного диска. Интерферометр с базой Земля–Луна позволит обнаружить первое и второе фотонные кольца, а интерферометр с еще большей базой, такой как “Миллиметрон” (РСДБ база Земля–L2) позволяет исследовать третье фотонное кольцо (Джонсон и др., 2020).

На рис. 3 представлены изображения первого фотонного кольца и соответствующие им интерферометрические функции видности. Период осцилляций функции видности однозначно связан с диаметром кольца, а асимметрия с параметром вращения

и направлением на наблюдателя. Структура функции видности будет иметь определенную форму, с помощью которой однозначно определяются масса и спин черной дыры (Джонсон и др., 2020). Важно отметить, что для получения физических параметров метрики в окрестности центрального объекта (в случае Керровской черной дыры это спин и угол между осью вращения черной дыры и направлением на наблюдателя) нет необходимости проводить полноценное РСДБ картографирование и добиваться качественного заполнения области пространственных частот (uv -плоскости). Достаточно измерения амплитуды интерферометрической функции видности в нескольких точках uv -плоскости или на небольших одномерных треках в перпендикулярных направлениях (необходимо измерить период осцилляции функции видности в двух различных направлениях на uv -плоскости). Данная задача хорошо подходит для двухэлементного интерферометра с длинной базой. Такими интерферометрами могут быть как интерферометр Земля–Луна, так и интерферометр “Миллиметрон”–Луна. Полный поток в первом фотонном кольце составляет 4–13% от полного потока источника (Джонсон и др., 2020) в зависимости от параметра вращения черной дыры. Необходимая

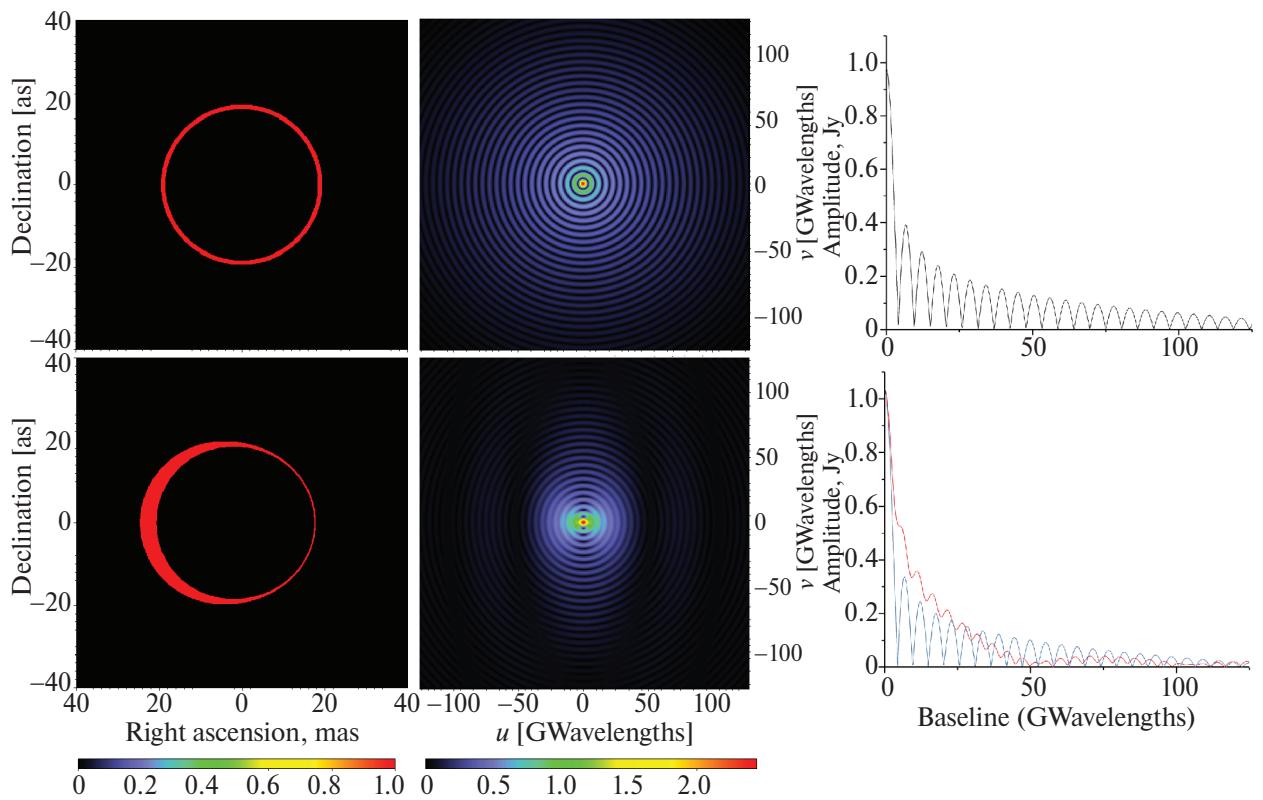


Рис. 3. Модельное изображение (левый столбец) первого фотонного кольца при различном угле между осью вращения черной дыры и направлением на наблюдателя (0 градусов верхний ряд, 17 градусов нижний ряд), соответствующая интерферометрическая функция видности (средний столбец), а также проекции интерферометрической функции видности на вертикальное и горизонтальное направления (правый столбец).

чувствительность в случае интерферометра Земля–Луна может быть достигнута как за счет фазирования нескольких наземных телескопов в один виртуальный телескоп, так и за счет использования технологии переноса фазы при одновременных наблюдениях на нескольких частотах (Гуан-Яо Чжао и др., 2018). В случае интерферометра Луна–“Миллиметрон” оба плеча интерферометра не будут подвержены влиянию атмосферы, поэтому необходимая чувствительность может быть достигнута путем увеличения времени накопления. По мере увеличения числа телескопов в Лунной решетке чувствительность интерферометров также будет увеличиваться. Еще одним способом кардинально (на порядок) снизить требования по чувствительности при решении данной задачи является измерение параметров фотонных колец в Sgr A* и M87* по наблюдениям вспышечной активности (Андреанов и др., 2022).

Метод определения метрики пространства–времени, основанный на РСДБ наблюдениях фотонных колец подходит не только для определения параметров вращения черных дыр. В случае, если в центрах Sgr A* или M87* или другого объекта находится кротовая нора (или другой экзотический объект со своей метрикой), это также найдет отражение в

изображении фотонных колец. На рис. 4 представлено изображение тени кротовой норы в метрике Лами (Лами и др., 2018). Легко заметить, что структура фотонных колец (и соответственно, форма и период осцилляций интерферометрической функции видности) будет отличаться от случая, когда центральным объектом является черная дыра. И интерферометр Земля–Луна является подходящим инструментом для того, чтобы обнаружить эту разницу.

2.2. Моделирование

Рассмотрим некоторые возможности наблюдения близких окрестностей СМЧД с помощью методов РСДБ с использованием телескопа, расположенного на поверхности Луны. Возможно несколько вариантов реализации геометрии такого интерферометра: Земля–Луна, Земля–Луна–“Миллиметрон”, Луна–космический интерферометр (Рудницкий и др., 2023). Для оценки наблюдательных возможностей рассмотрим три вышеуказанные геометрические конфигурации РСДБ интерферометра в моделировании наблюдений нескольких компактных источников.

Среди возможных кандидатов для таких наблюдений выберем четыре объекта: M87*, Sgr A*, M84 и OJ287. Первые два, как уже обсуждалось, ранее наблюдались ЕНТ.



Рис. 4. Тень кротовой норы в метрике Лами (Лами и др., 2018) с тонкой структурой фотонных колец. Разными цветами показаны аккреционный диск (красный) и его линзированные изображения (фотонные кольца).

Источник в галактике M87 – активное ядро галактики с координатами $\alpha = 12^{\text{h}}30^{\text{m}}49.423^{\text{s}}$, $\delta = +12^{\circ}23'28.044''$ (J2000), СМЧД с массой $M = 6.5(\pm 0.9) \times 10^9 M_{\odot}$ (Коллаборация Телескопа Горизонта Событий, 2019) расположена на расстоянии 16.7 Мпк (Листер и др., 2021), $z \approx 0.00436$ (Макконнелл и Ма, 2013).

Sgr A* – СМЧД в центре нашей Галактики с координатами $\alpha = 17^{\text{h}}45^{\text{m}}40.0409^{\text{s}}$, $\delta = -29^{\circ}0'28.118''$ (J2000) (Рид и Брунталер, 2004), с массой $M = 4.0 \times 10^6 M_{\odot}$ (Коллаборация Телескопа Горизонта Событий, 2022), расстоянием до Земли 8.277 кпк (Коллаборация Телескопа Горизонта Событий, 2022).

Источник OJ287 с координатами $\alpha = 8^{\text{h}}54^{\text{m}}48.875^{\text{s}}$ и $\delta = +20^{\circ}6'30.641''$ (J2000) – лацертида – представляет отдельный интерес, так как является кандидатом в двойную СМЧД (Дей и др., 2019; Валтонен и др., 2024), расположен на расстоянии 1577 Мпк (Листер и др., 2021), $z = 0.306$ (Стикель и др., 1989). Согласно современным моделям, массы СМЧД могут составлять около $M = 18.35 \times 10^9 M_{\odot}$ и $m = 1.50 \times 10^8 M_{\odot}$ (Лейн и др., 2020).

M84 – гигантская эллиптическая галактика с центральной СМЧД с координатами $\alpha = 12^{\text{h}}25^{\text{m}}03.74333^{\text{s}}$, $\delta = +12^{\circ}53'13.1393''$ (Ламберт и Гонтье, 2009), расположенная на красном смещении $z = 0.00327$ (Абазаджян и др., 2009), ранее не исследовалась так детально, как M87 и Sgr A*.

