

ISSN 0320-0108

Том 51, Номер 1

Январь 2025

# ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

*Астрономия и космическая астрофизика*



# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

## Том 51, номер 1, 2025

---

---

Открытие пульсаций от RX J0535.0-6700 телескопом СРГ/ART-XC:  
еще один рентгеновский пульсар в БМО

*И. А. Мереминский, А. С. Горбан, Ю. С. Кляйн, Е. А. Ушакова, А. Н. Семена, А. А. Лутовинов,  
А. Ю. Ткаченко, С. В. Мольков*

3

Не-ЛТР анализ химического состава А-В звезд главной последовательности.

III. Критерии нормальной звезды

*А. М. Романовская, Т. А. Рябчикова, Л. И. Машонкина, Т. М. Ситнова, Н. Серебрякова*

13

Неуловимые гелиевые звезды между субкарликами и звездами Вольфа–Райе II.

Нелинейные пульсации “обнаженных гелиевых звезд”

*Ю. А. Фадеев, А. Г. Куранов, Л. Р. Юнгельсон*

28

К природе быстрых рентгеновских предвестников солнечных вспышек

*В. В. Зайцев, А. В. Степанов*

38

Метод оценки пространственного периода энерговыделения в солнечных вспышках II

*Л. С. Леденцов*

42

---

---

# ОТКРЫТИЕ ПУЛЬСАЦИЙ ОТ RX J0535.0-6700 ТЕЛЕСКОПОМ СРГ/ART-XC: ЕЩЕ ОДИН РЕНТГЕНОВСКИЙ ПУЛЬСАР В БМО

© 2025 г. И. А. Мереминский<sup>1\*</sup>, А. С. Горбан<sup>1,2</sup>, Ю. С. Кляйн<sup>2,1</sup>, Е. А. Ушакова<sup>2,1</sup>, А. Н. Семена<sup>1</sup>, А. А. Лутовинов<sup>1</sup>, А. Ю. Ткаченко<sup>1</sup>, С. В. Мольков<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 01.04.2025 г.

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

В данных телескопа ART-XC им. М.Н. Павлинского обсерватории СРГ были обнаружены пульсации с периодом  $\approx 106$  с от малоизученной массивной рентгеновской двойной системы RX J0535.0-6700, расположенной в Большом Магеллановом Облаке (БМО), что доказывает, что компактным объектом в системе является замагниченная нейтронная звезда. Пульсации с близкими периодами были обнаружены также в архивных наблюдениях телескопов XMM-Newton и Chandra. По фотометрическим наблюдениям обсерватории WISE показано, что RX J0535.0-6700 демонстрирует значительную переменность в ИК-диапазоне, которая может быть связана с секулярными изменениями размера декреционного диска. Открытие рентгеновских пульсаций делает RX J0535.0-6700 еще одним членом популяции рентгеновских пульсаров с Ве-звездами в БМО.

**Ключевые слова:** RX J0535.0-6700, массивные рентгеновские двойные системы, нейтронные звезды.

**DOI:** 10.31857/S0320010825010019, **EDN:** LETZKV

## ВВЕДЕНИЕ

Большое Магелланово Облако (БМО) – карликовая галактика-спутник Млечного пути. Из-за мощных вспышек звездообразования в недалеком прошлом ( $\approx 10^7$  лет назад, см., например, Штыковский и Гильфанов, 2005; Антониу и Зезас, 2016) в данный момент БМО населено большой популяцией ярких массивных рентгеновских двойных систем (high-mass X-ray binaries, HMXB). Благодаря небольшому расстоянию до БМО (49.6 кпк, Петржинский и др., 2019) и незначительному поглощению на луче зрения (Стейвели-Смит и др., 2003), эту популяцию оказывается удобно изучать современными рентгеновскими телескопами.

Однако большую долю – зачастую более 90% времени (Сидоли и Паизис, 2018; Киннеа и др., 2018) – подобные системы проводят в “низком” состоянии, с рентгеновской светимостью  $L_X \lesssim 10^{34}$  эрг с<sup>-1</sup>, что делает затруднительным их детальное исследование даже для самых чувствительных современных рентгеновских телескопов в наблюдениях разумной (десятки кс) продолжительности. Таким образом, для решения наблюдательных задач, таких как, например, измерение периодов вращения нейтронных звезд (НЗ) в HMXB, необходимы множественные наблюдения, которые могут застать новые или уже известные источники во вспышке.

Рентгеновский источник RX J0535.0-6700 был обнаружен обсерваторией ROSAT (Трюмпер, 1982) во время обзора БМО, составленного из более чем

200 наблюдений, которые проводились с 1990 по 1994 г. (Хаберл и Питш, 1999). Светимость источника на момент детектирования составила  $\sim 3 \times 10^{35}$  эрг/с. Хаберл и Питш (1999) предположили, что оптическим компаньоном RX J0535.0-6700 является яркая голубая звезда GRV 0535-6702, которая ранее была классифицирована как мирида (Рейд и др., 1988) на основании характерной переменности блеска с периодом в 241 день. Позднее Негуэрела и Ко (2002) получили оптический спектр этой звезды и классифицировали ее как B0Ve, таким образом показав, что RX J0535.0-6700 принадлежит к классу массивных рентгеновских двойных с Ве-компаньонами (BeXRB, Рикельме и др. 2012). В таких системах основным источником вещества, аккрецируемого на НЗ, является декреционный диск массивной Ве-звезды (Бельччинский и Циолковский, 2009). В зависимости от параметров двойной системы акреция на НЗ может быть как квазистационарной (Пфай и др., 2002), так и сильно переменной, с мощными вспышками, происходящими раз в орбитальный период или реже (Оказуки и Негуруэла, 2001).

По данным оптической спектроскопии, полученной на телескопе NTT, Рикельме и др. (2012) измерили полную эквивалентную ширину линии H $\alpha$  от декреционного диска  $EW_{H\alpha} = -7.9$  Å. Если орбитальный период системы действительно составляет  $P_{orb} = 241$  день, то из зависимости  $P_{orb} - EW(H\alpha)$  (Рейг, 2011) можно предположить, что декреционный диск на момент наблюдений в 2004 г. не достигал своего максимального возможного размера.

\*Электронный адрес: i.a.mereminskiy@gmail.com

В 2024 г. RX J0535.0-6700 попал в поле зрения телескопа ART-XC им. М.Н. Павлинского (Павлинский и др., 2021) обсерватории СРГ (Сюняев и др., 2021) во время длительных наблюдений 1A 0538-66 – уникального рентгеновского пульсара в БМО. Полученные данные позволили нам обнаружить когерентные пульсации рентгеновского излучения от RX J0535.0-6700 с периодом в  $\approx 106$  с, который мы отождествили с периодом вращения замагниченной НЗ, подтвердив таким образом, что RX J0535.0-6700 – типичная BeXRB. Мы также исследовали архивные данные рентгеновских обсерваторий Chandra и XMM-Newton, чтобы проследить за эволюцией периода вращения НЗ и светимости системы на больших временных масштабах.

## ОТБОР И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Источник RX J0535.0-6700 попал в поле зрения ART-XC во время мониторинговых наблюдений рентгеновского пульсара 1A0538-66 летом 2024 г. Всего было выполнено три длительных наблюдения: одно в начале июня и два в июле (см. табл. 1). Во всех трех наблюдениях источник надежно детектируется в диапазоне 4–12 кэВ, со значимостью  $>10\sigma$ .

Данные телескопа ART-XC были обработаны с использованием стандартного программного обеспечения *artproducts v0.9* с версией калибровочной базы данных CALDB 20230228. Для временного анализа времена регистрации фотонов были приведены к барицентру Солнечной системы, после чего для каждого наблюдения из круговой апертуры с радиусом 1', центрированной на источнике, были извлечены списки событий и кривые блеска. Спектры извлекались из апертуры меньшего размера,  $R = 45''$ , спектр фона был набран в наблюдениях пустых полей, выполненных ранее и нормирован на темп счета на энергиях выше 60 кэВ, где эффективная площадь зеркаль-

ной системы становится принебрежимо малой. Такой подход позволяет получать спектры фона с лучшей статистикой и уменьшает эффекты, связанные с неоднородным откликом отдельных пикселей детектора. Для спектрального и временного анализа данные всех семи модулей телескопа ART-XC объединялись.

Чтобы составить лучшее представление о переменности источника на больших временных масштабах мы проверили архивы других рентгеновских телескопов. В 2002 г. источник наблюдался обсерваторией XMM-Newton (Йенсен и др., 2001). К сожалению, из-за выбранного режима работы детекторов, источник попал в поле зрения только камер MOS1 и MOS2, временное разрешение которых ограничено временем считывания кадра и равно 2.6 с. После стандартной переобработки данных с использованием XMMSAS v20, мы извлекли списки событий и спектры в круговых апертурах  $R = 22.5''$  ( $R = 20''$ ) для MOS1 (MOS2), фоновые спектры были набраны в пустых участках поля, на тех же чипах камер.

Также в 2023–2024 гг. проводился глубокий обзор нескольких выбранных площадок в БМО с помощью телескопа Chandra (Вайсконф и др., 2000), в одну из таких площадок попал и RX J0535.0-6700. Мы выбрали соответствующие наблюдения (см. табл. 1), переобработали данные с помощью CIAO 4.17 (Фрушионе и др., 2006) и извлекли изображения поля в стандартном широком диапазоне 0.5–7 кэВ. Как оказалось, источник детектировался во всех наблюдениях, при этом наиболее ярким он был в последнем из них, выполненнем в 2024 г., примерно через месяц после последнего наблюдения ART-XC. Всего в этом наблюдении было накоплено около 1600 фотонов, что достаточно для более детального спектрального и временного анализа. Из каждого наблюдения Chandra был извлечен спектр из круговой апертуры радиусом 6'', центрированной на источнике, фоновые спектры были набраны в областях, расположенных на том же чипе матрицы и свободных от источников. Из последнего наблюдения также была извлечена кривая блеска из той же круговой апертуры. Как и для XMM-Newton, временное разрешение Chandra ограничено временем накопления кадра, которое в этом наблюдении составляло 3.1с.

Аппроксимация спектров проводилась с помощью пакета XSPEC v12.12.1 (Арно и др., 1999). Из-за небольшой фотонной статистики все спектры перебинировались так, чтобы в канал попадали не менее пяти отсчетов и аппроксимировались с использованием W-статистики (Вахтер и др., 1979). Ошибки на параметры оценивались из длинных марковских цепочек. Качество аппроксимации оценивалось с помощью статистики Крамера – фон Мизеса: для каждого спектра разыгрывалось 1000 спектров, полученных из модели наилучшей аппроксимации, и далее оценивалась, в какой доле симулированных спектров проверочная статистика меньше (т.е. лучше), чем у наблю-

**Таблица 1.** Список рентгеновских наблюдений RX J0535.0-6700

ObsID	Время начала наблюдений, MJD	Экспозиция, кс
ART-XC		
124101290010	60464.86	173
124101290020	60498.12	260
124101290030	60508.20	86
XMM- Newton		
0071740501	52373.84	24
Chandra		
27078	59948.23	25
27077	60147.66	28
26555	60201.30	31
28907	60536.70	18

даемого спектра. В случае, если наблюдаемый спектр действительно производится выбранной моделью, эта доля должна быть около 50%. Для всех спектральных моделей эта доля оказалась менее 60%, что говорит о том, что модели удовлетворительно описывают данные.

## ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ

### Поиск пульсаций

После детектирования и отождествления источника с системой-кандидатом в BeXRB стало ясно, что данные ART-XC могут быть полезны для измерения периода вращения НЗ в системе. По отобранным спискам событий в диапазоне энергий 4–10 кэВ мы построили периодограммы в терминах Н-статистики (Харт, 1985) на гармоническом разложении вплоть до двадцати гармоник (Буччери и др., 1983). Периодограмма для первого наблюдения ART-XC, построенная на логарифмической решетке из  $4 \times 10^4$  периодов от 10 до 1000 с, приведена на рис. 1, горизонтальной линией отмечена граница  $H = 23$ , соответствующая значимости регистрации сигнала на уровне  $>0.9999$ . На периодограмме хорошо виден пик на периоде  $P_s \approx 106$  с, который мы отождествили с периодом вращения НЗ, и вторичные пики на кратных периодах ( $P = 0.5P_s, 1.5P_s, 2P_s, 2.5P_s, 3P_s$  и т.д.).

Аналогичным образом мы построили периодограммы для данных XMM-Newton и Chandra, случайным образом разыгрывая время прихода каждого фотона внутри кадра (2.6 с и 3.1 с соответственно). Из этих периодограмм (см. нижнюю панель рис. 1) хорошо видно, что пульсации с тем же периодом  $\approx 106$  с присутствуют и в этих данных. Пульсации также присутствуют во втором наблюдении ART-XC, которое состоялось примерно через месяц после первого, в третьем наблюдении ART-XC пульсации на этом уровне значимости не детектируются.

Несмотря на то что периодограммы позволяют надежно обнаруживать присутствие когерентных сигналов в данных, для исследования свойств этих сигналов, например, точного измерения периода или определения профиля импульса, удобнее воспользоваться другими методами.