В моделировании рассчитывалось заполнение (u, v) -плоскости для нескольких вариантов РСДБ интерферометра: Земля–Луна, Земля–Луна–“Миллиметрон”, Земля – Луна – космический интерферометр. В качестве наземных телескопов предполагается использование телескопов, входящих в состав ЕНТ. Орбитальная конфигурация для космического интерферометра взята из работы Рудницкий и др. (2023). Рассматривалось два временных промежутка длительности наблюдений: 2 дня и 30 дней. Частота наблюдений в моделировании составляла 345 ГГц, мгновенная полоса пропускания $\Delta F = 8$ ГГц. Продолжительность одного сегмента (скана) в наблюдениях $\Delta t = 600$ с для наблюдений с большей скоростью эволюции и $\Delta t = 3600$ с для наблюдений с меньшей скоростью эволюции (u, v) -покрытий соответствующих интерферометров. Для источника M87* дополнительно использовались модели распределения радиояркости близких окрестностей СМЧД (Чернов, 2021) и строились зависимости амплитуды функции видности от проекции базы.

2.3. Результаты моделирования

На рис. 5, 7, 9, 11 представлены заполнения (u, v) -плоскости для M84, M87, Sgr A* и OJ287 для наблюдений длительностью 2 дня. На рис. 6, 8, 10, 12 приведены заполнения (u, v) -плоскости для тех же источников в том же порядке, но для наблюдений длительностью 30 дней.

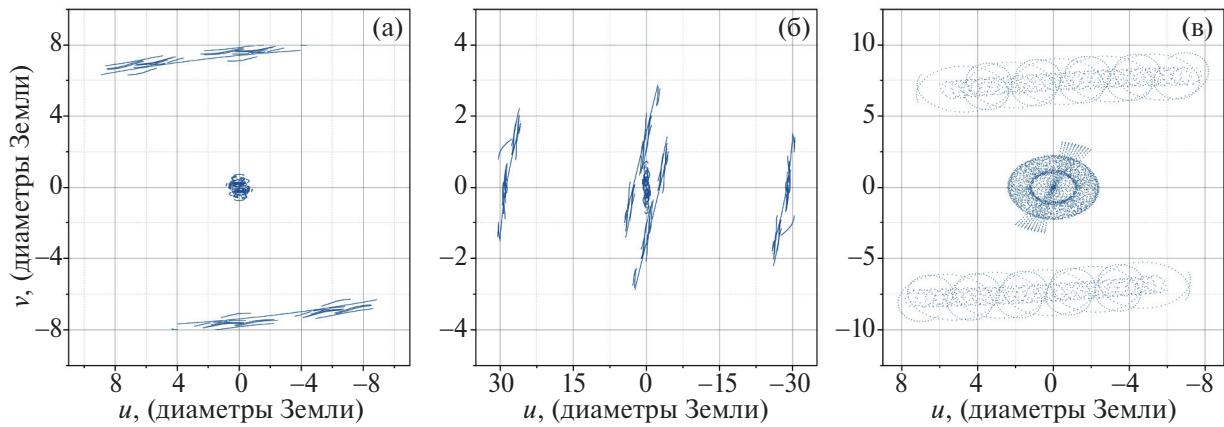


Рис. 5. Заполнение (u, v) -плоскости источника M84 с длительностью наблюдений 2 дня для следующих конфигураций геометрии интерферометра: (а) – конфигурация Земля–Луна, (б) – Земля–Луна–Миллиметрон, (в) – Луна – космический интерферометр. Координаты выражены в диаметрах Земли.

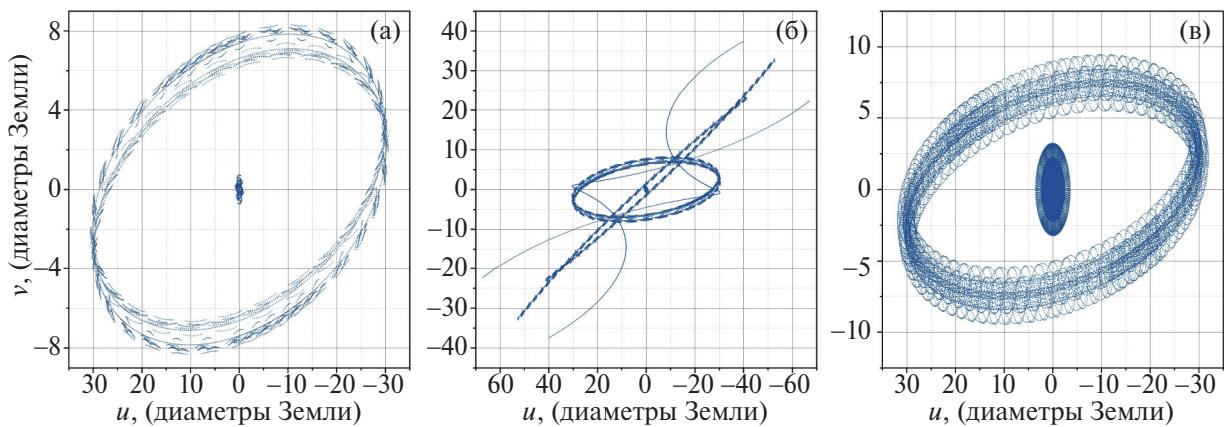


Рис. 6. Заполнение (u, v) -плоскости источника M84 с длительностью наблюдений 30 дней для следующих конфигураций геометрии интерферометра: (а) – конфигурация Земля–Луна, (б) – Земля–Луна–Миллиметрон, (в) – Луна – космический интерферометр. Координаты выражены в диаметрах Земли.

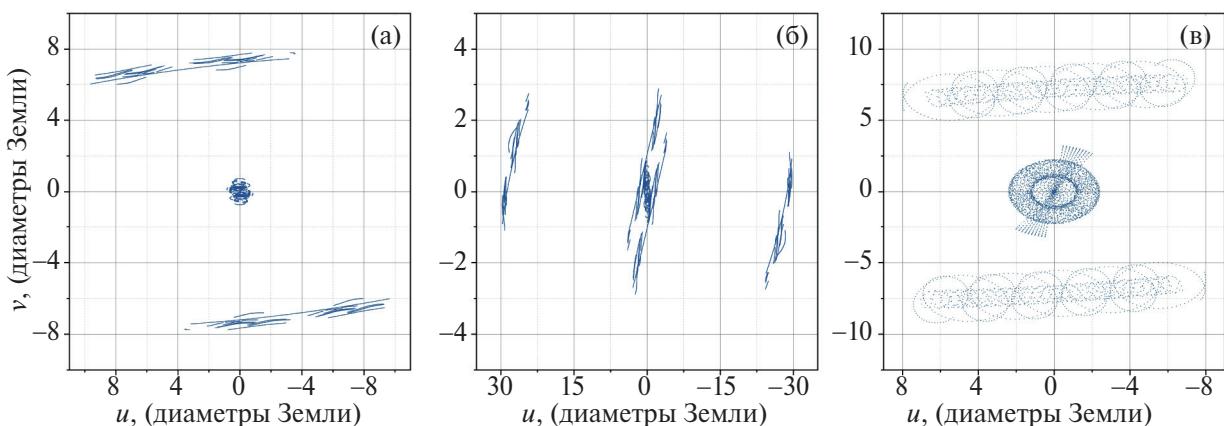


Рис. 7. Заполнение (u, v) -плоскости источника M87* с длительностью наблюдений 2 дня для следующих конфигураций геометрии интерферометра: (а) – конфигурация Земля–Луна, (б) – Земля–Луна–Миллиметрон, (в) – Луна – космический интерферометр. Координаты выражены в диаметрах Земли.

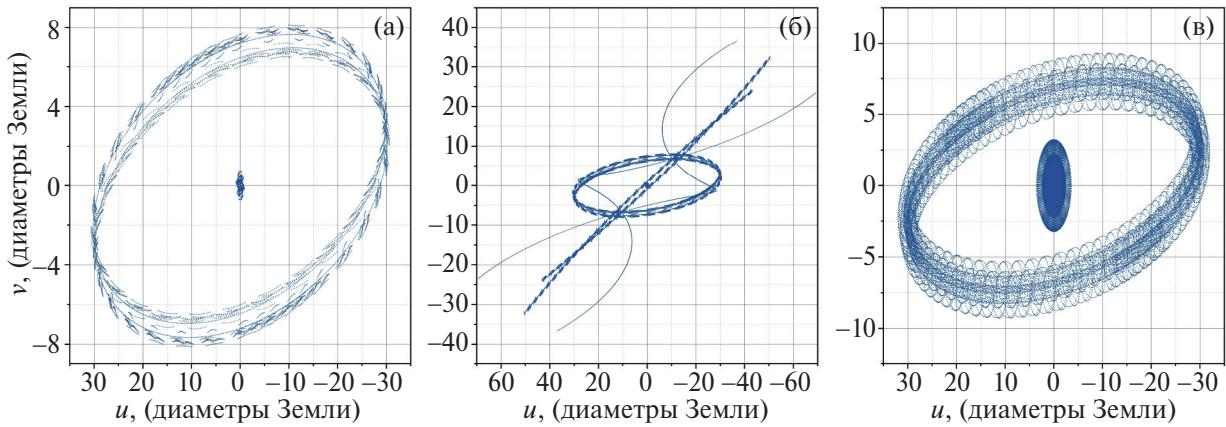


Рис. 8. Заполнение (u, v) -плоскости источника M87* с длительностью наблюдений 30 дней для следующих конфигураций геометрии интерферометра: (а) – конфигурация Земля–Луна, (б) – Земля–Луна–Миллиметрон, (в) – Луна – космический интерферометр. Координаты выражены в диаметрах Земли.

Таблица 1. Угловое разрешение, реализуемое для рассмотренных конфигураций РСДБ интерферометра для соответствующего источника

Параметры	Максимальное угловое разрешение, μas			
Конфигурация	OJ287	M84	M87	Sgr A*
Луна + ЕНТ + ММ	0.20	0.18	0.22	0.23
Луна + ЕНТ	0.40	0.40	0.40	0.40
Луна + SpSp	0.40	0.40	0.40	0.40

Как видно на рис. 5, 6, 7 и 8 заполнения (u, v) -плоскости практически идентичны, что обусловлено относительно близким расположением на небесной сфере источников M84 и M87*. Следует обратить внимание на представленные рис. 6б и рис. 8б (u, v) -заполнения. Такие удовлетворительного качества заполнения потенциально позволяют не только получать информацию о зависимости амплитуды функции видности от проекции базы, но и восстанавливать двумерные изображения наблюдаемых источников.

Аналогично с источниками M84 и M87*, для источников Sgr A* и OJ287 (см. рис. 9б и 10б, 11б и 12б) также реализуются (u, v) удовлетворительного качества заполнения с возможностью получения высокодетальных изображений.

В табл. 1 приведены значения максимально достижимого углового разрешения в микросекундах дуги (μas) для всех рассмотренных конфигураций РСДБ интерферометра и источников. Видно, что для этих источников максимальное угловое разрешение составляет $\sim 0.2 \mu\text{as}$.

На рис. 13 и 14 приведены распределения амплитуды функции видности в зависимости от проекции базы для всех конфигураций РСДБ интерферометров для источника M87* в случае 2 и 30 дней наблюдений соответственно. Как видно из этих рисунков, наилучшей реализацией является конфигурация Земля–Луна–Миллиметрон для 30 дней наблюдений,

так как в этом случае в измерениях амплитуды функции видности достигается максимальный диапазон проекций базы с минимальными разрывами, что позволяет исследовать тонкую структуру близких окрестностей СМЧД на проекциях базы вплоть до 60 диаметров Земли, что соответствует линейному угловому разрешению $\sim 0.22 \mu\text{as}$.

Оценим возможную достигаемую чувствительность РСДБ интерферометра, состоящего из телескопов, расположенных на поверхности Луны, обсерватории “Миллиметрон” и наземной антенной решетки миллиметрового диапазона ALMA. Чувствительность отдельно взятого радиотелескопа определяется значением эквивалентной плотности потока – SEFD (System Equivalent Flux Density):

$$SEFD = \frac{2k \cdot T_{\text{sys}}}{\eta_A A_g}, \quad (1)$$

где k – постоянная Больцмана, T_{sys} – температура системы, η_A – коэффициент использования поверхности антенны $\eta_A = A_g/A_e$ (A_g – геометрическая площадь антенны, A_e – эффективная площадь антенны). Для оценок чувствительности положим, что температура системы равна шумовой температуре приемника $T_{\text{sys}} = T_{rx} = 60$ К на частоте 345 ГГц.

Чувствительность антенной решетки, состоящей из N одинаковых элементов, выражается следующим со-

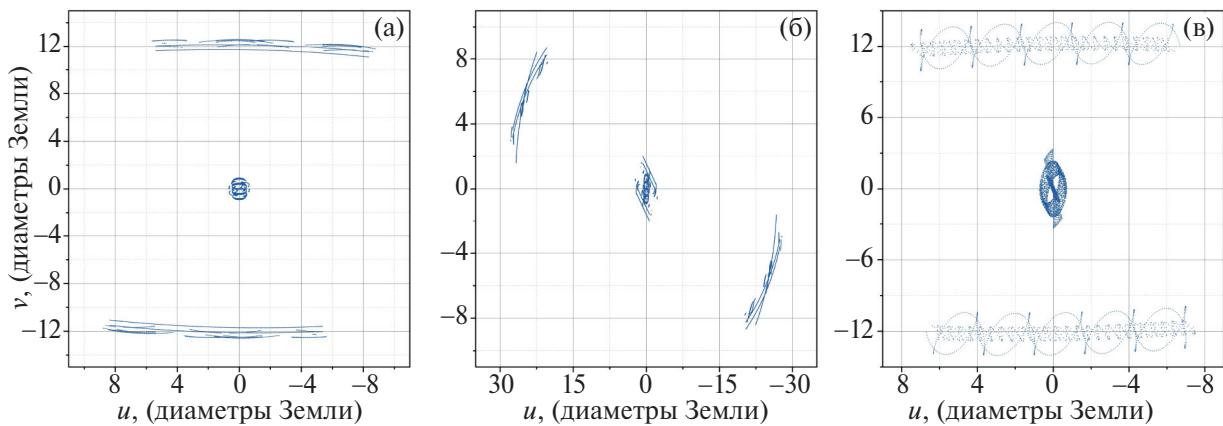


Рис. 9. Заполнение (u, v) -плоскости источника Sgr A* с длительностью наблюдений 2 дня для следующих конфигураций геометрии интерферометра: (а) – конфигурация Земля–Луна, (б) – Земля–Луна–Миллиметрон, (в) – Луна – космический интерферометр. Координаты выражены в диаметрах Земли.

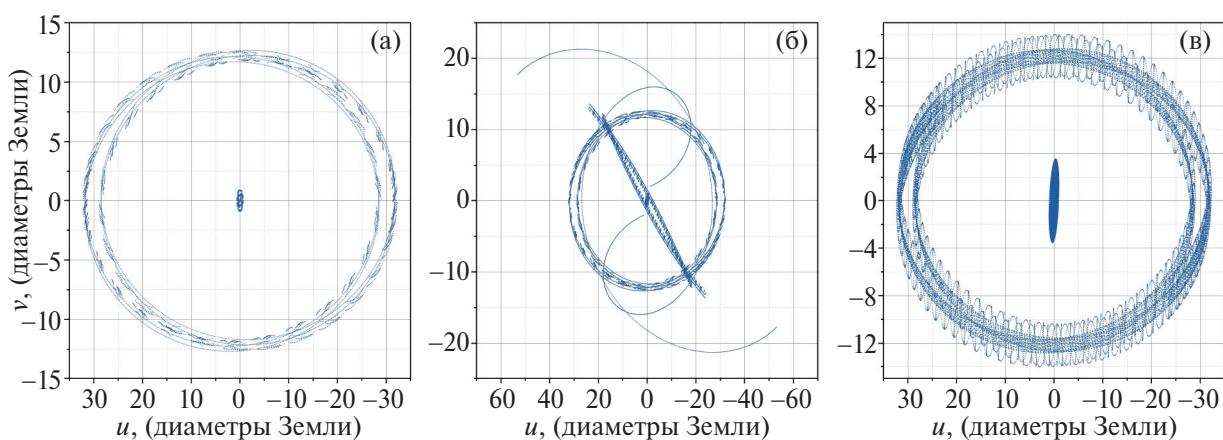


Рис. 10. Заполнение (u, v) -плоскости источника Sgr A* с длительностью наблюдений 30 дней для следующих конфигураций геометрии интерферометра: (а) – конфигурация Земля–Луна, (б) – Земля–Луна–Миллиметрон, (в) – Луна – космический интерферометр. Координаты выражены в диаметрах Земли.

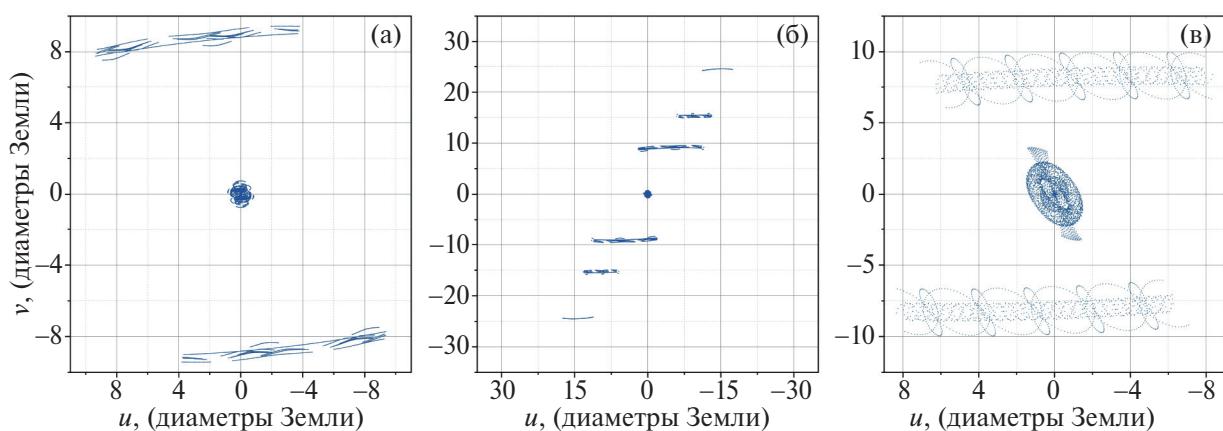


Рис. 11. Заполнение (u, v) -плоскости источника OJ287 с длительностью наблюдений 2 дня для следующих конфигураций геометрии интерферометра: (а) – конфигурация Земля–Луна, (б) – Земля–Луна–Миллиметрон, (в) – Луна – космический интерферометр. Координаты выражены в диаметрах Земли.