### Измерение периода, получение профиля импульса

Чтобы аккуратно измерить период пульсаций, мы использовали кривую блеска источника в диапазоне 4–10 кэВ с разрешением в 1 с. Наилучший период был определен методом сложения эпох (Лихи и др., 1983). Полученный профиль импульса во втором наблюдении ART-XC показан на рис. 2, верхняя панель. Ввиду низкой фотонной статистики (наблюдаемый темп счета ART-XC составлял примерно 400 фотонов в сутки) для определения погрешности на значение периода мы использовали методику, подобную предложенной в работе Мереминский и др. (2022). Предполагая,

что темп счета фона и средний за период темп счета источника в течение всего наблюдения были постоянными, и используя представление профиля импульса кусочно-постоянной функцией, мы разыграли 1000 кривых блеска с таким же временным разрешением и интервалами наблюдения, как и у оригинальной кривой блеска. Далее для каждой кривой блеска с помощью метода сложения эпох был определен период. Границы доверительного интервала были определены как 16% и 84% квантили выборки полученных периодов. Применив этот метод к данным ART-XC, мы определили, что в первом наблюдении период составил  $P = 106.180^{+0.003}_{-0.005}$  с (68% интервал), а во втором —  $P = 106.160 \pm 0.004$  с.

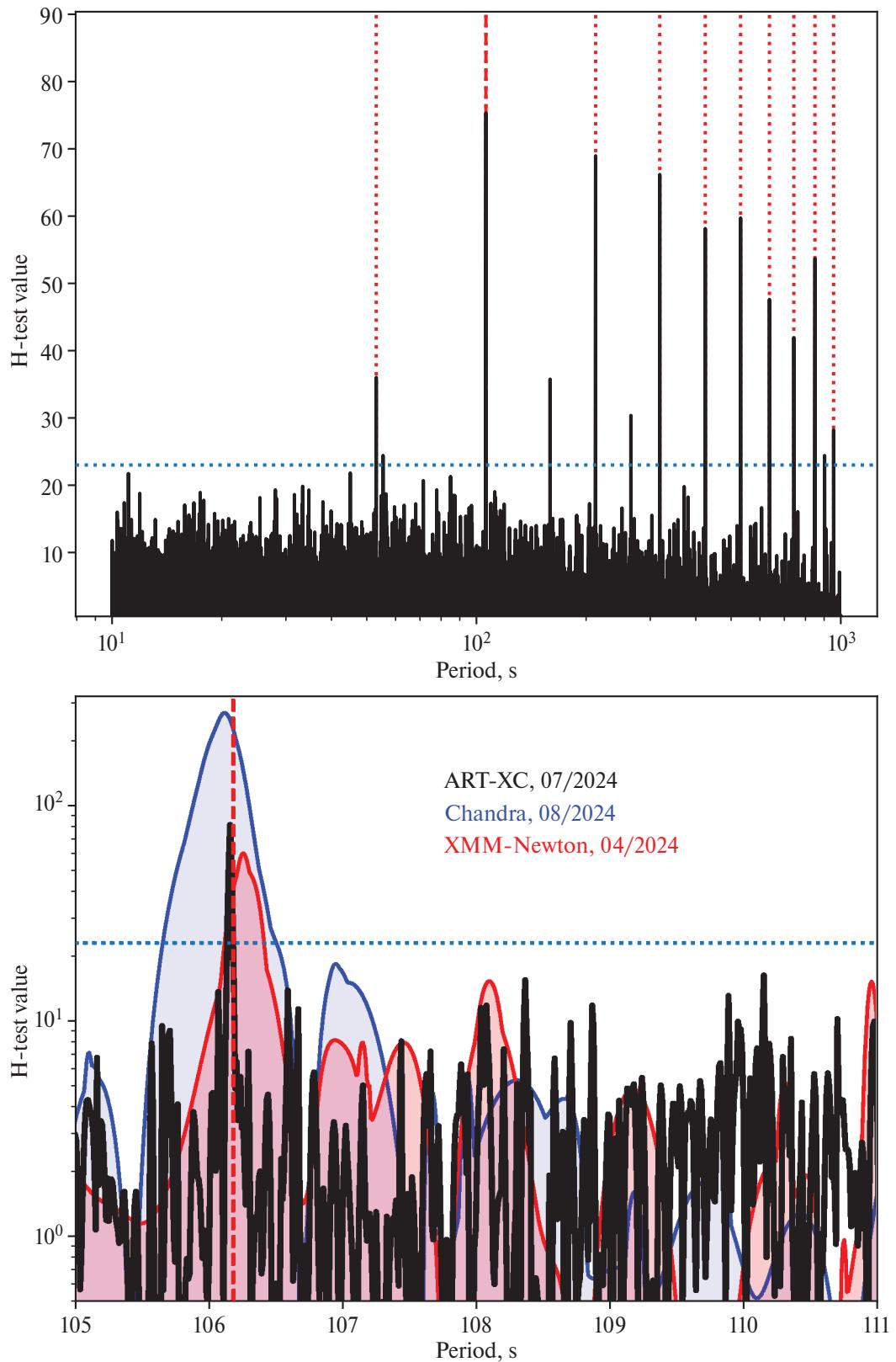
Для наблюдений Chandra и XMM-Newton необходимо дополнительно учесть продолжительность накопления единичного кадра (3.1 с и 2.6 с соответственно). Для каждого списка событий мы провели 1000 случайных реализаций, приписывая каждому фотону случайное время детектирования внутри кадра. Далее для каждой реализации был определен наилучший период. Из полученной выборки периодов был взят медианный период и соответствующие квантили, измеренный таким образом период в наблюдении XMM-Newton в 2002 г. составил  $P = 106.26^{+0.02}_{-0.02}$ , а в последнем наблюдении Chandra в 2024 г.  $P = 106.12 \pm 0.01$  с. Соответствующие профили импульса приведены на рис. 2 (средняя и нижняя панели).

Следует отметить, что доля пульсирующего излучения, измеренная во всех эпохах, достаточно велика и составляет  $\approx 60\%$  для ART-XC и XMM-Newton. В узких энергетических диапазонах (0.5–2 и 2–10 кэВ) в наблюдении Chandra доля пульсирующего излучения оказалась еще выше —  $\approx 70\%$ .

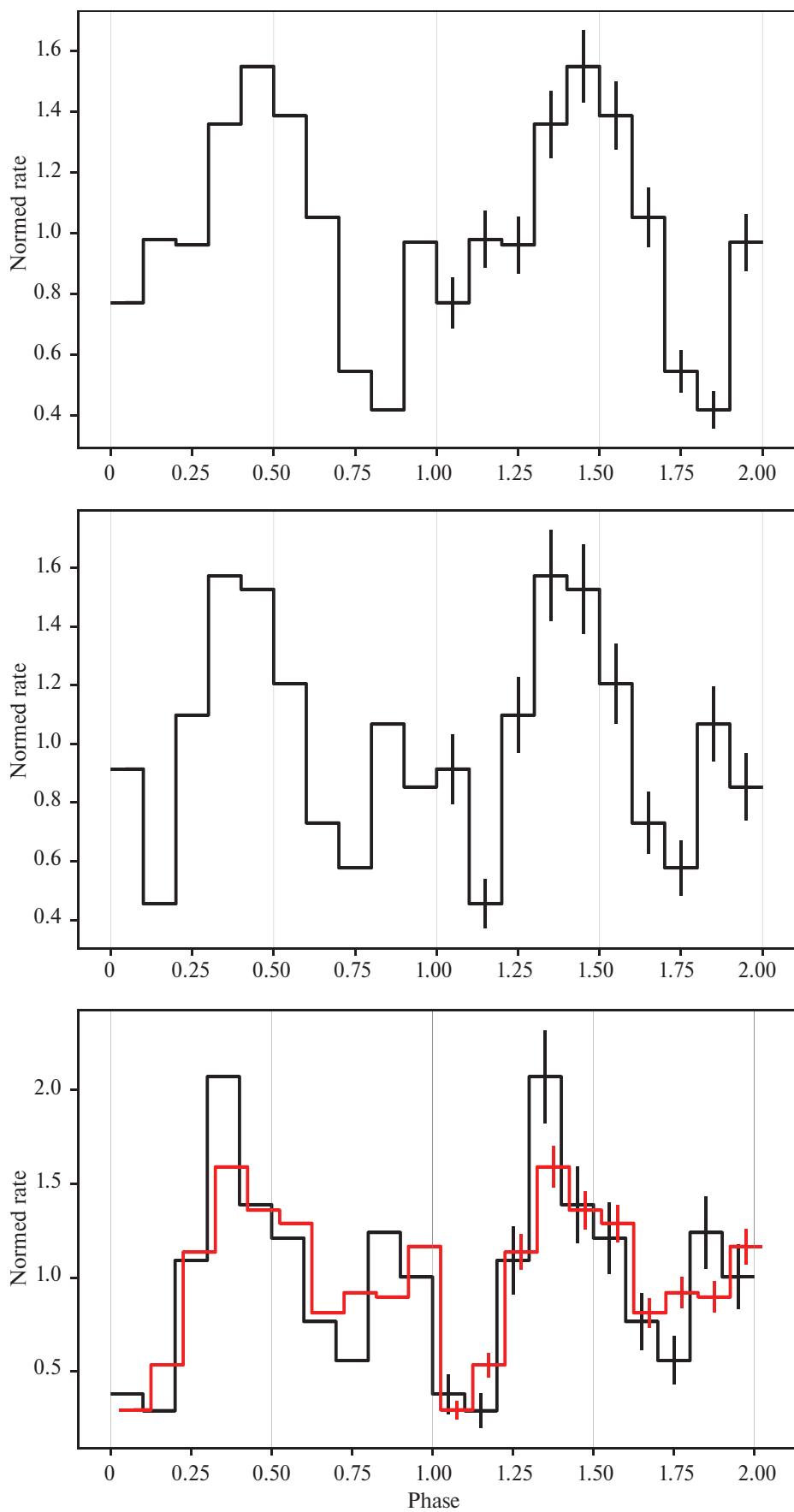
## СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Чтобы определить светимость, которую имел источник в наших наблюдениях, мы исследовали его рентгеновские спектры.

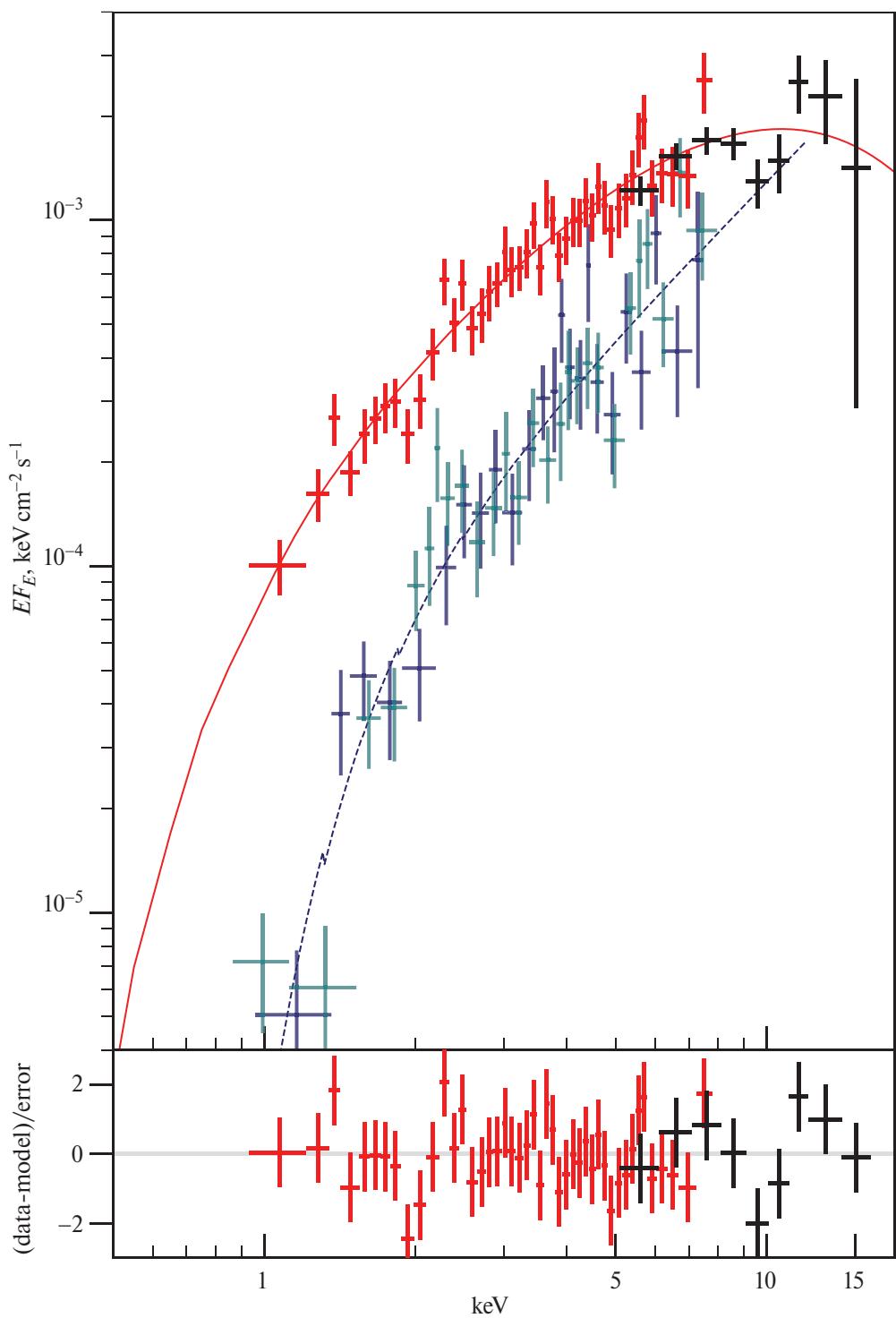
Учитывая небольшую фотонную статистику, для аппроксимации спектров мы выбрали простую феноменологическую модель из трех компонент, где первая компонента отвечает за межзвездное поглощение на веществе нашей Галактики, вторая — за локальное поглощение в источнике, а третья соответствует континууму, описываемому степенным законом с экспоненциальным завалом на высоких энергиях —  $tbabs*tbfeo*cutoffpl$  в терминах XSPEC. Толща нейтрального водорода в нашей Галактике в направлении на источник была взята равной  $10^{21}$  см<sup>-2</sup> (Коллаборация NI4PI, 2016). Поскольку металличность в БМО существенно отличается от солнечной, при моделировании локального поглощения, следя работе Дуччи и др. (2019), мы приняли обилия для кислорода и железа равными 0.33 и 0.38 соответственно.