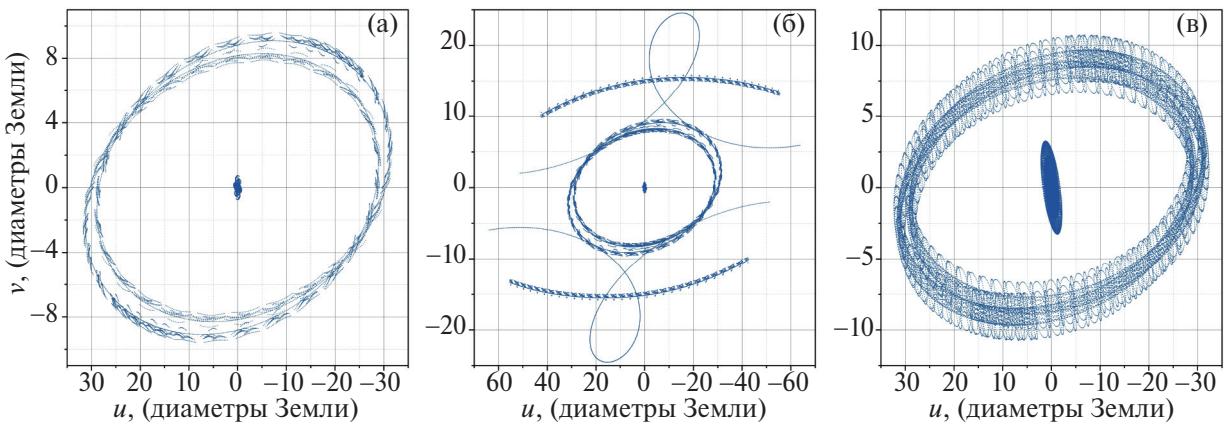


Рис. 12. Заполнение (u, v) -плоскости источника OJ287 с длительностью наблюдений 30 дней для следующих конфигураций геометрии интерферометра: (а) – конфигурация Земля–Луна, (б) – Земля–Луна–Миллиметрон, (в) – Луна – космический интерферометр. Координаты выражены в диаметрах Земли.

Таблица 2. Оценки эквивалентной плотности потока SEFD

Параметры	SEFD, Ян
Телескоп на поверхности Луны	32753
Антенна решетка на поверхности Луны	7369
Обсерватория Миллиметрон	7180
Наземный телескоп ALMA	70

отношением:

$$SEFD_{\text{Total}} = \eta_{\phi} \cdot \left(\sum_{i=1}^N \frac{1}{SEFD_i} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где $\eta_{\phi} \approx 0.9$ – потери при фазировании антенной решетки.

В табл. 2 приведены результаты оценок эквивалентной плотности потока $SEFD$ для одиночной антенны и антенной решетки из четырех телескопов, расположенных на поверхности Луны.

Флуктуационную чувствительность интерферометра в континууме по плотности потока σ , состоящего из N телескопов, можно оценить следующим образом:

$$\sigma = \frac{1}{\eta_c} \cdot \sqrt{\frac{SEFD_1 \cdot \dots \cdot SEFD_N}{n \cdot N \cdot (N-1) \cdot \Delta v \delta t}}, \quad (3)$$

где η_c – коэффициент потерь, связанных с квантованием сигнала (для случая двухбитного квантования сигнала $\eta_c = 0.88$), $SEFD_1 \cdot \dots \cdot SEFD_N$ – произведение эквивалентных плотностей потока N телескопов, n – количество поляризационных каналов в наблюдении, Δv – ширина полосы пропускания, δt – время накопления сигнала.

В табл. 3 приведены оценки флуктуационной чувствительности в континууме по плотности потока интерферометров разной конфигурации для статистически значимого детектирования сигнала на уровне 5σ в предположении, что $\Delta v = 16$ ГГц на один канал (две

субполосы по 8 ГГц каждая), а также $n = 2$ поляризационных канала – левая и правая круговые поляризации, время интегрирования $\delta t = 600, 3600$ с.

Таким образом, результаты моделирования продемонстрировали принципиальную возможность изучения тонкой структуры близких окрестностей СМЧД с точки зрения наблюдения фотонных колец с использованием Лунной миллиметровой и субмиллиметровой антенной решетки. Для всех рассмотренных случаев и каждой конфигурации на частоте 345 ГГц достигается угловое разрешение $\sim 0.2 - 0.4$ мас.

На примере источника M87* (рис. 13, 14) отчетливо наблюдаются квазипериодические затухающие колебания амплитуды функции видности в зависимости от проекции базы, что свидетельствует о наличии фотонных колец. Стоит отметить, что для успешного наблюдения фотонных колец чувствительность интерферометра должна быть не хуже 1 мЯн. С учетом выполненных оценок, вполне возможным представляет детектировать сигналы на уровне $5\sigma \leq 1$ мЯн с действованием чувствительного наземного телескопа на длительных временах интегрирования.

Из всех рассмотренных конфигураций РСДБ интерферометра наиболее перспективной представляется интерферометр Земля–Луна–Миллиметрон, для которого становится возможным получать не только одномерные распределения амплитуды функции видности от проекции базы, но и высокодетальные изображения рассмотренных источников. Поскольку в этом случае, несмотря на существенные пробелы, заполнение (u, v) -плоскости обладает некоторой симметрией. Подобные двумерные изображения можно восстанавливать с пространственным разрешением, которое существенно превышает разрешение интерферометра Земля–Миллиметрон (Лихачев и др., 2022) и Земля – космический интерферометр (Рудницкий и др., 2023).

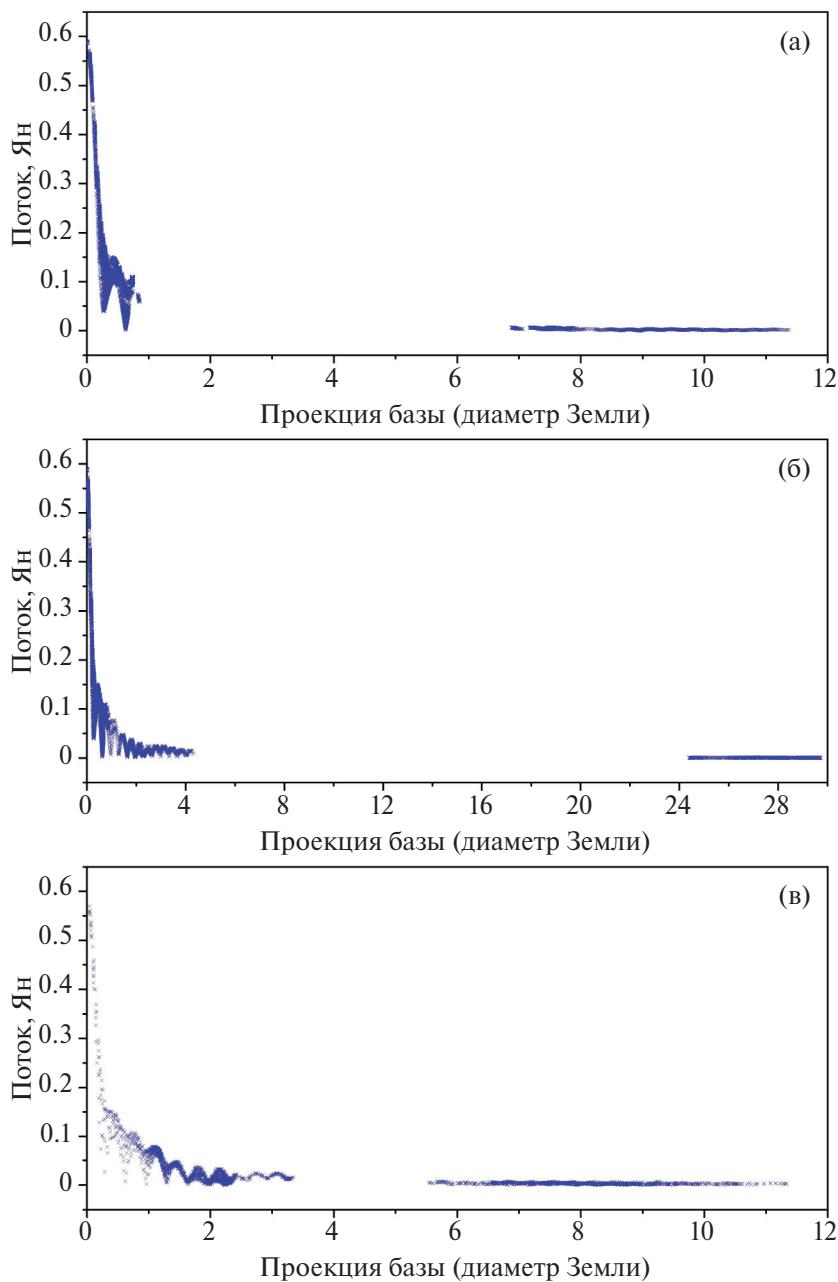


Рис. 13. Зависимость амплитуды функции видности от проекции базы, выраженной в диаметрах Земли, для источника M87 в наблюдениях длительностью 2 дня: (а) – конфигурация Земля–Луна, (б) – Земля–Луна–Миллиметрон, (в) – Луна – космический интерферометр.

2.4. Поиск отклонений от общей теории относительности и детектирование темной материи

Неотъемлемым компонентом будущей Лунной обсерватории является атомный стандарт частоты и времени (кратко, часы), необходимый для проведения РСДБ наблюдений. В связи с практически полным отсутствием у Луны атмосферы, именно стабильность часов будет являться основным фактором, ограничивающим время когерентного накопления сигнала интерферометра Луна–“Миллиметрон” или Луна –

космический интерферометр. Поэтому использование часов с минимально возможным уровнем шумов является эффективным средством повышения чувствительности данного интерферометра.

В последнее десятилетие в технике создания атомных часов произошел прорыв, связанный с появлением часов на оптических переходах, который привел к росту их стабильности и точности до уровня $\sim 10^{-18}$ и даже $\sim 10^{-19}$ (аллановская девиация относительной частоты на интервалах усреднения ~ 1 ч) (Ботвелл и др., 2019; Ким и др., 2023). Использование таких часов на Лунной обсерватории в перспективе позволит

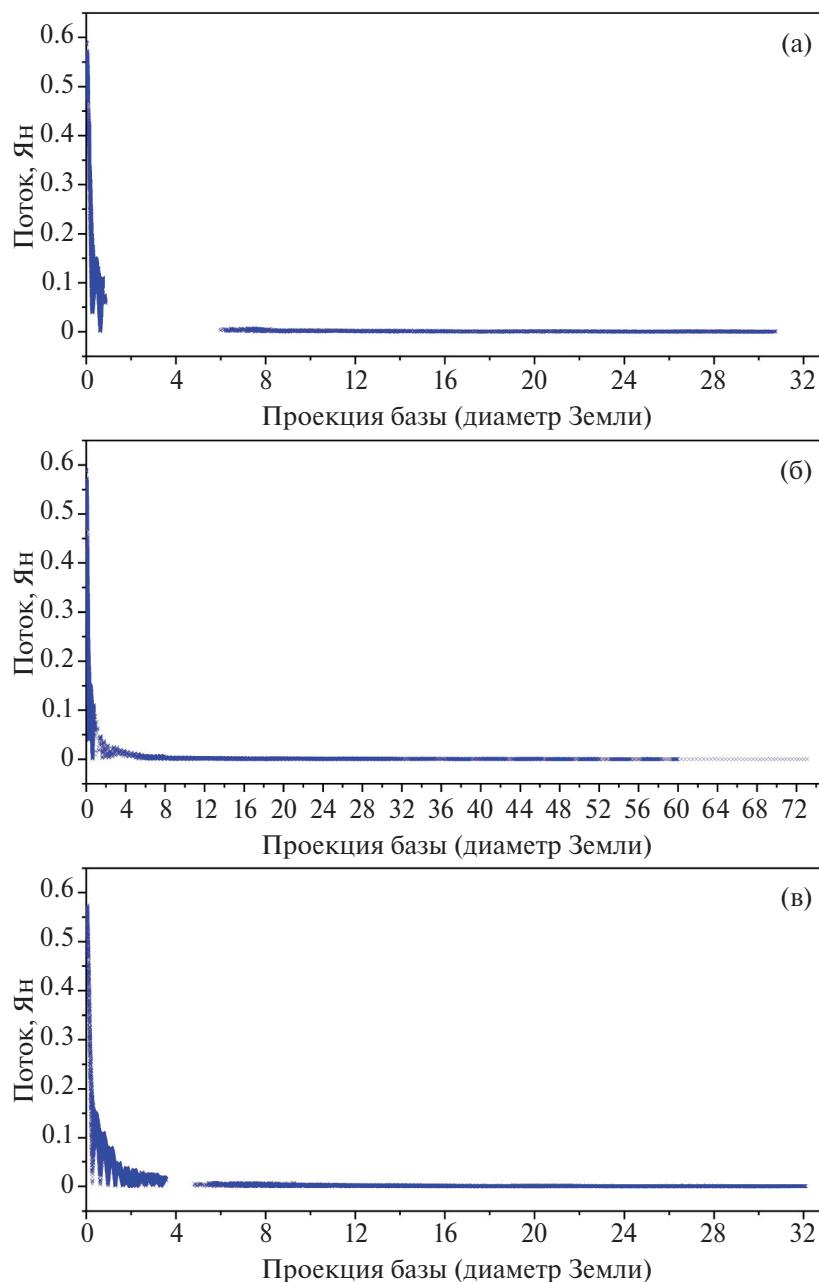


Рис. 14. Зависимость амплитуды функции видности от проекции базы, выраженной в диаметрах Земли, для источника M87 в наблюдениях длительностью 30 дней: (а) – конфигурация Земля–Луна, (б) – Земля–Луна–Миллиметрон, (в) – Луна – космический интерферометр.

повысить время когерентного накопления на 2–3 порядка по сравнению с традиционными водородными стандартами частоты, а также откроет возможности для проведения новых типов экспериментов по поиску отклонений от общей теории относительности (ОТО) и детектированию темной материи (ТМ). Тем не менее на первом этапе создания обсерватории наиболее рациональным представляется использование водородных мазерных стандартов частоты и времени, обладающих малыми массогабаритными характеристиками (12–60 кг, 50 × 70 см), небольшим энер-

гопотреблением (<50 Вт) и отработанной технологией производства, в т.ч. в космическом исполнении. Параметры стабильности современных водородных часов достигают 1×10^{-16} на временах усреднения ~ 1 ч (Поляков и др., 2021). Несмотря на более низкую стабильность по сравнению с оптическими, такие часы, тем не менее, позволяют осуществить в рамках проекта Лунной обсерватории ряд принципиально новых гравитационных экспериментов, а также значительно улучшить точность существующих. Рассмотрим кратко два из них.

Таблица 3. Чувствительность различных конфигураций РСДБ интерферометра, состоящего из антенной решетки на поверхности Луны, наземного телескопа ALMA и обсерватории Миллиметрон

Конфигурация интерферометра / Чувствительность	$\tau = 600$ с	$\tau = 3600$ с
	5σ , мЯн	5σ , мЯн
Лунный телескоп + Миллиметрон	14.06	5.74
Лунный телескоп + ALMA	1.39	0.57
Лунная телескоп + ALMA + Миллиметрон	67.92	27.73
Лунная решетка	12.26	5.01
Лунная решетка + Миллиметрон	6.67	2.72
Лунная решетка + ALMA	0.66	0.27
Лунная решетка + ALMA + Миллиметрон	32.22	13.15

2.5. Поиск отклонений от ОТО

Прямыми следствием эйнштейновского принципа эквивалентности (ЭПЭ) является эффект гравитационного замедления времени или гравитационного красного смещения. В связи с предположением о нарушении ЭПЭ при объединении ОТО и квантовой теории, в экспериментах активно ведутся поиски нарушений этого принципа и, в частности, отклонения величины эффекта гравитационного замедления времени от предсказываемого ОТО (Альтшуль и др., 2024; Литвинов и др., 2018; Литвинов и Пилипенко, 2021). В случае двух одинаковых часов, находящихся в точках, между которыми имеется разность гравитационных потенциалов ΔU , в низшем ненулевом порядке по слабому гравитационному полю в рамках ОТО данный эффект описывается соотношением

$$\frac{\Delta T}{T} = (1 + \epsilon) \frac{\Delta U}{c^2}, \quad (4)$$

где T – интервалы времени, измеряемые часами, c – скорость света, ϵ – параметр, равный 0 в случае справедливости ЭПЭ (Литвинов и др., 2018). На настоящий момент значимого отклонения данного параметра от 0 не обнаружено, но установлено, что он может зависеть как от элементного состава источника гравитационного поля (в первую очередь, соотношения числа протонов и нейтронов), так и от типа часов, используемых для измерения интервалов времени (Альтшуль и др., 2024). Наилучшая точность измерения данного параметра на сегодня составляет $(2 - 3) \times 10^{-5}$ для измерений в гравитационном поле Земли (Дельва и др., 2018; Херрманн и др., 2018) и 1×10^{-2} для измерений в поле Солнца (Кришер и др., 1993). Измерения в поле Луны до настоящего момента не проводились.

В рамках проекта Лунной обсерватории возможно существенное улучшение точности измерения данного параметра для гравитационных полей Земли и Солнца, а также впервые – для гравитационного поля Луны. Доступные в рамках проекта точности измерения приведены в табл. 4 для случая водородных часов со стабильностью 1×10^{-16} (параметры взяты для

стандарта VCH-2021 из работы Поляков и др., 2021) и табл. 5 для случая оптических часов со стабильностью 8×8^{-18} (параметры часов, размещенных на китайской орбитальной станции Тяньгун из работы Шен и др., 2023). Приведенные оценки получены с помощью метода максимального правдоподобия и неравенства Крамера–Рао с учетом окрашенного шума часов согласно работам (Литвинов и Пилипенко, 2021; Литвинов, 2024а). Эксперименты в поле Луны и Земли требуют проведения измерений на участке перелета космического аппарата с атомными часами от Земли к Луне, а также оснащения данного аппарата системой компенсации нерелятивистского эффекта Доплера (Литвинов и др., 2018). Измерение эффектов в поле Солнца может быть выполнено с помощью часов, размещенных непосредственно на Лунной станции.

2.6. Детектирование темной материи

Одним из перспективных кандидатов на роль темной материи (ТМ) являются легкие скалярные частицы, описываемые действительным скалярным полем. Массы частиц для этого типа ТМ лежат в диапазоне от 10^{-24} эВ до 1 эВ. Из-за очень больших чисел заполнения этот вид ТМ может быть описан с помощью волн классического поля ϕ , в силу чего такую ТМ часто называют волновой. Поле ϕ может взаимодействовать с другими полями материи и колебаться с комптоновской частотой в диапазоне от 10^{-10} до 10^{14} Гц, что стимулирует проведение экспериментов по прямому детектированию этих колебаний. На константы связи данного типа ТМ был наложен ряд ограничений с помощью экспериментов с атомными часами, с использованием данных гравитационно-волновых детекторов, экспериментов типа Этвеша и др. (Хис и др., 2016; Вермёлен и др., 2021; Шламмингер и др., 2008). ТМ данного типа будет проявляться в колебаниях скорости хода часов, зависящих от координат и времени, а также, возможно, и от устройства часов. Эксперименты по сравнению хода часов, расположенных на далеких геоцентрических или гелиоцентрических орбитах необходимы для исследования широкого возможного диапазона масс частицы ТМ и

Таблица 4. Точность экспериментов по измерению параметра отклонения от ОТО, связанного с гравитационным замедлением времени. Часы Лунной станции: водородный стандарт VCH-2021 (Поляков и др., 2021). Завершенные миссии: GREAT с навигационными спутниками Galileo 5 и 6 (Дельва и др., 2018; Херрманн и др., 2018), эксперимент с зондом Galileo (Кришер и др., 1993). Планируемые: ACES на Международной космической станции (Гесс и др., 2011), эксперимент с оптическими часами на китайской орбитальной станции Тяньгун (Шен и др., 2023). Прочерк означает, что эксперимент не проводился или невозможен