**Рис. 1.** Сверху: периодограмма первого наблюдения ART-XC в 2024 г. (4–10 кэВ). Красной штриховой линией указан период вращения НЗ, пунктирными линиями – субгармоника и гармоники. Снизу: участок периодограммы вблизи периода пульсаций, построенный для второго наблюдения ART-XC (4–10 кэВ, черным), наблюдения XMM-Newton (0.2–10 кэВ, красным) и наблюдения Chandra (0.5–10 кэВ, синим).



**Рис. 2.** Профиль импульса RX J0535.0-6700 из наблюдений разных телескопов. *Сверху:* ART-XC. 4–10 кэВ, *посередине:* XMM-Newton, 0.5–10 кэВ, *снизу:* Chandra 0.5–2 кэВ (показана черным) и 2–10 кэВ (красным).



**Рис. 3.** Рентгеновские спектры, набранные в 2024 г. телескопами Chandra (красным) и ART-XC (черным, значения потока домножены на коэффициент  $\approx 5$ , полученный из фитирования) и их невязки. Темно-синими и бирюзовыми точками показан спектр XMM-Newton от 2002 г.

Несмотря на простоту принятой спектральной модели, надежно определить ее параметры по узкополосным спектрам достаточно сложно из-за сильно-го вырождения параметров. Поэтому мы решили одновременно использовать данные Chandra и первых двух наблюдений ART-XC, набранные в 2024 г. Спектры этих двух наблюдений ART-XC похожи по форме, а темп счета в диапазоне 4–12 кэВ отличается менее, чем на 10%. Поток в наблюдении Chandra был примерно в 5 раз выше, для учета этой разности при фитировании вводилась мультиплексивная постоянная. Полученный широкополосный спектр (0.8–16 кэВ) приведен на рис. 3 черными (ART-XC) и красными (Chandra) крестами. Расширенный энергетический диапазон позволил нам измерить величину локального поглощения  $N_{\text{H,loc}} = 2.8^{+7.5}_{-2.1} \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$  (здесь и далее ошибки на спектральные параметры приведены на уровне 90% доверительного интервала), наклон степенного закона  $\Gamma = 0.23^{+0.52}_{-0.17}$  и энергию завала  $E_{\text{cut}} = 6.0^{+7.2}_{-1.2} \text{ кэВ}$ .

По полученным параметрам были оценены болометрические светимости в диапазоне 0.1–30 кэВ для всех наблюдений ART-XC и Chandra за 2023–2024 гг. Как показано на рис. 4, за два года светимость RX J0535.0-6700 возросла от  $4 \times 10^{34} \text{ эрг с}^{-1}$  до  $2 \times 10^{36} \text{ эрг с}^{-1}$ , однако этот рост не был строго монотонным и сопровождался переменностью на масштабах недель.

Интересно отметить, что спектр, полученный XMM-Newton в 2002 г., можно описать подобной моделью с зафиксированным локальным поглощением ( $N_{\text{H,loc}} = 2.8 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ ), но в таком случае получаются нефизичные параметры континуума — очень жесткий степенной наклон  $\Gamma \lesssim -1.5$  и низкая энергия завала — около 3 кэВ. Можно описать спектр и моделью чернотельного излучения с температурой  $kT \approx 2 \text{ кэВ}$  и характерным размером излучающей области  $R \approx 500 \text{ м}$ , при этом светимость источника оказывается около  $3 \times 10^{35} \text{ эрг с}^{-1}$ . Подобные горячие области наблюдаются в спектрах аккрецирующих рентгеновских пульсаров с массивными компаньонами, но при существенно больших светимостях, обычно выше  $10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$  (Муштуков и Цыганков, 2022). Однако, позволив локальному поглощению варьироваться, спектр удается описать исходной моделью со степенным законом, при этом фотонный индекс оказывается достаточно типичным  $\Gamma = 0.49^{+0.47}_{-0.25}$ , а толща локального вещества большой  $N_{\text{H,loc}} = 23.5^{+17.0}_{-7.1} \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ , энергию завала в спектре значимо измерить не удается. Аппроксимация спектров MOS1/MOS2 этой моделью показана на рис. 3 темно-синей пунктирной линией. Для такого жесткого спектра невозможно получить надежную оценку болометрической светимости. Однако, зная светимость в мягком рентгеновском диапазоне  $L_{0.1-10 \text{ keV}} \approx 4 \times 10^{35} \text{ эрг с}^{-1}$  и предполагая, что типичная болометрическая поправка невелика (так,

для широкополосного спектра ART-XC/Chandra эта поправка была равна  $L_{0.1-30 \text{ keV}}/L_{0.1-10 \text{ keV}} \approx 1.7$ ), можно предположить, что болометрическая светимость RX J0535.0-6700 в 2002 г. была на уровне  $\approx 10^{36} \text{ эрг с}^{-1}$ .

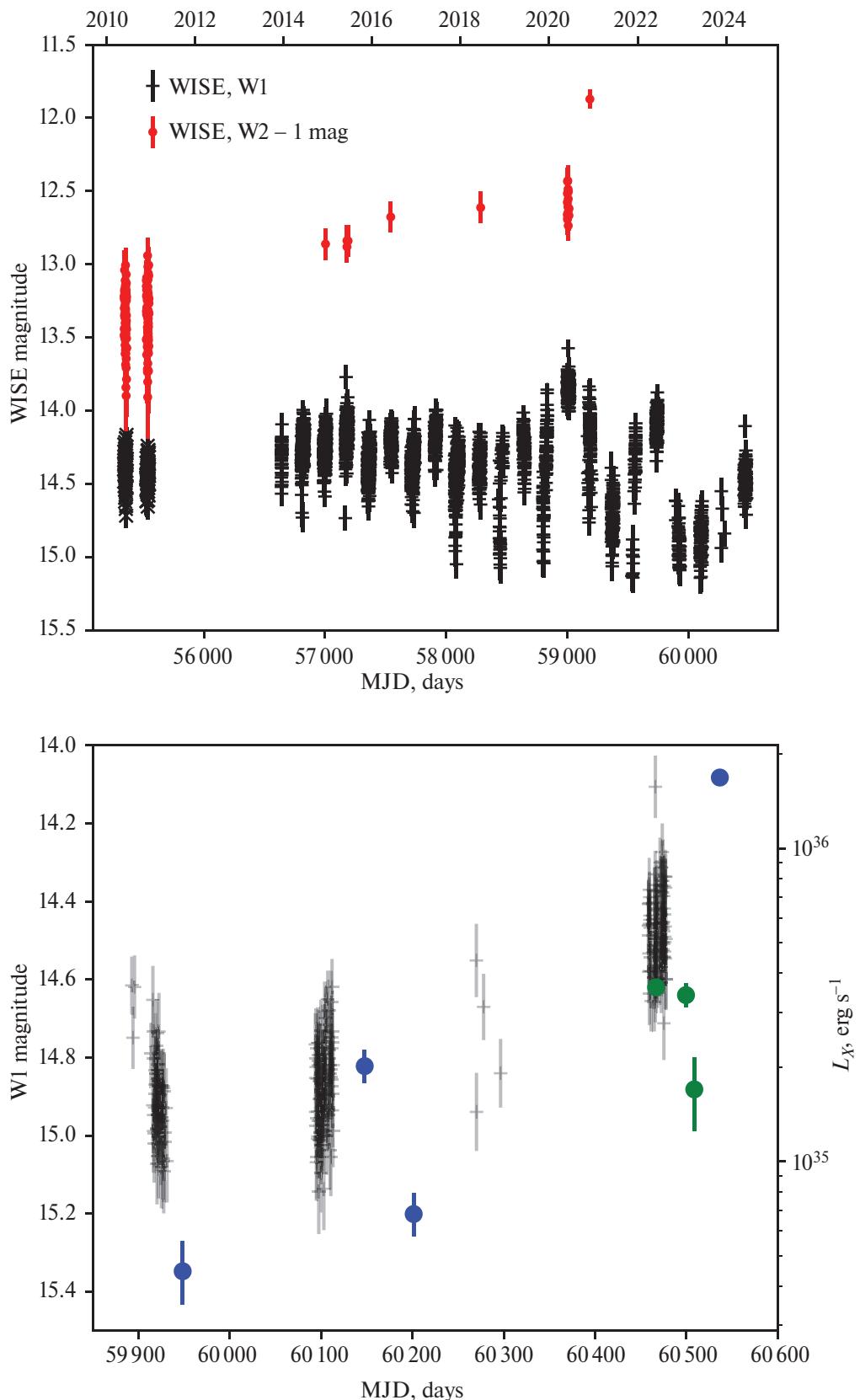
RX J0535.0-6700 также попадал в поле зрения телескопа XMM-Newton несколько раз в течение мая–июня 2018 г., однако не был детектирован. Мы получили  $2\sigma$  верхние пределы на его поток с помощью специализированного сервиса (XMM-Newton Science Archive upper limit server, Руиз и др., 2022), характерное значение верхнего предела составило  $\approx 3 \times 10^{-14} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  в диапазоне 0.2–12 кэВ, что соответствует светимости в  $\approx 10^{34} \text{ эрг с}^{-1}$  в предположении, что форма спектра была такой же, как в 2024 г.

## ОБСУЖДЕНИЕ

Долговременная переменность рентгеновской светимости в Ве-системах, подобная наблюдающейся в RX J0535.0-6700, может быть связана с секулярной эволюцией декреционного диска (Вишневский и др., 2010). Мы использовали публично доступные данные космического ИК-телескопа WISE (Райт и др., 2010; Майнцер и др., 2014), чтобы проверить наличие характерной переменности “ярче-краснее”, связанной с изменением размера декреционного диска. Кривая блеска в фильтрах W1 и W2 приведена на рис. 4. К сожалению, количество данных в фильтре W2 недостаточно для каких-то конкретных заключений о состоянии декреционного диска в 2023–2024 гг., однако видно, что с 2010 г. блеск в W2 вырос от 14.5 до 13 зв. величины, при этом блеск в W1 вырос на 1 величину. Кроме того, после 2019 г. наблюдается изменение характера переменности на масштабах месяцев. Все это может указывать на процессы, происходящие в декреционном диске, дальнейшие спектроскопические наблюдения необходимы, чтобы подтвердить эти подозрения.

Следует отметить, что на диаграмме Корбета (Корбет, 1986)  $P_{\text{orb}} - P_s$  RX J0535.0-6700 попадает в основное сгущение Ве-систем (см. обновленные версии диаграммы Гребенев, 2010; Кречмар и др., 2019), если предположить, что наблюдавшийся период в 241 день (Рейд и др., 1988) действительно является орбитальным.

Стабильность наблюдаемого периода вращения НЗ за последние более чем двадцать лет позволяет предположить, что он близок к равновесному значению. Предполагая, что средний темп акреции в RX J0535.0-6700 составляет  $\langle \dot{M} \rangle \approx 2 \times 10^{-11} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ , что соответствует средней светимости  $\langle L_X \rangle \approx 10^{35} \text{ эрг с}^{-1}$ , можно получить грубую оценку на напряженность магнитного поля НЗ по формуле (9) из работы Бильдстен и др. (1997):  $B \approx 5 \times 10^{12} \text{ Гс}$ . Такой напряженности магнитного поля недостаточно для того, чтобы в системе наблюдался эффект “пропеллера” (Илларионов и Сюняев, 1975),



**Рис. 4.** Вверху: кривая блеска RX J0535.0-6700 в ИК-диапазоне за 2010–2024 гг. в фильтрах WISE W1 (показаны черным) и WISE W2 (красным, для наглядности значения уменьшены на 1 зв. величину), внизу: часть ИК-кривой блеска и изменение болометрической светимости RX J0535.0-6700 по наблюдениям ART-XC и Chandra (зеленые и синие точки соответственно).

даже на низких светимостях может продолжаться акреция из холодного диска (Цыганков и др., 2017). Таким образом можно объяснить и длительное состояние с низкой светимостью ( $L_X \approx 3 \times 10^{35}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ ), наблюдавшееся ART-XC и не характерное для типичной переменности BeXRB.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами были обнаружены когерентные пульсации рентгеновского потока с периодом в 106.2 с от RX J0535.0-6700 — BeXRB, расположенной в БМО, что позволило измерить частоту вращения нейтронной звезды в этой системе. Пульсации были обнаружены в данных ART-XC, а также в архивных наблюдениях обсерваторий XMM-Newton и Chandra, выполненных в различные эпохи, при этом период за время наблюдений ( $>20$  лет) сильно не изменился. Доля пульсирующего излучения оказалась большой (выше 50%) во всех наблюдениях.