Источник	Точность	Улучшение по сравнению			
		GREAT 3×10^{-5} (2018)	Galileo 1×10^{-2} (1991)	ACES 2×10^{-6} (2026+)	Тяньгун 2×10^{-7} (2027+)
Земля	$(1 - 6) \times 10^{-7}$	50–300	–	3–20	0.3–2
Солнце	$(2 - 4) \times 10^{-5}$	–	250–500	–	–
Луна	$(1 - 2) \times 10^{-5}$	–	–	–	–

Таблица 5. Точность экспериментов по измерению параметра отклонения от ОТО, связанного с гравитационным замедлением времени. Часы Лунной станции: оптический стандарт частоты и времени с параметрами, соответствующими часам на китайской орбитальной станции Тяньгун (Шен и др., 2023). Описание сравниваемых миссий см. в табл. 4

Источник	Точность	Улучшение по сравнению			
		GREAT 3×10^{-5} (2018)	Galileo 1×10^{-2} (1991)	ACES 2×10^{-6} (2026+)	Тяньгун 2×10^{-7} (2027+)
Земля	$(1 - 5) \times 10^{-8}$	600–3000	–	40–200	4–20
Солнце	$(2 - 3) \times 10^{-6}$	–	3000–5000	–	–
Луна	$(1 - 2) \times 10^{-6}$	–	–	–	–

величин констант связи (Деревянко, 2018; Цай и др., 2023; Пилипенко и др., 2024). На Лунной станции возможно реализовать несколько типов экспериментов по поиску ТМ. На первом этапе может быть проведен эксперимент по поиску периодического сигнала, связанного с ТМ, в сигнале автоподстройки атомных часов Лунной станции, т.е. осуществлен эксперимент по схеме сравнения частот атомного перехода и резонатора (Пилипенко и др., 2024). Для этого не требуется установки дополнительного оборудования, кроме необходимого для РСДБ. В случае оснащения Лунной станции системой компенсации нерелятивистского эффекта Доплера (и шумов тропосферы для наземной станции) может быть проведен поиск связанного со скалярной ТМ сигнала путем непосредственного сравнения скоростей хода часов Лунной станции и наземной станции слежения (либо оснащенного высокоточными часами космического аппарата) по схеме (Пилипенко и др., 2024). В зависимости от типа часов, реализация данной программы позволит на 5–7 порядков улучшить ограничения на константы связи ТМ из легких скалярных частиц с массами в диапазоне $10^{-20} - 10^{-12}$ эВ.

2.7. Звездообразование в галактиках и физика межзвездной среды

В субмиллиметровый диапазон попадает значительное число диагностических линий атомов, ионов и молекул, в том числе, линии молекулы воды и слож-

ных органических молекул. Поэтому наблюдения в этом диапазоне электромагнитного спектра крайне перспективны для исследования астрохимии Вселенной, а также для изучения взаимосвязи молекул в областях звездообразования с возникновением жизни на Земле.

Одним из основных направлений исследования является изучение звездообразования в галактиках на разных этапах их эволюции. В частности, вопросы, связанные с эффективностью и темпом звездообразования. Наблюдение молекулярных облаков, их взаимодействия с ударными волнами от сверхновых и ветровыми оболочками вокруг массивных звезд позволит проследить как подавление звездообразования при разрушении облаков, так и стимулирование последующего звездообразования при постепенном сжатии облаков. Области взаимодействия, очевидно, будут яркими в молекулярных линиях с высокой энергией возбуждения, например, высоких переходов молекул CO и H₂O. В диффузном газе будут наблюдать линии ионов [CII], [13CII], [NII], а в разреженных областях ИК-линии высокоионизованных металлов. Наблюдение большого числа таких диагностических линий позволят оценить физические параметры соответствующих областей звездообразования и определить его эффективность.

Отдельно стоящей задачей остается проблема происхождения воды в межзвездной среде и определение механизма ее переноса. Ее пытались решать с помо-

щью космической обсерватории *Herschel* (ван Дишок и др., 2021). Однако нехватка времени для наблюдений значительного числа протозвездных объектов не позволила ответить на основные вопросы. Поэтому эта задача остается приоритетной для всех космических ИК обсерваторий, в частности, для обсерватории “Миллиметрон” (Кирсанова и др., 2025).

Каждая из 3-метровых антенн Лунной миллиметровой и субмиллиметровой антенной решетки сравнима по размеру с зеркалами проекта *SOFIA*¹ и космического телескопа *Herschel*². При использовании антенн решетки в однозеркальном режиме количество исследуемых протозвездных объектов возрастет кратно. Для наблюдений предполагается использовать спектрометр высокого разрешения – СВР (Третьяков и др., 2024), диапазон рабочих частот которого составляет 0.5–2.4 ТГц и покрывает интервалы спектральных инструментов, использованных в проектах *SOFIA* и *Herschel*.

Наиболее яркие объекты в областях звездообразования предполагается изучать в режиме интерферометра. Подобные наблюдения проводятся наземной решеткой *ALMA* (см., например, Йоргенсен и др., 2016) на более низких частотах. Переход к более высоким частотам позволит исследовать более высоко возбужденные состояния молекул в протозвездных облаках, в областях звездообразования с лучшим пространственным разрешением.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последние годы повышается интерес международного научного сообщества к использованию поверхности Луны для проведения астрономических наблюдений. Как было отмечено во Введении, у таких экспериментов много преимуществ по сравнению как с наземными наблюдениями, так и с наблюдениями на космических аппаратах. В рамках Международной научной лунной станции одним из рассматриваемых для реализации проектов является Лунная миллиметровая и субмиллиметровая обсерватория (Лунная миллиметровая и субмиллиметровая антенная решетка). Создание этой обсерватории планируется начать с установки одиночной роботизированной антенны с холодным зеркалом малого диаметра (не более трех метров), на которой будут отработаны все необходимые технологии для последующего создания интерферометрической сети (антенной решетки) подобных телескопов.

При этом важным этапом реализации этого проекта станет создание наземного прототипа Лунной миллиметровой и субмиллиметровой антенной решетки. Предполагается, что прототип будет состоять из четырех антенн с приемной аппаратурой, работающей в диапазоне частот от 100 до 345 ГГц. В качестве перв-

спективного места размещения прототипа в настоящее время рассматривается площадка на плато в районе пика Хулугайша в Восточных Саянах. Разворачивание такой наземной антенной решетки позволит не только отработать все ключевые технологии и системы для последующего создания Лунной миллиметровой и субмиллиметровой антенной решетки, но и станет первым в Российской Федерации наземным инструментом миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн.

Важно отметить, что даже одиночная антenna столь небольшого диаметра на Луне, оснащенная комплексом необходимой научной аппаратуры, в том числе, Фурье-спектрополяриметром с покрытием широкого частотного диапазона от 100 ГГц до 4 ТГц и шириной частотных каналов не более 15 ГГц, позволит решить целый круг актуальных задач, связанных с физикой реликтового излучения, крупномасштабной структурой и свойствами космической пыли. Для этого в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах будут получены с высокой чувствительностью, пространственным и спектральным разрешением многочастотные карты ~30% небесной сферы. В свою очередь, эти многочастотные карты позволят построить карты параметров Стокса для поляризации, оценить амплитуду μ -искажений реликтового излучения (химический потенциал Вселенной), получить распределение Y -параметра и первых двух релятивистских поправок к нему, а также построить с хорошей чувствительностью карты анизотропии реликтового излучения для извлечения информации о гравитационном линзировании. В отличии от наблюдений свящующейся материи в оптическом и других диапазонах, исследование крупномасштабной структуры с помощью Y -искажений позволяет исследовать распределение полной массы.

Использование Лунной миллиметровой и субмиллиметровой антенной решетки в составе интерферометра Луна–Земля, Луна – Земля – космическая обсерватория или Луна – Земля – космический интерферометр открывает новые возможности для определения параметров метрики пространства-времени в окрестности сверхмассивных черных дыр в таких объектах, как, например, *Sgr A**, *M87**, *M84* и *OJ287*. Увеличение протяженности базы интерферометра и наблюдения на более высоких частотах по сравнению с проведенными наблюдениями ЕНТ позволят исследовать тонкие детали тени СМЧД или кротовой норы, в частности форму фотонных колец, которая слабо зависит от турбулентных свойств плазмы в аккреционном диске и определяется только свойствами пространства-времени в окрестности массивного объекта. По наблюдаемой форме фотонных колец появляется возможность установить природу массивного объекта, например, отличить СМЧД от кротовой норы.

¹<https://science.nasa.gov/mission/sofia>

²https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/Herschel

Фазированная Лунная миллиметровая и субмиллиметровая антенна решетка позволит также изучать вопросы, связанные со звездообразованием в галактиках разных типов, с происхождением и переносом воды во Вселенной, образованием сложных молекул и поиском пребиотиков.

Наличие атомного стандарта частоты и времени как неотъемлемого элемента Лунной миллиметровой и субмиллиметровой антенной решетки, необходимого для проведения наблюдений в режиме интерферометра, позволит провести как принципиально новые гравитационные эксперименты, так и значительно улучшить точность существующих.

При реализации проекта по созданию Лунной миллиметровой и субмиллиметровой антенной решетки, как и других научных проектов на Луне, необходимо учитывать возможные сложности, связанные с наличием над поверхностью Луны пыли микронного и субмикронного размера, вероятно электрически заряженной (см., например, Хорани и др., 2024). Постоянная метеоритная бомбардировка поверхности Луны, выбивающая осколки лунной породы, приводит к образованию частиц пыли, а плазма солнечного ветра и ультрафиолетовое излучение Солнца, достигающие лунной поверхности, создают приповерхностную плазменную среду. Эта среда может приводить к зарядке и транспортировке лунной пыли. Частицы пыли покрывают оптические поверхности научных приборов, а также ухудшают характеристики тепловых радиаторов и солнечных панелей. В настоящее время нет достоверных данных о свойствах лунной пыли в приполярных областях, где планируется размещение Международной Лунной научной станции. В ближайшее время для изучения этих вопросов NASA планирует запуск программы ROLSES.