Рентгеновский спектр источника характерен для акрецирующих пульсаров в массивных рентгеновских двойных системах и может быть описан моделью степенного закона с экспоненциальным завалом и поглощением. Величина локального поглощения сильно изменилась между 2002 и 2024 гг., однако необходимо отметить, что точное измерение  $N_{\text{H, loc}}$  по отдельным спектрам, набранным только в мягком рентгеновском диапазоне (0.5–10 кэВ), затруднено; для надежного измерения параметров спектра необходимы широкополосные наблюдения.

У B0Ve звезды — оптического компаньона RX J0535.0-6700 — была обнаружена сильная переменность в ИК-диапазоне, которая может указывать на эволюцию декреционного диска.

Таким образом, все полученные нами данные подтверждают, что RX J0535.0-6700 — 28-й известный акрецирующий рентгеновский пульсар в Большом Магеллановом Облаке (Хаберл и др., 2023).

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

В работе использованы данные полученные из Архива данных Chandra, который поддерживается Chandra X-ray Center (CXC). Работа частично основана на данных, полученных XMM-Newton, научной

миссией ESA, созданной при прямом финансировании государств-членов ESA и NASA.

Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки РФ № 075-15-2024-647.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Антониу и Зезас (V. Antoniou and A. Zezas), MNRAS **459(1)**, 528 (2016).
2. Арно и др. (K. Arnaud, B. Dorman and C. Gordon), XSPEC: An X-ray spectral fitting package, Astrophysics Source Code Library, record ascl:9910.005 (1999).
3. Бельчинский и Циолковский (K. Belczynski and J. Ziółkowski), Astrophys. J. **707(2)**, 870 (2009).
4. Буччери и др. (R. Buccieri, K. Bennett, G.F. Bignami, J.B.G.M. Bloemen, V. Boriakoff, P.A. Caraveo, et al.), Astron. Astrophys. **128**, 245 (1983).
5. Вайскопф и др. (M.C. Weisskopf, H.D. Tananbaum, L.P. Van Speybroeck, and S.L. O’Dell), Chandra X-ray Observatory (CXO): overview, volume 4012 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 2–16 (2000).
6. Вахтер и др. (K. Wachter, R. Leach, and E. Kellogg), Astrophys. J. **230**, 274 (1979).
7. Вишневский и др. (J.P. Wisniewski, Z.H. Draper, K.S. Bjorkman, M.R. Meade, J.E. Bjorkman, and A.F. Kowalski), Astrophys. J. **709(2)**, 1306 (2010).
8. Гребенев (S. A. Grebenev), arXiv e-prints, arXiv:1004.0293 (2010).
9. Дуччи и др. (L. Ducci, S. Mereghetti and A. Santangelo), Astrophys. J. Lett. **881(1)**, L17 (2019).
10. Илларионов и Суняев (A.F. Illarionov and R.A. Sunyaev), Astron. Astrophys. **39**, 185 (1975).
11. Йенсен и др. (F. Jansen, D. Lumb, B. Altieri, J. Clavel, M. Ehle, C. Erd, et al.), Astron. Astrophys. **365**, L1 (2001).
12. Киннеа и др. (J.A. Kennea, M.J. Coe, P.A. Evans, J. Waters, and R.E. Jasko), Astrophys. J. **868(1)**, 47 (2018).
13. Коллаборация HI4PI (HI4PI Collaboration, N. Ben Bekhti, L. Floer, R. Keller, J. Kerp, D. Lenz, et al.), Astron. Astrophys. **594**, A116 (2016).
14. Корбет (R.H.D. Corbet), MNRAS **220**, 1047 (1986).
15. Кречмар и др. (P. Kretschmar, F. Furst, L. Sidoli, E. Bozzo, J. Alfonso-Garzón, A. Bodaghee, et al.), New Astron. Rev. **86**, 101546 (2019).
16. Лихи и др. (D.A. Leahy, W. Darbro, R.F. Elsner, M.C. Weisskopf, P.G. Sutherland, S. Kahn, and J.E. Grindlay), Astrophys. J. **266**, 160 (1983).
17. Майнцер и др. (A. Mainzer, J. Bauer, R.M. Cutri, T. Grav, J. Masiero, R. Beck, et al.), Astrophys. J. **792(1)**, 30 (2014).
18. Мереминский и др. (I.A. Mereminskiy, A.A. Mushtukov, A.A. Lutovinov, S.S. Tsygankov, A.N. Semena, S.V. Molkov, and A.E. Shtykovsky), Astron. Astrophys. **661**, A33 (2022).
19. Муштуков и Цыганков (A. Mushtukov and S. Tsygankov), arXiv e-prints, arXiv:2204.14185 (2022).
20. Негуэрела и Ко (I. Negueruela and M.J. Coe), Astron. Astrophys. **385**, 517 (2002).
21. Оказаки и Негуэрела (A.T. Okazaki and I. Negueruela), Astron. Astrophys. **377**, 161 (2001).

22. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, A. Tkachenko, V. Levin, N. Alexandrovich, V. Arefiev, V. Babyshkin, et al.), *Astron. Astrophys.* **650**, A42 (2021).
23. Петржинский и др. (G. Pietrzynski, D. Graczyk, A. Gallenne, W. Gieren, I.B. Thompson, B. Pilecki, et al.), *Nature* **567(7747)**, 200 (2019).
24. Пфайль и др. (E. Pfahl, S. Rappaport, P. Podsiadlowski, and H. Spruit), *Astrophys. J.* **574(1)**, 364 (2002).
25. Райт и др. (E.L. Wright, P.R.M. Eisenhardt, A.K. Mainzer, M.E. Ressler, R.M. Cutri, T. Jarrett, et al.), *Astron. J.* **140(6)**, 1868 (2010).
26. Рейг (P. Reig), *Astrophys. and Space Sci.* **332(1)**, 1 (2011).
27. Рейд и др. (N. Reid, I.S. Glass and R.M. Catchpole), *MNRAS* **232**, 53 (1988).
28. Рикельме и др. (M.S. Riquelme, J.M. Torrejón, and I. Negueruela), *Astron. Astrophys.* **539**, A114 (2012).
29. Руиз и др. (A. Ruiz, A. Georgakakis, S. Gerakakis, R. Saxton, P. Kretschmar, A. Akylas, and I. Georgantopoulos), *MNRAS* **511(3)**, 4265 (2022).
30. Сидоли и Паизис (L. Sidoli and A. Paizis), *MNRAS* **481(2)**, 2779 (2018).
31. Стейвели-Смит и др. (L. Staveley-Smith, S. Kim, M.R. Calabretta, R.F. Haynes, and M.J. Kesteven), *MNRAS* **339(1)**, 87 (2003).
32. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A132 (2021).
33. Трюмпер (J. Truemper), *Adv. Space Res.* **2(4)**, 241 (1982).
34. Фрушионе и др. (A. Fruscione, J.C. McDowell, G.E. Allen, N.S. Brickhouse, D.J. Burke, J.E. Davis, et al.), in D.R. Silva and R.E. Doxsey, editors, *Observatory Operations: Strategies, Processes, and Systems*, volume 6270 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 62701V (2006).
35. Хаберль и Питш (F. Haberl and W. Pietsch), *Astron. Astrophys.* **344**, 521 (1999).
36. Хаберль и др. (F. Haberl, C. Maitra, D. Kaltenbrunner, D. Buckley, I. Monageng, A. Udalski, et al.), *Astron. Astrophys.* **671**, A90 (2023).
37. Харт (J.D. Hart), *Journal of Statistical Computation and Simulation* **21(2)**, 95 (1985).
38. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, V. Doroshenko, P.K. Abolmasov, A.A. Lutovinov, and J. Poutanen), *Astron. Astrophys.* **608**, A17 (2017).
39. Штыковский и Гильфанов (P. Shtykovskiy and M. Gilfanov), *Astron. Astrophys.* **431**, 597 (2005).

# Не-ЛТР АНАЛИЗ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА А-В ЗВЕЗД ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ. III. КРИТЕРИИ НОРМАЛЬНОЙ ЗВЕЗДЫ

© 2025 г. А. М. Романовская<sup>1\*</sup>, Т. А. Рябчикова<sup>1</sup>, Л. И. Машонкина<sup>1</sup>,  
Т. М. Ситникова<sup>1</sup>, Н. Серебрякова<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Лёвенский католический университет, Лёвен, Бельгия

Поступила в редакцию 17.01.2025 г.

После доработки 11.02.2025 г.; принята к публикации 04.03.2025 г.

Определены фундаментальные параметры (эффективная температура  $T_{\text{eff}}$ , поверхностное ускорение силы тяжести и радиус) и химический состав для шести звезд спектральных классов A–B: HD 186689 ( $\nu$  Aql), HD 58142 (21 Lyn), HD 145788, HD 192907 (κ Сер), HD 85504 (7 Sex) и HD 38899 (134 Tau) на основе анализа спектров высокого разрешения и спектрофотометрических наблюдений. Содержание химических элементов определено в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР) для 25 элементов от Li до Nd и для 18 из них – с учетом отклонений от ЛТР (не-ЛТР). У  $\nu$  Aql, 21 Lyn и κ Сер, которые в литературе относятся к нормальным звездам, не-ЛТР содержание элементов от Не до Fe, действительно, согласуется с солнечными значениями в пределах 0.1 dex, но наблюдаются избытки Co, Ni, Zn, Sr, Y, Zr, Ba относительно солнечного содержания, и их величина коррелирует с  $T_{\text{eff}}$  звезды. Таким образом, подтверждена температурная зависимость избытков Zn, Sr, Y, Zr, Ba, обнаруженная в наших предыдущих работах для нормальных звезд, и впервые найдена аналогичная зависимость для Co и Ni. HD 145788 с общим избытком элементов группы железа 0.17 dex находится на начальной стадии превращения в Am-звезды. Профили линий в спектрах 7 Sex и 134 Tau свидетельствуют о том, что это быстровращающиеся звезды, видимые с полюса, и их анализ требует использования методов, учитывающих несферичность звезды.

**Ключевые слова:** нормальные звезды, спектроскопия, химический состав, спектральное распределение энергии.

DOI: 10.31857/S0320010825010022, EDN: LEOVOV

## ВВЕДЕНИЕ

Химические аномалии представляют большой интерес для изучения и понимания физики процессов в звездах. Звезды наследуют химический состав области своего образования, однако в ходе эволюции в атмосферах звезд могут возникать отклонения в содержании химических элементов от первоначального (аномалии). Предполагается, что происхождение аномалий в атмосферах звезд Главной Последовательности (ГП) с малыми скоростями вращения  $V < 120 \text{ км с}^{-1}$  (Абт, 2000) связано с процессами атомной диффузии (Мишо, 1970; Ватсон, 1970). В атмосферах звезд происходит дрейф элемента по глубине под совместным действием силы радиационного давления и силы тяжести. Тurbulentное перемешивание и потеря массы с постоянной скоростью могут уменьшить аномалии элементов. Существуют A–B звезды с различными типами химических аномалий, такие как магнитные Ap (SiSrCrEu) и немагнитные более горячие (Hg–Mn) звезды, звезды с усиленными линиями металлов (Am) и, наоборот, с ослабленными линиями металлов (ти-

па  $\lambda$  Boo). Нет четкого критерия определения нормальных A-звезд, но считается, что эти звезды показывают близкие к солнечным значениям содержания химических элементов от легких до элементов железного пика в пределах ошибок определения (см., например, Ройер и др., 2014).

В работе Абта (2009) было высказано предположение, что медленно вращающиеся нормальные A-звезды являются молодыми объектами без химических аномалий, которые впоследствии станут звездами Am или Ap. Причем звезды спектральных классов A0–A3 IV и V могут стать Ap(SrCrEu) после некоторого времени на Главной Последовательности, а A4–F1 IV и V в составе двойных систем с орбитальными периодами 2–10 дней – Am-звездами, поскольку скорости вращения уменьшены приливными взаимодействиями.

Для понимания механизмов образования аномалий содержания химических элементов необходимы точные определения содержания элементов от легких до редкоземельных элементов для каждой группы химически-пекулярных звезд. Модели внутреннего строения и эволюции звезд зависят

\*Электронный адрес: annarom@inasan.ru

от непрозрачности и требуют точных определений химического состава. Для того чтобы сделать однозначные выводы о различиях в содержаниях между нормальными А-звездами и Солнцем, а также между нормальными и Am-звездами, необходимо рассмотреть формирование спектральных линий. Однако почти все исследования содержаний А-В звезд проводились в рамках предположения о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР, LTE – local thermodynamic equilibrium), за исключением отдельных звезд или отдельных химических элементов. Учет отклонений от локального термодинамического равновесия (не-ЛТР, NLTE) является более физически реалистичным подходом при анализе формирования спектров звезд.

В работах Машонкиной и др. (2020) и Романовской и др. (2023) проводилось исследование спектров А-В звезд с узкими линиями для 26 химических элементов, причем для 18 из них – с учетом отклонения от локального термодинамического равновесия. Показано, что у нормальных А-звезд с учетом не-ЛТР эффектов уменьшается разброс в содержаниях химических элементов от He до Ni до  $\pm 0.15$  dex относительно солнечного содержания. Также были обнаружены избытки содержания элементов Zn, Sr, Y, Zr, Ba и зависимость этих избытоков от эффективной температуры с максимумом в области 10 000 К. Машонкина и Фадеев (2024) показали, что в нормальных звездах содержание Ca и Sc с учетом положительных не-ЛТР поправок может отличаться на  $\pm 0.20$  dex от солнечного значения.