Следует также иметь ввиду гравитационные деформации, которые следует учитывать на этапе эскизного проектирования телескопа. Среди наиболее очевидных решений проблемы гравитационной деформации можно отметить следующие: использование для создания антенны и некоторых элементов конструкции телескопа (фермы, контуррефлектора) высокомодульного углепластика, имеющего малый температурный коэффициент расширения; использование системы обеспечения температурного режима для стабилизации температурного поля конструкции; использование системы адаптации для союстировки рефлектора и контуррефлектора.

Авторы благодарят Д.И. Новикова за неоценимую помощь при подготовке этой статьи. Работа выполнена в рамках программы ФИАН ННГ 36-2024.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абазаджян и др. (K. Abazajian, J.K. Adelman-McCarthy, M.A. Agueros, S.S. Allam, C. Allende Prieto, D. An, K.S.J. Anderson, S.F. Anderson, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **182**, 543 (2009).
2. Абитбол и др. (M.H. Abitbol, J. Chluba, J.C. Hill, and B.R. Johnson), *MNRAS* **471**, 1126 (2017).
3. Аде и др. (P. Ade, et al.), *JCAP* **1902**, 056 (2019).
4. Аде и др. (P.A.R. Ade, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **127**, 151301 (2021).
5. Айола и др. (S. Aiola, E. Calabrese, L. Maurin, S. Naess, B.L. Schmitt, M.H. Abitbol, G.E. Addison, P.A.R. Ade, et al.), *J. Cosmology Astropart. Phys.* **12**, 047 (2020).
6. Альтшуль и др. (B. Altschul, Q.G. Bailey, L. Blanchet, K. Bongs, Ph. Bouyer, L. Cacciapuoti, S. Capozziello, N. Gaaloul, et al.), *Adv. Space Res.* **55**, 501 (2015).
7. Андрианов и др. (A.S. Andrianov, A.M. Baryshev, H. Falcke, I.A. Girin, T. de Graauw, V.I. Kostenko, et al.), *MNRAS* **500**, 4866 (2021).
8. Андрианов и др. (A. Andrianov, S. Chernov, I. Girin, S. Likhachev, A. Lyakhovets, and Yu. Shchekinov), *Phys. Rev. D* **105**, 063015 (2022).
9. Бентум и др. (M.J. Bentum, M.K. Verma, R.T. Rajan, A.J. Boonstra, C.J.M. Verhoeven, E.K.A. Gill, A.J. van der Veen, H. Falcke, et al.), *Adv. Space Res.* **65**, 856 (2020).
10. Бернс (J.O. Burns), *LPICo* **652**, 41 (1988).
11. Бернс и др. (J. Burns, S. Bale, R. Bradley, Z. Ahmed, S.W. Allen, J. Bowman, S. Furlanetto, et al.), *arXiv:2103.05085* (2021).
12. Блим и др. (L.E. Bleem, M. Klein, T.M.C. Abbot, P.A.R. Ade, M. Aguena, O. Alves, A.J. Anderson, F. Andrade-Oliveira, et al.), *Open J. Astron.* **7**, 13 (2024).
13. Блэкберн и др. (L. Blackburn, Sh. Doebleman, J. Dexter, J.L. Gomez, M.D. Johnson, D.C. Palumbo, et al.), *arXiv e-prints* (2019) <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019arXiv190901411B>
14. Ботвелл и др. (T. Bothwell, et al.), *Metrologia* **56**, 065004 (2019).
15. Валтонен и др. (M. Valtonen, S. Zola, A.C. Gupta, Sh. Kishore, A. Gopakumar, S.G. Jorstad, P.J. Wiita, M. Gu, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **968**, L17 (2024).
16. ван Дишок и др. (E.F. van Dishoeck, L.E. Kristensen, J.C. Mottram, A.O. Benz, E.A. Bergin, P. Caselli, F. Herpin, et al.), *Astron. Astrophys.* **648**, A24 (2021).
17. Вермёлен и др. (S. Vermeulen, Ph. Relton, H. Grote, V. Raymond, Ch. Affeldt, F. Bergamin, A. Bisht, M. Brinkmann, et al.), *Nature* **600**, 424 (2021).
18. Гесс и др. (M. Hess, et al.), *Acta Astronautica* **69**, 929 (2011).
19. Горголевский (St. Gorgolewski) *Proceedings of the 1st Lunar International Laboratory (LIL) Symposium on Research in Geosciences and Astronomy*, org. by the International Academy of Astronautics at the 16th International Astronautical Congress Athens, September 16th, 1965. Ed. F.J. Malina. Wien: Springer, p.78 (1966).
20. Гордон и др. (K.D. Gordon, and 35 colleagues), *Astrophys. J.* **797**, 85 (2014).
21. Гралла и Лупсаска (S.E. Gralla and A. Lupsasca), *Phys. Rev. D* **101**, 044031 (2020).
22. Гуан-Яо Чжао и др. (Guang-Yao Zhao, et al.), *Astron. J.* **155**, 26 (2018).
23. Гурвиц и др. (I.I. Gurvits, Z. Paragi, V. Casasola, J. Conway, J. Davelaar, et al.), *Experimental Astron.* **51**, 559 (2021).

24. де Бернардис и др. (P. de Bernardis, S. Colafrancesco, G. D'Alessandro, L. Lamagna, P. Marchegiani, S. Masi, and A. Schillaci), *Astron. Astrophys.* **538**, A86 (2012).
25. де Граафф и др. (A. de Graaff, Yan-Chuan Cai, C. Heymans, and J.A. Peacock), *Astron. Astrophys.* **624**, A48 (2019).
26. Дей и др. (L. Dey, A. Gopakumar, M. Valtonen, S. Zola, A. Susobhanan, R. Hudec, P. Pihajoki, T. Pursimo, et al.), *Universe* **5**, 108 (2019).
27. Дельва и др. (P. Delva, N. Puchades, E. Schonemann, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **121**, 231101 (2018).
28. Деревянко (A. Derevianko), *Phys. Rev. A* **97**, 042506 (2018).
29. Джестер и Фальк (S. Jester and H. Falcke), *New A Rev.* **53**, 1 (2009).
30. Джонсон и др. (M.D. Johnson, Y.Y. Kovalev, C.R. Gwinn, L.I. Gurvits, R. Narayan, J.-P. Macquart, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **820**, L10 (2016).
31. Джонсон и др. (M.D. Johnson, R. Narayan, D. Psaltis, L. Blackburn, Y.Y. Kovalev, C.R. Gwinn, et al.), *Astrophys. J.* **865**, 104 (2018).
32. Джонсон и др. (M.D. Johnson, A. Lupsasca, A. Strominger, G.N. Wong, S. Hadar, et al.), *Science Adv.* **6**, eaaz1310, arXiv:1907.04329 [astro-ph.IM] (2020).
33. Долаг и др. (K. Dolag, E. Komatsu, and R. Sunyaev), *MNRAS* **463**, 1797 (2016).
34. Едигарев и др. (I.G. Edigaryev, D.I. Novikov, and S.V. Pilipenko), *PhRvD* **98**, 123513 (2018).
35. Йоргенсен и др. (J.K. Jørgensen, M.H.D. van der Wiel, A. Coutens, J.M. Lykke, H.S.P. Muller, E.F. van Dishoeck, H. Calcutt, et al.), *Astron. Astrophys.* **595**, A117 (2016).
36. Кейси и др. (C.M. Casey, D. Narayanan, and A. Cooray), *Phys. Rep.* **541**, 45 (2014).
37. Ким и др. (K. Kim, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **130**, 113203 (2023).
38. Кирсанова М. и др., *Успехи физ. наук* **195**, 294 (2025) [Kirsanova et al., *Phys. Usp.* **68**, (2025)].
39. Кляйн-Волт и др. (M. Klein-Wolt, A. Aminaei, Ph. Zarka, J.-R. Schrader, A.-J. Boonstra, and H. Falcke), *Planet. Space Sci.* **74**, 167 (2012).
40. Когут и др. (A. Kogut, D.J. Fixsen, D.T. Chuss, J. Dotson, E. Dwek, M. Halpern, G.F. Hinshaw, S.M. Meyer, et al.), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **7**, 025 (2011).
41. Когут и др. (A. Kogut, D. Fixsen, N. Aghanim, J. Chluba, D.T. Chuss, J. Delabrouille, B.S. Hensley, J.C. Hill, et al.), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **7**, 057 (2023).
42. Когут и др. (A. Kogut, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2405.20403 (2024).
43. Коллаборация Планк (Planck Collaboration and 207 colleagues) *Astron. and Astrophys.* **536**, 19, (2011).
44. Коллаборация Планк (Planck Collaboration), *Astron. Astrophys.* **550**, A129 (2013).
45. Коллаборация Планк (Planck Collaboration), *Astron. Astrophys.* **571**, A11 (2014).
46. Коллаборация Планк (Planck Collaboration), *Astron. Astrophys.* **594**, A10 (2016).
47. Коллаборация Планк (Planck Collaboration), *Astron. Astrophys.* **596**, A109 (2016).
48. Коллаборация Телескопа Горизонта Событий (Event Horizon Telescope Collaboration), *Astrophys. J. Lett.* **875**, L6 (2019).
49. Коллаборация Телескопа Горизонта Событий (Event Horizon Telescope Collaboration), *Astrophys. J. Lett.* **930**, L12 (2022).
50. Комацу и Сельяк (E. Komatsu and U. Seljak), *MNRAS* **336**, 1256 (2002).
51. Кришер и др. (T. Krisher, D.D. Morabito, and J.D. Anderson), *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2213 (1993).
52. Купманс и др. (L.V.E. Koopmans, R. Barkana, M. Bentum, G. Bernardi, A.-J. Boonstra, J. Bowman, J. Burns, X. Chen, et al.), *Exp. Astron.* **51**, 1641 (2021).
53. Ламберт и Гонтье (S.B. Lambert and A.M. Gontier), *Astron. Astrophys.* **493**, 317 (2009).
54. Лами и др. (F. Lamy, et al.), *Classic. Quant. Gravit.* **35**, 115009 (2018).
55. Лейн и др. (S. Laine, L. Dey, M. Valtonen, A. Gopakumar, S. Zola, S. Komossa, M. Kidger, P. Pihajoki, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **894**, L1 (2020).
56. Листер и др. (M.L. Lister, D.C. Homan, K.I. Kellermann, Y.Y. Kovalev, A.B. Pushkarev, E. Ros, and T. Savolainen), *Astrophys. J.* **923**, 30 (2021).
57. Литвинов и др. (D. Litvinov, et al.), *Phys. Lett. A* **382**, 2192 (2018).
58. Литвинов Д.А., Письма в Астрон. журн. **50**, 253 (2024) [D.A. Litvinov, *Astron. Lett.* **50**, 221 (2024)].
59. Литвинов и Пилипенко (D.A. Litvinov and S.V. Pilipenko), *Classic. Quant. Gravit.* **38**, 135010 (2021).
60. Лихачев и др. (S.F. Likhachev, A.G. Rudnitskiy, M.A. Shchurov, A.S. Andrianov, A.M. Baryshev, et al.), *MNRAS* **511**, 668 (2022).
61. Лихачев и др. (S.F. Likhachev, et al.), *Cosmic Res.* **62**, 117 (2024).
62. Лихачев С.Ф., Ларченкова Т.И., Успехи физ. наук **198**, 814 (2024) [Likhachev, Larchenkova, *Phys. Usp.* **67**, 768 (2024)].
63. Лю и Ву (F.K. Liu and X.-B. Wu), *Astron. Astrophys.* **388**, L48 (2002).
64. Мазер и др. (J.C. Mather, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **354**, L37 (1990).
65. Майярд (J.P. Maillard), *Phil. Trans. R. Soc. A* **382**, 20230070 (2024).
66. Майярд и др. (J.-P. Maillard, A. Mihalchenko, D. Novikov, A. Osipova, S. Pilipenko and J. Silk), *Phys. Rev. D* **109**, 023523 (2024).
67. Макконнелл и Ма (N.J. McConnell and Chung-Pei Ma), *Astrophys. J.* **764**, 184 (2013).
68. Меербург и др. (P.D. Meerburg, D. Green, R. Flauger, B. Wallisch, M.C.D. Marsh, E. Pajer, G. Goon, C. Dvorkin, et al.), *Bull. Am. Astron. Soc.* **51**, 107 (2019).
69. Мимун и др. (D. Mimoun, M.A. Wieczorek, L. Alkalai, W.B. Banerdt, D. Baratoux, J.-L. Bougeret, S. Bouley, B. Cecconi, et al.), *Exp. Astron.* **33**, 529 (2012).
70. Морабито и Силк (L.K. Morabito and J. Silk), *Phil. Trans. R. Soc. A* **379**, 20190571 (2021).
71. Новиков и др. (D.I. Novikov, S.V. Pilipenko, M. De Petris, G. Luzzi, and A.O. Mihalchenko), *Phys. Rev. D* **101**, 123510 (2020).
72. Новиков и др. (I.D. Novikov, S.F. Likhachev, Yu.A. Shchekinov, A.S. Andrianov, A.M. Baryshev, et al.), *Phys. Uspekhi* **64**, 386 (2021).