Целью работы является расширение выборки нормальных А-В звезд с надежно определенным содержанием химических элементов. Это особенно необходимо для уточнения зависимости содержания тяжелых элементов (Zn, Sr, Y, Zr, Ba) от эффективной температуры у нормальных звезд, поскольку в предыдущих статьях отсутствуют данные в диапазонах 8000–9000 К и 9500–12 000 К.

Статья организована следующим образом. Выбор звезд исследования и источники наблюдений представлены в разделе 1. Определение параметров атмосфер описано в разделе 2. Анализ химического состава и обсуждение полученных результатов представлены в разделе 3. В разделе 4 описано заключение.

## 1. ЗВЕЗДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И НАБЛЮДЕНИЯ

### 1.1. Выборка звезд

В новую выборку звезд вошли медленно вращающиеся звезды с узкими линиями с эффективными температурами 8000–10 700 К. Литературные данные о фундаментальных параметрах звезд (эффективная температура  $T_{\text{eff}}$ , логарифм ускорения силы тяжести  $\log g$  и металличность  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ) представлены в табл. 1.

HD 186689 (v Aql) по каталогу Каули и др. (1969) относится к спектральному классу A3IV. Химический

состав был впервые получен в работе Эрспамера и Норта (2003) и указывает на принадлежность к нормальным А-звездам.

HD 58142 (21 Lyn) является звездой спектрального класса A1V по каталогу Каули и др. (1969). В работе Адельмана (1994) было показано, что в атмосфере HD 58142 содержание химических элементов увеличивается с ростом атомного номера, указывающее на принадлежность звезды к спектральному классу Am. Однако Ройер и др. (2014) показали, что звезда относится скорее к нормальным А-звездам, чем к Am.

HD 145788 принадлежит к спектральному классу A1 Si по каталогу Ренсона и Манфруа (2009). Содержание химических элементов для звезды впервые было определено в работе Фоскати и др. (2009). Было показано, что звезда имеет химический состав, похожий на Am-звезды, однако отсутствует дефицит CNO и Sc. Поэтому авторы этой работы предположили, что звезда не относится к Am и могла образоваться в облаке с высокой металличностью. В выборке звезд из работы Ройера и др. (2014) она имеет наименьшую скорость вращения  $v_{\text{e}} \sin i$  и относится к нормальным А-звездам.

HD 85504 (7 Sex) имеет спектральный класс A1 Mn по каталогу Ренсона и Манфруа (2009). Адельман и Пинтадо (1997) показали, что звезда имеет повышенное содержание металлов по сравнению с другими нормальными звездами с аналогичной  $T_{\text{eff}}$ . Ройер и др. (2014) относят ее к нормальным А-звездам.

HD 192907 (κ Сер) является звездой спектрального класса B9 III и является нормальной звездой по каталогу Каули и др. (1969). Химический состав приведен в работе Адельмана и др. (2011), где подтверждается принадлежность к Сер к нормальным А-звездам.

HD 38899 (134 Tau) относится к нормальным звездам позднего спектрального класса B9.5 V по каталогу Каули и др. (1969). Содержание химических элементов приводится в работе Адельмана (1991) и подтверждает принадлежность к нормальным звездам.

### 1.2. Наблюдения

Спектры высокого разрешения для звезд выборки были взяты из архивов следующих спектрографов: ELODIE<sup>1</sup> и SOPHIE<sup>2</sup>, установленных на 1.93-м телескопе Обсерватории Верхнего Прованса. Наблюдения проводились с 1993 по 2006 г. и с 2006 г. соответственно (разрешающая сила  $R = \lambda/\delta\lambda = 42\,000$ , в диапазоне 4000–6800 Å;  $R = 75\,000$  в моде HR, 3872–3955 Å); HARPS<sup>3</sup> (High Accuracy Radial velocity Planet Searcher), установленном на 3.6-м телескопе обсерватории Ла-Силья в Чили ( $R = 115\,000$ , 3782–6907 Å); ESPaDOnS<sup>4</sup> (Echelle SpectroPolarimetric

<sup>1</sup><http://atlas.obs-hp.fr/elodie/>

<sup>2</sup><http://atlas.obs-hp.fr/sophie/>

<sup>3</sup><https://archive.eso.org/scienceportal/home/>

<sup>4</sup><https://www.cadc-ccda.hia-iha.nrc-cnrc.gc.ca/en/cfht/>

Таблица 1. Фундаментальные параметры исследуемых звезд из литературы

Звезда	$T_{\text{eff}}$	$\log g$	[Fe/H]	Ссылка
$\nu$ Aql	7906	4.21	−0.050	Эрспамер и Норт (2003)
	7700	3.70	−0.300	Гебран и др. (2016)
	8166			Зорес и Ройер (2012)
21 Lyn	9532	3.74		Адельман (1994)
	9520	3.79	−0.004	Ройер и др. (2014)
	10000	3.80	0.000	Гебран и др. (2016)
	9462			Зорес и Ройер (2012)
	9384	3.74		Такеда (2021)
HD 145788	9600			Глаголевский (1994)
	9750	3.70	0.460	Фоссати и др. (2009)
	9594			Зорес и Ройер (2012)
	9410	3.73	−0.137	Ройер и др. (2014)
$\kappa$ Сер	10350	3.65	−0.050	Смит и Дворецкий (1993)
	10340	3.64	−0.050	Адельман и др. (2002)
	10675	3.65	−0.050	Сенарро и др. (2007)
	10444	3.97	−0.180	Прюньель и др. (2011)
	10929	3.94	0.000	Гарсия Перес и др. (2021)
7 Sex	10110	3.61	−0.020	Адельман и Филип (1992)
	10135	3.69	−0.250	Адельман и Пинтадо (2000)
	10000			Зорес и Ройер (2012)
	10200	3.82	0.033	Ройер и др. (2014)
134 Tau	10825	3.88	0.080	Адельман (1991)
	10850	4.10	−0.050	Смит и Дворецкий (1993)
	10750	4.10	0.000	Адельман и др. (2002)
	10520			Зорес и Ройер (2012)
	11160	4.09		Морел и др. (2022)
	10916	3.88	−0.170	Хурихан и др. (2023)

Device for the Observation of Stars at CFHT), установленном на 3.6-м телескопе обсерватории Мауна-Кеа на Гавайях ( $R = 85\,000$ , 3670–10480 Å).

Для 134 Tau использовался спектр, усредненный по 11 наблюдениям в октябре 2023 г., которые были получены одним из соавторов статьи (Н. Серебряковой) со спектрографом HERMES (High-Efficiency and high-Resolution Mercator Echelle Spectrograph, Раскин и др., 2011), установленном на 1.2-м телескопе Меркатор на Канарских островах в Испании ( $R = 85\,000$ , 3750–9000 Å). Калибровка длин волн была проведена по эмиссионному спектру торий-argon-неоновой лампы. Обработка данных наблюдаемых звездных спектров была выполнена с помощью инструментов, описанных в статье Раскина и др. (2011).

Источники наблюдений для каждой звезды со значением отношения сигнала к шуму в области 5550 Å приведены ниже.

- $\nu$  Aql: ELODIE –  $S/N = 285$ .

- 21 Lyn: ELODIE –  $S/N = 395$ .
- HD 145788: HARPS –  $S/N = 130$ .
- 7 Sex: SOPHIE –  $S/N = 295$ .
- $\kappa$  Сер: ESPaDOnS –  $S/N = 315$ .
- 134 Tau: HERMES –  $S/N = 600$ .

Для построения распределения энергии в спектре были использованы фотометрические наблюдения в различных спектральных диапазонах. Спектрофотометрические наблюдения в УФ-диапазоне 1900–3000 Å взяты со спутника TD1 (European Space Research Organisation (ESRO) satellite, Томпсон и др., 1978), который измерял в ультрафиолетовом диапазоне абсолютные потоки в четырех узких полосах с помощью телескопа S2/68. Использованы спектры из архива со спутника IUE (International Ultraviolet Explorer)<sup>5</sup>. В оптическом диапазоне были использова-

<sup>5</sup><http://archive.stsci.edu/iue/>

Таблица 2. Фундаментальные параметры атмосфер для звезд выборки, полученные методами SED и SME

Звезда	$T_{\text{eff}}$ , К	$\log g$	[Fe/H]	$\xi_t$ , км с <sup>-1</sup>	$\xi_{\text{RT}}$ , км с <sup>-1</sup>	$v_e \sin i$ , км с <sup>-1</sup>	$R/R_{\odot}$	$L/L_{\odot}$	Параллакс mas	$E(B - V)$	Метод
v Aql	$8000 \pm 77$	$4.19 \pm 0.17$					$1.59 \pm 0.06$	$0.97 \pm 0.05$	18.88*	0.002**	SED
	$7960 \pm 157$	$4.34 \pm 0.56$	$-0.16 \pm 0.14$	$3.04 \pm 0.58$	0.0	$33.62 \pm 3.79$					SME
21 Lyn	$9555 \pm 27$	3.75					$3.56 \pm 0.09$	$1.98 \pm 0.02$	11.90*	0.020	SED
	$9650 \pm 200$	$3.75 \pm 0.10$	$-0.04 \pm 0.13$	$2.05 \pm 0.55$	0.0	$18.24 \pm 2.35$					SME
HD 145788	$9720 \pm 6$	3.70					$4.13 \pm 0.12$	$2.14 \pm 0.02$	6.06*	0.177***	SED
	$9800 \pm 301$	$3.73 \pm 0.18$	$0.16 \pm 0.19$	$1.70 \pm 0.62$	0.0	$9.34 \pm 1.86$					SME
κ Сер	$10235 \pm 13$	3.70					$4.35 \pm 0.09$	$2.27 \pm 0.02$	10.18*	0.007**	SED
	$10250 \pm 107$	$3.74 \pm 0.04$	$0.01 \pm 0.13$	$0.60 \pm 0.99$	0.0	$24.15 \pm 2.53$					SME
7 Sex	$10000 \pm 11$	$3.74 \pm 0.02$					$4.28 \pm 0.08$	$2.22 \pm 0.01$	4.99*	0.014**	SED
	$10195 \pm 271$	$3.70 \pm 0.13$	$0.28 \pm 0.21$	$1.08 \pm 1.03$	0.0	$25.25 \pm 5.61$					SME
134 Tau	$10610 \pm 10$	$3.89 \pm 0.14$					$2.90 \pm 0.07$	$1.98 \pm 0.02$	11.60*	0.001**	SED
	$10250 \pm 139$	$3.88 \pm 0.05$	$-0.01 \pm 0.18$	$0.45 \pm 1.80$	0.0	$27.29 \pm 4.72$					SME

\*Gaia Collaboration (2020), \*\*Лаллемент и др. (2014), \*\*\*Грин и др. (2018).

ны спектрофотометрические наблюдения из каталога Адельмана и др. (1989), а звездные величины в системе Johnson взяты на сайте Simbad<sup>6</sup> из каталогов Хог и др. (2000) и Дукати (2002). В ближнем инфракрасном диапазоне данные взяты из каталога 2MASS (2Micron All-Sky Survey, Кутри и др., 2003), который содержит обзор всего неба в фильтрах J (1.25 мкм), H (1.65 мкм) и Ks (2.17 мкм). Наблюдения переведены в абсолютные потоки по калибровкам из работы Коэн и др. (2003).

## 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗВЕЗД

Как видно из литературных данных, приведенных в табл. 1, разброс определений  $T_{\text{eff}}$  у одной звезды может достигать 660 К. Поэтому для анализа химического состава для каждой звезды из выборки были определены фундаментальные параметры двумя методами, описание которых приводится ниже.

### 2.1. Спектроскопическое определение с использованием программы SME

Первый метод – определение  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ , металличности ([M/H]), скорости вращения ( $v_e \sin i$ ), микротурбулентной скорости ( $\xi_t$ ) и макротурбулентной скорости ( $\xi_{\text{RT}}$ ) с помощью пакета программ Spectroscopy Made Easy (SME, Пискунов и Валенти, 2017).

Код рассчитывает синтетические спектры в сетках моделей атмосфер в заданных спектральных областях и выполняет подгонку к наблюдаемым спектрам, находя наилучшее решение для подгоняемых параметров. Мы использовали сетку LLmodels (Шуляк и др., 2004). Для подгонки использовалась оптическая область спектра, включая линии водорода, которые чувствительны к вариациям  $T_{\text{eff}}$  и, особенно,  $\log g$  в интересующем нас диапазоне звездных параметров. Используемые спектральные интервалы содержат  $\approx 300$  линий Fe I и Fe II различных энергий возбуждения с эквивалентными ширинами (EW) от 3 до 110 мА. Они участвуют в уточнении  $T_{\text{eff}}$  и  $\log g$ , так как

учитывается ионизационное равновесие (согласие содержания элемента, определенного по линиям разных стадий ионизации), а также в определения  $\xi_t$ . Микротурбулентная скорость определяется путем согласования содержания, полученного по индивидуальным линиям с разной эквивалентной шириной.

Результаты определения параметров атмосфер звезд по анализу наблюдаемых спектров (SME) представлены в табл. 2. Ошибки определения фундаментальных параметров включают ошибки спектральных наблюдений, неопределенности проведения континуума, точность лабораторных измерений атомных параметров спектральных линий, а также ошибки самой процедуры подгонки свободных параметров (ковариационная матрица), которые составляют не более 5 К для  $T_{\text{eff}}$  и 0.01 для  $\log g$ , [Fe/H],  $\xi_t$  и  $v_e \sin i$ .

### 2.2. Фотометрические параметры по спектральному распределению энергии

Второй метод – подгонка теоретического спектрального распределения энергии (SED – Spectral Energy Distribution) к наблюдениям путем варьирования параметров атмосферы из сетки моделей LLmodels, где поглощение в каждой линии рассчитывается с учетом индивидуального химического состава.

При подгонке одновременно могут варьироваться  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ , [Fe/H] и радиус звезды ( $R/R_{\odot}$ ). Однако для предположительно Am-звезды HD 145788 использовался фиксированный химический состав, полученный по методу SME, а для нормальных A-звезд фиксировалось солнечное содержание химических элементов. Также при расчете потоков мы учитываем межзвездное поглощение, поскольку звезды расположены на разных расстояниях (см. табл. 2.). Поправка на межзвездное покраснение применялась согласно кривой экстинкции из работы Фитцпатрика (1999) с  $Av = 3.1 \times E(B - V)$ . Значения  $E(B - V)$  были взяты из карты распределения пыли (Лаллемент и др., 2014):  $0.002 \pm 0.016$  (v Aql),  $0.002 \pm 0.015$  (21 Lyn),  $0.151 \pm 0.023$

<sup>6</sup><https://simbad.cds.unistra.fr/simbad/>

(HD 145788),  $0.007 \pm 0.015$  (к Сеп),  $0.014 \pm 0.017$  (7 Sex) и  $0.001 \pm 0.015$  (134 Tau).

**v Aql.** Для расчета SED использовались фотометрические данные из каталогов TD1, Johnson, 2MASS. Варьировались радиус,  $T_{\text{eff}}$  и  $\log g$ . В результате мы получили значения, близкие к параметрам, полученным по SME. Для дальнейших расчетов использовали модель из SME. Спектральное распределение энергии для звезды представлено на рис. 6.

**21 Lyn.** Для расчета использовались данные наблюдений из каталогов Адельмана, TD1 и 2MASS. Логарифм ускорения свободного падения  $\log g$  был взят из решения SME и зафиксирован на 3.75. Эффективная температура  $T_{\text{eff}}$  для 21 Lyn оказалась отличной от SME на 220 К, что несколько больше ошибки определения температуры по SME  $\pm 200$  К. Увеличение  $E(B - V)$  в пределах ошибок определения позволяет согласовать фотометрическую температуру с той, что получена по SME, в пределах 100 К. На рис. 1а представлены SED для решения SME и SED с увеличенным поглощением.

**HD 145788.** В оптической области были доступны только фотометрические данные Tycho-2, а в УФ- и ИК-областях также использовались данные из каталогов TD1, IUE и 2MASS. Из архива IUE доступны только наблюдения с инструментом SWP (1150–1980 Å). Аналогично 21 Lyn, мы зафиксировали  $\log g$  на значении 3.70.  $T_{\text{eff}}^{\text{SED}}$  с поглощением из карты пыли по Лаллемент (2014) получилась равной 9430 К, что на 370 К меньше, чем  $T_{\text{eff}}^{\text{SME}}$  (табл. 2). Однако звезда является одной из самых удаленных из звезд нашей выборки (165 пк), и есть вероятность, что значение  $E(B - V)$  по Лаллемент (2014) недооценено. По карте пыли из работы Грин и др. (2018) мы получили  $E(B - V) = 0.177$ , что согласуется с увеличенным в пределах ошибки значением из Лаллемент (2014). Расчеты SED с этим значением покраснения и с зафиксированным по решению SME  $\log g = 3.70$  показали хорошее согласие по  $T_{\text{eff}}$ , полученными двумя методами. На рис. 1б приведены расчеты по двум моделям: SME с параметрами модели атмосферы 9800g3.73 и SED с параметрами 9720g3.70.

**к Сеп.** Использовались данные из каталогов: IUE, TD1, Адельмана и 2MASS. При расчете величина  $\log g$  была получена из SME и зафиксирована на значении 3.70. В результате была получена модель атмосферы с параметрами 10235g3.70, что очень хорошо согласуется с решением SME: 10250g3.74. Анализ химического состава был проведен с моделью 10250g3.74. Спектральное распределение энергии для звезды представлено на рис. 7.

Для проверки адекватности выбранной модели атмосферы по решению SME для звезд 21 Lyn и HD 145788, мы построили графики зависимости содержания по отдельным линиям Fe I–II от приведенной эквивалентной ширины и от потенциала возбуждения (рис. 2). В первом случае отсутствие зависимости

сти подтверждает правильность полученной микротурбулентной скорости  $\xi_t$ , а во втором – параметров атмосферы  $T_{\text{eff}}$  и  $\log g$ .

**7 Sex.** Для звезды доступны наблюдения IUE и TD1 в УФ-области, в оптической области – Johnson, и в ИК-области – 2MASS. Несмотря на ограниченное количество данных в оптической области, значения параметров моделей по SED и SME получились близкими в пределах ошибок определений с разницей в  $T_{\text{eff}} = 195$  К: 10000g3.74 и 10195g3.70 соответственно. Спектральное распределение энергии для звезды с двумя моделями атмосфер представлено на рис. 8.

**134 Tau.** Для звезды есть наблюдения из тех же каталогов, что и для к Сеп. Полученная  $T_{\text{eff}}^{\text{SED}} = 10610$  К на 360 К больше, чем  $T_{\text{eff}}^{\text{SME}}$ , при этом  $\log g$ , полученные по двум методам, сходятся с разницей 0.01 dex. Спектральное распределение энергии для звезды с двумя моделями атмосфер представлено на рис. 9.

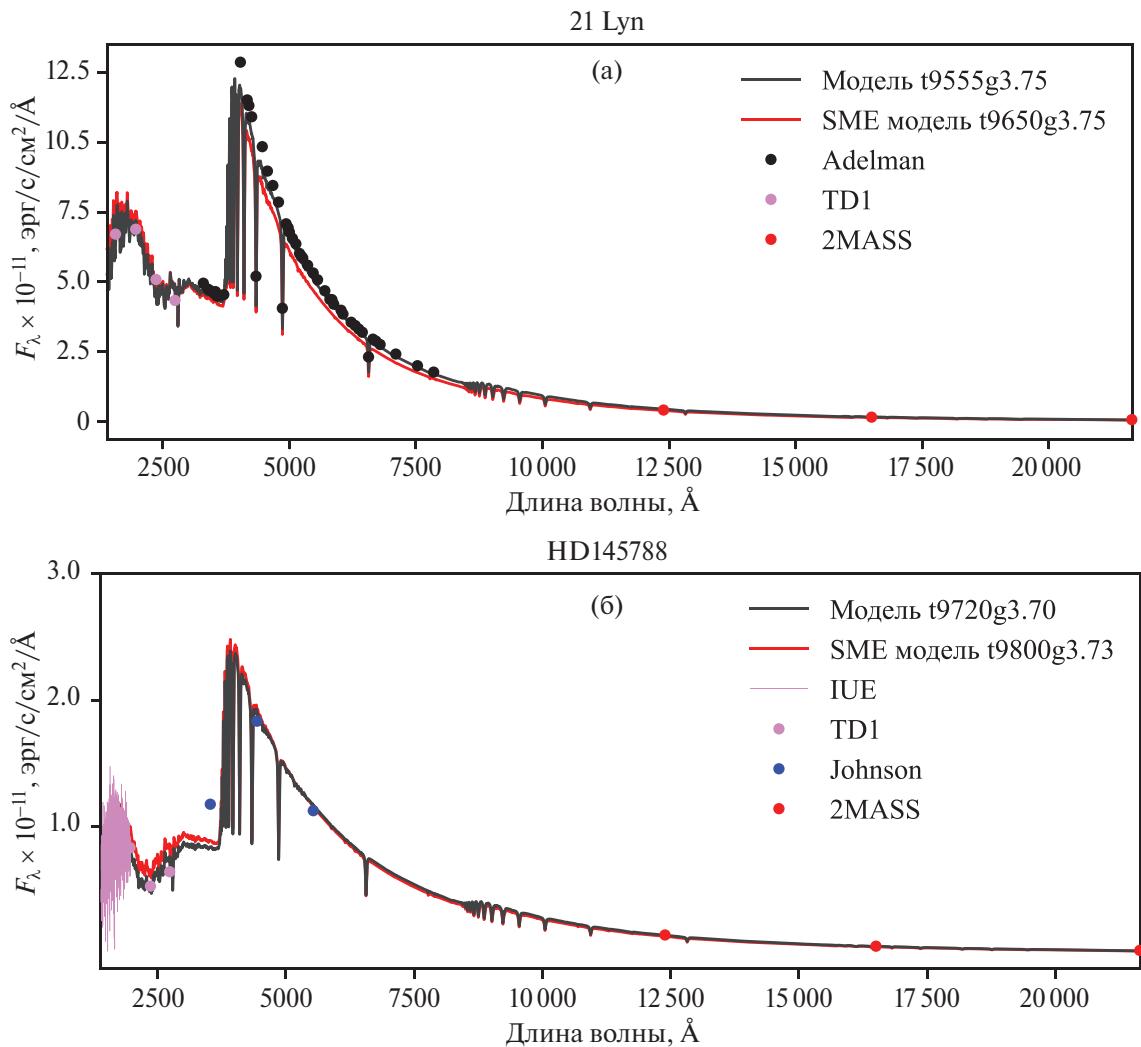
В звездах 7 Sex и 134 Tau форма профилей спектральных линий аналогична наблюдаемым у известной А-звезды Веги, которая является быстровращающейся звездой, наблюдаемой с полюса вращения (Хилл и др., 2010). Сравнение профилей линий в спектрах 134 Tau, 7 Sex и Веги показано на рис. 3. Мы делаем вывод, что 7 Sex и 134 Tau также являются звездами с большой скоростью осевого вращения, наблюдаемыми с полюса. Быстрое вращение изменяет форму звезды от сферически-симметричной к эллипсоидальной, что приводит к неоднородному распределению температуры по поверхности. В таких случаях определение параметров атмосферы и анализ химического состава требуют учета несферичности и неоднородного распределения  $T_{\text{eff}}/\log g$  по поверхности звезды, что планируется провести в ближайшее время. В рамках нашего исследования параметры атмосферы и содержание химических элементов в звездах определялись в приближении сферически-симметричной звезды. Различие в  $T_{\text{eff}}$  между разными методами определения для 134 Tau, вероятно, связано с неоднородностью распределения  $T_{\text{eff}}$  по поверхности звезды.

Результаты определения параметров атмосфер по SED с подобранным поглощением  $E(B - V)$  представлены в табл. 2. Для анализа химического состава для звезд выборки в дальнейшем мы использовали модели с параметрами атмосфер, полученными по спектрскопии (SME).

### 3. СОДЕРЖАНИЕ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

#### 3.1. Методы определения

Определение содержания химических элементов проводилось методом подгонки синтетического профиля спектральной линии к наблюдаемому по программе BinMag6 (Кочухов, 2018), позволяющей варьировать содержание элемента, макротурбулентную скорость, проекцию скорости вращения



**Рис. 1.** Спектральные распределения энергии для 21 Lyn (а) и HD 145788 (б). Черной линией показано распределение энергии, полученное в результате расчетов с подобранным значением  $E(B - V) = 0.177$  и 0.02 соответственно; красной линией представлено спектральное распределение энергии по решению SME.

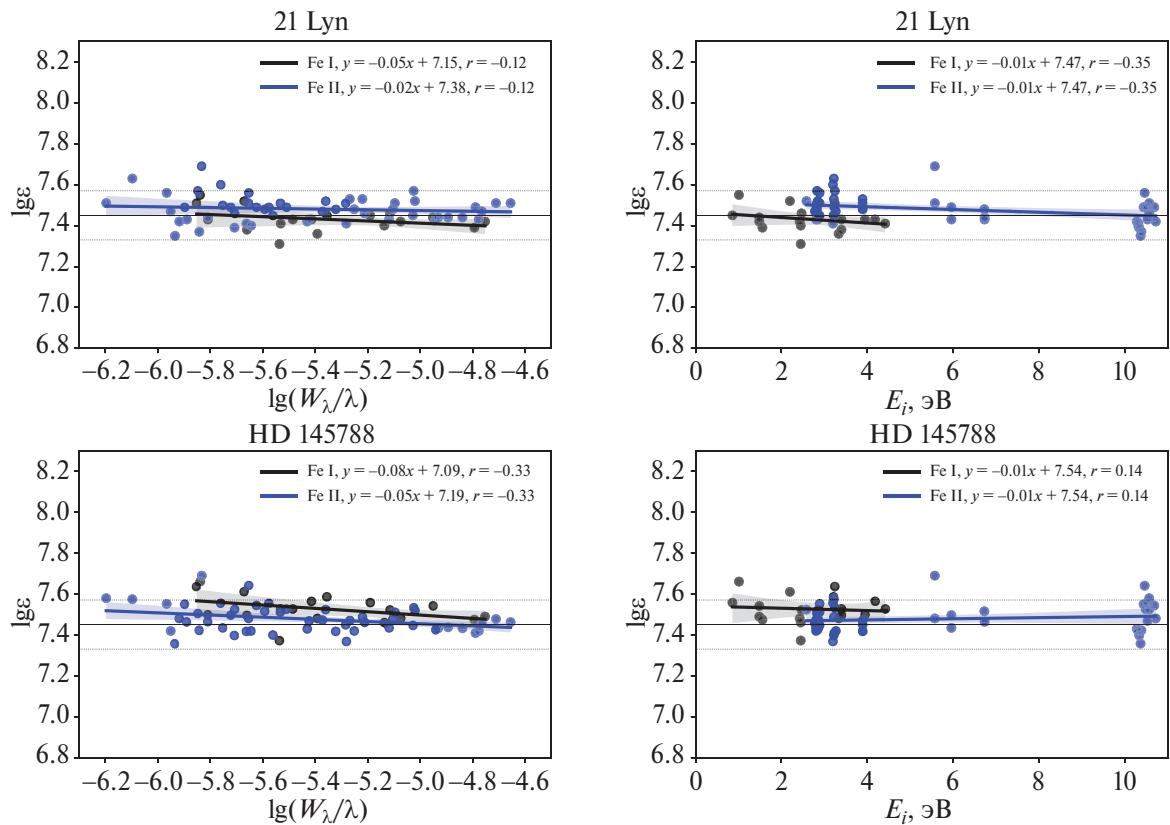
на луч зрения  $v_e \sin i$  и лучевую скорость звезды  $V_r$ . Для элементов до Ва содержания химических элементов получены по линиям нейтральных атомов и первых ионов, а для редкоземельных элементов — по линиям первых и вторых ионов. Синтетические спектры рассчитывались с помощью кода SynthVb (Цымбал и др., 2019), который позволяет получать не только ЛТР, но и не-ЛТР профили исследуемых спектральных линий путем использования  $b$ -факторов (отношение заселенности уровней атомов в не-ЛТР к ЛТР), рассчитанных по программе DETAIL (Батлер и Гиддингс, 1985; Пшибылла и др. 2011).

Содержание элементов приведено в стандартной шкале,  $\log \epsilon = \log(N_{\text{EI}}/N_{\text{H}}) + 12$ , где  $N_{\text{EI}}$  и  $N_{\text{H}}$  — концентрации атомов данного химического элемента и водорода соответственно. Для каждой звезды полный список линий с атомными параметрами и индивидуальными содержаниями доступен онлайн.

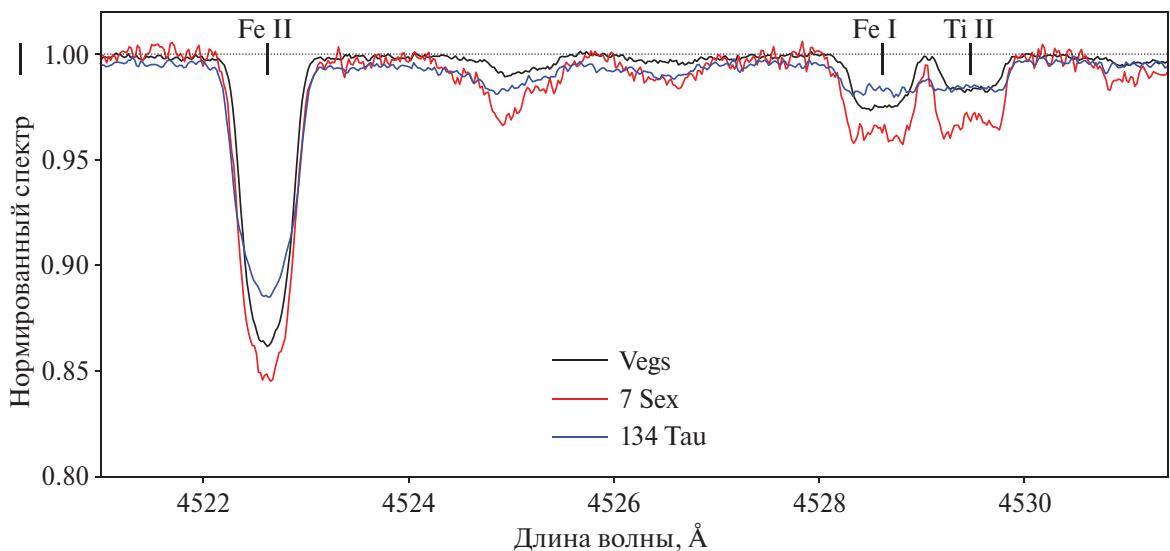
Пример организации списка линий приведен в табл. 3.

### 3.2. Учет не-ЛТР эффектов

Для большей части химических элементов содержание определено как в рамках ЛТР, так и при отказе от предположения ЛТР. Не-ЛТР расчеты для С I-II, N I, O I, Ne I, Na I, Mg I-II, Si I-II, Ca I-II, Sc II, Ti II, Fe I-II, Zn I, Sr II, Y II, Zr II и Ва II выполнены с использованием модифицированной версии кода DETAIL и моделей атомов, разработанных ранее в нашей группе (см. ссылки в статьях Машонкиной и др. (2020) и Романовской и др. (2023), а также работы Машонкиной, 2024; Машонкиной и Рябчиковой, 2024). Отметим, что модель атома Ti I-II усовершенствована путем включения современных данных о возбуждении уровней Ti II электронным ударом из квантово-механических расчетов Таяла и Зацаринного (2020). Эта модификация не привела к существен-



**Рис. 2.** Содержание Fe I (черные точки) и Fe II (синие точки) по отношению к приведенным эквивалентным ширинам  $\log(W_{\lambda}/\lambda)$  и потенциалу ионизации  $E_i$  для звезд 21 Lyn и HD 145788. Содержание Fe на Солнце представлено сплошной горизонтальной линией. Штриховыми линиями указаны различия на  $\pm 0.12$  от солнечного содержания. Величина  $r$  на графиках – коэффициент корреляции Пирсона.



**Рис. 3.** Наблюдаемые нормированные спектры Веги, 134 Tau, 7 Sex в области от 4521 до 4531  $\text{\AA}$ .

Таблица 3. Список линий, использованных для ЛТР и не-ЛТР анализа содержаний для звезд исследования

Ион	Длина волны, Å	$E_i$ , эВ	$\log g f$	Ссылки			Содержание, $\log \epsilon$		
				gf	HFS	IS	$v$ Aql	... ЛТР не-ЛТР	134 Tau ... ЛТР не-ЛТР
He I	4471.4730	20.9641	-0.2780	WSG	-	-	-	-	11.14 -
He I	5875.6150	20.9641	0.4090	WSG	-	-	-	-	11.22 -
...									
Ba II	4554.0319	0.0000	0.1700	MW	BBW/VAHW	WABM	2.10	2.08	2.41 2.74
Ba II	4934.0750	0.0000	-0.1500	MW	BWE-BBW/VAHW	WABM	2.49	2.46	2.44 2.78
Ba II	5853.6742	0.6043	-1.0000	MW	VBDSb/VAHW	VBDS	2.22	2.35	- -
...									

Таблица полностью доступна в текстовом формате в онлайн-журнале. Здесь приведена часть таблицы для ознакомления с ее формой и содержанием. Ссылки на константы HFS приведены для нижнего и верхнего уровней. WSG = Визе и др. (1966); MW = Майлс и Визе (1969); BBW = Бекер и др. (1981); VAHW = Виллема и др. (1993); WABM = Вендт и др. (1984); BWE = Блатт и Верт (1982); VBDSb = ван Хов и др. (1985); VBDS = ван Хов и др. (1982).

ному изменению не-ЛТР поправок для линий Ti II по сравнению с предыдущими расчетами.

Для звезды  $v$  Aql определено содержание лития по линии Li I 6707 Å, которая имеет эквивалентную ширину  $EW = 22.2$  мÅ. Отметим, что линию лития у этой звезды обнаружили Жербальди и др. (1995) в спектре с низким S/N, но измерили меньшую  $EW = 8$  мÅ и содержание лития не определяли. Не-ЛТР расчеты для Li I выполнены с использованием модели атома, построенной Ситновой и др. (2023). Полученное содержание лития  $\log \epsilon(\text{Li}) = 3.30$  (ЛТР) и 3.21 (не-ЛТР) согласуется с современным метеоритным значением  $\log \epsilon(\text{Li}) = 3.27$  (Лоддерс, 2021) и с содержанием лития у звезд с  $T_{\text{eff}} \geq 6800$  К и металличностью, близкой к солнечной (Боесгард и др., 2016; Шарбонель и др., 2021).

Такеда и др. (2009) получили не-ЛТР содержание Na I для широкой выборки A-звезд и показали, что резонансные линии Na I не могут использоваться в качестве надежного индикатора содержания. Поэтому для звезд из текущей выборки мы приводим значения содержания Na I по одной линии 5682 Å для звезд  $v$  Aql и 7 Sex, и по линиям 5682 и 5688 Å для 21 Lyn. Не-ЛТР поправки не превышают 0.11 dex по абсолютной величине.

Содержание He, Al, S II, V, Cr, Mn, Co, Ni, La и Nd определено в предположении ЛТР. Как показали Коротин и Рябчикова (2018), в исследуемом диапазоне параметров атмосфер не-ЛТР ведет к уменьшению содержания гелия не более, чем на 0.04 dex.

В атмосферах исследуемых звезд ионы Al II, S II, V II, Cr II, Mn II, Co II, Ni II доминируют в содержании своего элемента, и их концентрация сохраняет равновесные значения. Поэтому мы ожидаем небольшие отклонения от ЛТР для линий этих ионов, и в качестве окончательного принимаем полученное ЛТР

содержание. Для контроля содержание также определялось по линиям нейтральных атомов Al I, S I, Cr I, Mn I, Ni I, если они присутствовали в спектре. Резонансные линии Al I измерены только у звезды 134 Tau. Как показано в статье Романовской и др. (2023), не-ЛТР поправки для них могут превысить +0.3 dex. Модель атома S I была модернизирована (Коротин и Киселев, 2024) по сравнению с той, что использовалась Романовской и др. (2023). В исследуемом диапазоне параметров атмосфер не-ЛТР поправки для линий S I, которые мы используем для определения содержания серы, не превышают 0.03 dex по абсолютной величине.

Для Cr I, Mn I, Ni I не-ЛТР расчеты в исследуемом диапазоне параметров атмосфер не проводились, но по аналогии с Ti I и Fe I, которые имеют близкие энергии ионизации (между 6.8 и 7.9 эВ), применение не-ЛТР подхода должно вести к ослаблению их спектральных линий и положительным не-ЛТР поправкам к содержанию. Отрицательная разница в ЛТР содержании между нейтральными атомами и первыми ионами свидетельствует в пользу принятых параметров атмосферы звезды.

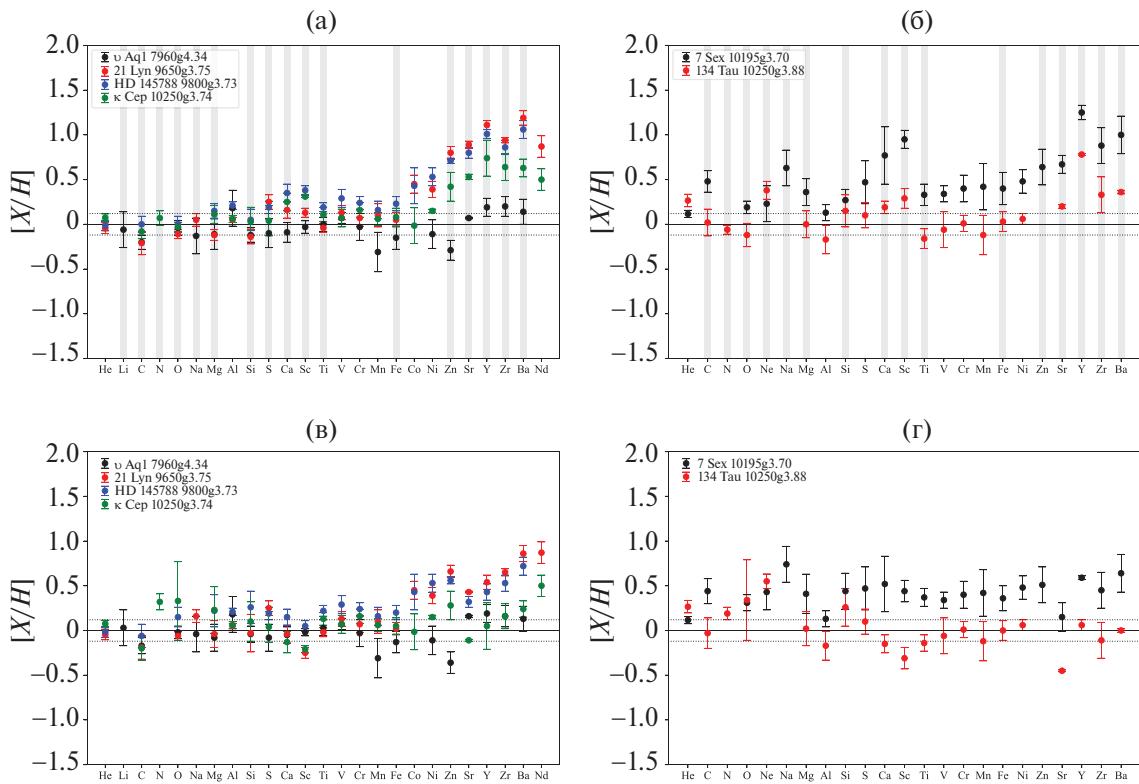
Небольшие отклонения от ЛТР ожидаются для линий Nd III, которые используются для определения содержания неодима, поскольку Nd III – это доминирующая стадия ионизации в атмосферах с  $T_{\text{eff}} > 9400$  К.

### 3.3. Результаты

Средние содержания для всех элементов в атмосферах звезд выборки приведены в табл. 4 и представлены на рис. 4. Для звезд  $v$  Aql, 21 Lyn, HD 145788 и к Сер в случае, когда разница между содержанием, полученным по линиям двух стадий ионизации, превышает 0.20 dex, в качестве среднего значения использовалось содержание, полученное по линиям одно-

**Таблица 4.** Средние значения содержания химических элементов, полученных с применением ЛТР (L) и не-ЛТР (N) методов для звезд выборки.  $n_l$  – число спектральных линий, использованных для расчета содержания. В скобках указано стандартное отклонение. В случае, когда использовалась одна линия – отклонение принято равным 0.2. В последнем столбце указаны современные метеоритные содержания элементов в Солнечной системе из работы Лоддерс (2021)

Звезда		v Aql	21 Lyn	HD 145788	κ Cep	7 Sex	134 Tau	Солнце												
$T_{\text{eff}}$		7960	9650	9800	10250	10195	10253													
log g		4.34	3.75	3.73	3.74	3.70	3.88													
Ион		log ε [X/H] $n_l$	log ε																	
He I	L	10.88(06)	-0.04	3	10.91(06)	-0.01	3	11.00(04)	0.08	4	11.04(04)	0.12	4	11.19(07)	0.27	4	10.924			
Li I	L	3.30(20)	0.03	1													3.27			
Li I	N	3.21(20)	-0.06	1																
C I	L	8.30(09)	-0.17	4	8.28(13)	-0.19	5	8.41(13)	-0.06	4	8.27(13)	-0.20	6	8.91(14)	0.44	7	8.44(17)	-0.03	6	8.47
C I	N	8.27(08)	-0.20	4	8.26(13)	-0.21	5	8.47(09)	0.00	4	8.39(08)	-0.08	6	8.95(12)	0.48	7	8.49(15)	0.02	6	
N I	L																			
N I	N																			7.85
O I	L	8.71(07)	-0.02	4	8.67(05)	-0.06	9	8.88(11)	0.12	11	9.06(44)	0.33	14	9.04(09)	0.31	15	9.07(45)	0.34	16	8.73
O I	N	8.69(08)	-0.04	4	8.62(05)	-0.11	9	8.73(09)	0.00	11	8.70(05)	-0.03	14	8.92(07)	0.19	15	8.61(13)	-0.12	16	
Ne I	L																			8.15
Ne I	N																			
Na I	L	6.23(20)	-0.04	1	6.43(07)	0.16	2													6.27
Na I	N	6.14(01)	-0.13	1	6.32(07)	0.05	2													
Mg I	L	7.38(12)	-0.14	7	7.54(14)	0.02	6	7.81(18)	0.29	7	7.86(32)	0.34	8	8.06(17)	0.54	7	7.52(21)	0.00	8	7.52
Mg I	N	7.34(10)	-0.18	7	7.44(02)	-0.08	6	7.71(05)	0.19	7	7.68(11)	0.16	8	7.98(07)	0.46	7	7.49(18)	-0.03	8	
Mg II	L	7.55(15)	0.03	4	7.39(13)	-0.13	4	7.64(13)	0.12	5	7.67(16)	0.15	11	7.78(17)	0.26	6	7.58(14)	0.06	6	
Mg II	N	7.52(19)	0.00	4	7.34(04)	-0.18	4	7.60(07)	0.08	5	7.60(08)	0.08	11	7.75(12)	0.23	6	7.56(10)	0.04	6	
[Mg/H] <sub>mean</sub>	N	-0.11(17)			-0.12(06)			0.15(08)			0.11(10)			0.36(15)			0.00(15)			
Al I	L																			6.42
Al II	L	6.60(20)	0.18	1	6.47(03)	0.05	3	6.63(04)	0.21	3	6.48(04)	0.06	3	6.55(09)	0.13	3	6.37(03)	-0.05	3	
[Al/H] <sub>mean</sub>	L	0.18(20)			0.05(03)			0.21(04)			0.06(04)			0.13(09)			-0.17(16)			
Si I	L	7.40(20)	-0.11	1	7.15(20)	-0.36	1				7.07(20)	-0.44	1							7.51
Si I	N	7.39(20)	-0.12	1	7.45(20)	-0.06	1				7.55(20)	0.04	1							
Si II	L	7.48(09)	-0.03	4	7.52(19)	0.01	9	7.77(18)	0.26	11	7.65(16)	0.14	13	7.95(20)	0.44	10	7.77(21)	0.26	12	
Si II	N	7.39(09)	-0.12	4	7.36(08)	-0.15	9	7.56(12)	0.05	11	7.54(16)	0.03	13	7.78(12)	0.27	10	7.66(18)	0.15	12	
[Si/H] <sub>mean</sub>	N	-0.12(08)			-0.14(08)			0.05(12)			0.03(16)			0.27(12)			0.15(18)			
S I	L	7.07(15)	-0.08	4	7.44(07)	0.29	2							7.89(24)	0.74	3	7.44(02)	0.29	2	7.15
S I	N	7.05(16)	-0.10	4	7.44(07)	0.29	2							7.91(24)	0.76	3	7.47(02)	0.32	2	
S II	L				7.35(11)	0.20	2	7.34(07)	0.19	3	7.19(17)	0.04	6	7.51(12)	0.36	7	7.21(12)	0.06	8	
[S/H] <sub>mean</sub>	L	-0.10(16)			0.25(09)			0.19(07)			0.04(17)			0.47(24)			0.10(14)			
Ca I	L	6.18(07)	-0.09	12	6.24(13)	-0.03	6	6.46(09)	0.19	6	6.21(20)	-0.06	1	7.09(33)	0.82	4	6.01(20)	-0.26	1	6.27
Ca I	N	6.13(09)	-0.14	12	6.46(10)	0.19	6	6.68(07)	0.41	6	6.68(20)	0.41	1	7.36(29)	1.09	4	6.44(20)	0.17	1	
Ca II	L	6.29(08)	0.02	6	6.21(05)	-0.06	5	6.38(09)	0.11	6	6.14(12)	-0.13	10	6.62(10)	0.35	7	6.14(10)	-0.13	11	
Ca II	N	6.27(08)	0.00	6	6.38(04)	0.11	5	6.56(08)	0.29	6	6.50(09)	0.23	10	6.86(14)	0.59	7	6.46(07)	0.19	11	
[Ca/H] <sub>mean</sub>	N	-0.09(11)			0.16(19)			0.35(10)			0.25(10)			0.77(32)			0.19(07)			
Sc II	L	3.02(04)	-0.02	8	2.79(06)	-0.25	8	3.09(06)	0.05	9	2.83(04)	-0.21	5	3.48(12)	0.44	7	2.73(12)	-0.31	5	3.04
Sc II	N	3.01(07)	-0.03	8	3.17(05)	0.13	8	3.42(05)	0.38	9	3.35(01)	0.31	5	3.99(10)	0.95	7	3.33(11)	0.29	5	
Ti II	L	4.93(09)	0.03	38	4.88(05)	-0.02	41	5.12(06)	0.22	37	5.03(07)	0.13	31	5.27(10)	0.37	34	4.76(09)	-0.14	30	4.90
Ti II	N	4.90(08)	0.00	38	4.86(05)	-0.04	41	5.09(05)	0.19	37	5.01(08)	0.11	31	5.23(12)	0.33	34	4.74(11)	-0.16	30	
V II	L	4.02(06)	0.07	6	4.08(08)	0.13	6	4.24(10)	0.29	6	4.02(08)	0.07	3	4.29(09)	0.34	7	3.89(20)	-0.06	5	3.95
Cr I	L	5.45(12)	-0.18	7	5.70(05)	0.07	7	5.86(08)	0.23	6	5.75(08)	0.12	2	6.23(13)	0.60	4	5.75(11)	0.12	6	5.63
Cr II	L	5.63(13)	0.00	30	5.71(08)	0.08	41	5.87(07)	0.24	38	5.79(08)	0.16	32	6.01(13)	0.38	32	5.62(07)	-0.01	30	
[Cr/H] <sub>mean</sub>	L	-0.03(15)			0.07(09)			0.24(07)			0.16(08)			0.40(15)			0.01(09)			
Mn I	L	5.07(08)	-0.40	5	5.57(15)	0.10	8	5.57(11)	0.10	4				6.07(25)	0.60	5	5.41(18)	-0.06	3	5.47
Mn II	L	5.63(20)	0.16	1	5.58(07)	0.11	5	5.68(04)	0.21	5	5.53(07)	0.06	3	5.71(12)	0.24	5	5.28(23)	-0.19	3	
[Mn/H] <sub>mean</sub>	L	-0.31(22)			0.10(13)			0.16(10)			0.06(07)			0.42(26)			-0.12(22)			
Fe I	L	7.30(10)	-0.15	23	7.45(07)	0.00	29	7.61(07)	0.16	27	7.47(08)	0.02	11	7.95(12)	0.50	28	7.40(11)	-0.05	15	7.45
Fe I	N	7.25(10)	-0.20	23	7.54(07)	0.09	29	7.71(07)	0.26	27	7.60(08)	0.15	11	8.07(13)	0.62	28	7.52(12)	0.07	15	
Fe II	L	7.34(13)	-0.11	35	7.48(07)	0.03	69	7.67(08)	0.22	68	7.51(10)	0.06	70	7.75(10)	0.30	70	7.46(10)	0.01	67	
Fe II	N	7.33(14)	-0.12	35	7.48(07)	0.03	69	7.66(08)	0.21	68	7.52(10)	0.07	70	7.76(10)	0.31	70	7.47(11)	0.02	67	
[Fe/H] <sub>mean</sub>	N	-0.15(13)			0.05(08)			0.23(08)			0.08(10)			0.40(18)			0.03(11)			
Co II	L				5.31(10)	0.45	2	5.29(20)	0.43	1	4.84(20)	-0.01	1							4.86
Ni I	L	6.09(17)	-0.11	6	6.56(09)	0.36	16	6.74(10)	0.54	13	6.35(02)	0.15	2	6.81(03)	0.61	2				6.20
Ni II	L	6.03(20)	-0.17	1	6.64(07)	0.44	7	6.71(09)	0.51	5				6.65(12)	0.45	8	6.26(06)	0.06	3	
[Ni/H] <sub>mean</sub>	L	-0.11(16)			0.39(09)			0.53(10)			0.15(02)			0.48(13)			0.06(06)			
Zn I	L	4.25(12)	-0.36	3	5.27(07)	0.66	3	5.17(04)	0.56	2	4.89(16)	0.28	2	5.12(20)	0.51	1				4.61
Zn I	N	4.32(11)	-0.29	3	5.41(07)	0.80	3	5.32(03)	0.71	2	5.03(16)	0.42	2	5.25(20)	0.64	1				
Sr II	L	3.04(01)	0.16	2	3.31(01)	0.43	3	3.20(06)	0.32	4	2.77(01)	-0.11	2	3.03(16)	0.15	3	2.43(01)	-0.45	2	2.88
Sr II	N	2.95(01)	0.07	2	3.77(04)	0.89	3	3.68(06)	0.80	4	3.41(03)	0.53	2	3.55(10)	0.67	3	3.08(02)	0.20	2	
Y II	L	2.35(10)	0.20	11	2.69(08)	0.54	8	2.58(09)	0.43	6	2.20(26)	0.05	4	2.74(02)	0.59	3	2.21(06)	0.06	2	2.15
Y II	N	2.34(10)	0.19	11	3.26(05)	1.11	8	3.16(05)	1.01	6	2.89(20)	0.74	4	3.40(08)	1.25	3	2.93(01)	0.78	2	
Zr II	L	2.71(12)	0.16	5	3.20(04)	0.65	5	3.08(09)	0.53	3	2.71(14)	0.16	3	3.00(20)	0.45	1	2.44(20)	-0.11	1	2.55
Zr II	N	2.75(11)	0.20	5	3.49(03)	0.94	5	3.41(08)	0.86	3	3.19(15)	0.64	3	3.43(20)	0.88	1	2.88(20)	0.33	1	
Ba II	L	2.30(14)	0.13	4	3.03(09)	0.86	5	2.89(10)	0.72	3	2.41(09)	0.24	3	2.81(21)	0.64	3				



**Рис. 4.** Среднее содержание химических элементов звезд выборки относительно метеоритного содержания в Солнечной системе, взятого из работы Лоддерс (2021). Пунктирными линиями указан диапазон  $\pm 0.12$  dex, соответствующий  $3\sigma$  ошибке определения содержания в солнечной системе. (а), (б) – химический состав в не-ЛТР приближении, (в), (г) – в ЛТР.

кратно ионизованного элемента. В остальных случаях и для быстровращающихся звезд 7 Sex и 134 Tau указаны средние значения по всем стадиям ионизации. Мы разделили звезды на две группы: А-В звезды с низкой скоростью вращения показаны на рис. 4а, 4в, а быстровращающиеся звезды – на рис. 4б, 4г. Не-ЛТР содержания показаны на верхних графиках (рис. 4а, 4б), а ЛТР – на нижних (рис. 4в, 4г).

**Нормальные звезды.** Не-ЛТР анализ химического состава для звезд *u Aql*, *к