73. Новиков и Михальченко (D.I. Novikov and A.O. Mihalchenko), *Phys. Rev. D* **107**, 063506 (2023).
74. Пилипенко и др. (S.V. Pilipenko, D.A. Litvinov, M.V. Zakhvatkin, and A.I. Filetkin), *Astron. Rep.* **68**, 300 (2024).
75. Полидан и др. (R.S. Polidan, J.O. Burns, A. Ignatiev, A. Hegedus, J. Pober, N. Mahesh, T.-C. Chang, et al.), *Adv. Space Res.* **74**, 528 (2024).
76. Поляков и др. (V. Polyakov, et al.), Frequency stability improvement of an active hydrogen maser with a single-state selection system, in 2021 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS), p. 1–4 (2021).
77. Рейтер и др. (C. Reuter, and 23 colleagues), *Astrophys. J.* **902**, 78 (2020).
78. Рид и Брунталер (M.J. Reid and A. Brunthaler), *Astrophys. J.* **616**, 872 (2004).
79. Рудницкий и др. (A.G. Rudnitskiy, M.A. Shchurov, S.V. Chernov, T.A. Syachina, and P.R. Zapevalin), *Acta Astronautica* **212**, 361 (2023).
80. Рулофс и др. (F. Roelofs, H. Falcke, Ch. Brinkerink, M. Moscibrodzka, L.I. Gurvits, M. Martin-Neira, et al.), *Astron. Astrophys.* **625**, A124 (2019).
81. Рэймонд и др. (A.W. Raymond, D. Palumbo, S.N. Paine, L. Blackburn, R. Cordova Rosado, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **253**, 5 (2021).
82. Сандора и Силк (M. Sandora and J. Silk), *MNRAS* **495**, 10001015 (2020).
83. Силк и др. (J. Silk, I. Crawford, M. Elvis, and J. Zarnecki), *Phil. Trans. R. Soc. A* **379**, 20190560 (2021).
84. Силк и др. (J. Silk, I. Crawford, M. Elvis, and J. Zarnecki), *Phil. Trans. R. Soc. A* **382**, 20230079 (2024).
85. Силланпää и др. (A. Sillanpää, S. Haarala, M.J. Valtonen, B. Sundelius, and G.G. Byrd), *Astrophys. J.* **325**, 628 (1988).
86. Стеббингс и Бендер (R.T. Stebbins and P.L. Bender), Physics and Astrophysics from a Lunar Base **202**, 18 (1990).
87. Стиклер и др. (M. Stickel, J.W. Fried, and H. Kuehr), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **80**, 103 (1989).
Ben H.P. Chan, et al.), *Astron. J.* **153**, 37 (2017).
88. Сэм и др. (Y. Sam, E. Komatsu, and K. Dolag), *Phys. Rev. D* **104**, 083538 (2021).
89. Сюняев и Зельдович (R.A. Sunyaev and Ya.B. Zeldovich), *Comment. Astrophys. Space Phys.* **4**, 173 (1972).
90. Такахashi (Y.D. Takahashi), *Adv. Space Res.* **31**, 2473 (2003).
91. Третьяков и др. (I.V. Tretyakov, et al.), *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* **15**, Iss. 2, 191 (2025).
92. Фиш и др. (L.F. Vincent, Maura Shea, and Kazunori Akiyama), *Adv. Space Res.* **65**, 821 (2020).
93. Хармс и др. (J. Harms, F. Ambrosino, L. Angelini, V. Braito, M. Branchesi, E. Brocato, E. Cappellaro, E. Coccia, et al.), *Astrophys. J.* **910**, 1 (2021).
94. Херрманн и др. (S. Herrmann, F. Finke, M. Lulf, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **121**, 231102 (2018).
95. Хилл и др. (J.C. Hill, N. Battaglia, J. Chluba, S. Ferraro, E. Schaan, and D.N. Spergel), *Phys. Rev. Lett.* **115**, 261301 (2015).
96. Хилтон и др. (M. Hilton, C. Sifon, S. Naess, M. Madhavacheril, M. Oguri, E. Rozo, E. Rykoff, T.M.C. Abbott, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **253**, 3 (2021).
97. Хис и др. (A. Hees, A. Hees, S. Bouquillon, C. Le Poncin-Lafitte, G. Francou, and M.-C. Angonin), *Phys. Rev. Lett.* **117**, 061301 (2016).
98. Хис и др. (A. Hees, O. Minazzoli, E. Savalle, et al.), *Phys. Rev. D* **98**, 064051 (2018).
99. Хлуба и др. (J. Chluba), *MNRAS* **425**, 1129 (2012).
100. Хлуба и др. (J. Chluba), *MNRAS* **460**, 227 (2016).
101. Хлуба и др. (J. Chluba, et al.), *arXiv e-prints.* arXiv:1909.01593 (2019).
102. Холмс и др. (W.A. Holmes, et al.), *Appl. Optic.* **47**, 5996 (2008).
103. Хорани и др. (M. Horanyi, J.R. Szalay, and X. Wang), *Phil. Trans. R. Soc. A* **382**, 20230075 (2024).
104. Худченко и др. (A. Khudchenko, S. Turygin, E. Golubev, K.I. Rudakov, A. Smirnov, et al.), *Proceed. of the SPIE* **13102**, id. 131022A (2024).
105. Цай и др. (Y.-D. Tsai, J. Eby, and M.S. Safronova), *Nat. Astron.* **7**, 113 (2023).
106. Чаллинор и др. (A.D. Challinor, M.T. Ford, and A.N. Lasenby), *MNRAS* **312**, 159 (2000).
107. Чернов (S.V. Chernov), *Astron. Rep.* **65**, 110 (2021).
108. Чен и др. (X. Chen, et al.), *Phil. Trans. R. Soc. A* **382**, 20230094 (2024).
109. Шен и др. (W. Shen, P. Zhang, Z. Shen, R. Xu, X. Sun, M. Ashry, A. Ruby, W. Xu, et al.), *Phys. Rev. D.* **108**, 064031 (2023).
110. Шламмингер и др. (S. Schlamminger, K.-Y. Choi, T.A. Wagner, J.H. Gundlach, and E.G. Adelberger), *Phys. Rev. Lett.* **100**, 041101 (2008).
111. Шнайдер и др. (J. Schneider, J. Silk, F. Vakili, I. Crawford, M. Elvis, S. Jacquemoud, R. Kaiser, and M. Sandora), *arXiv e-prints.* arxiv:1908.02080 (2019).

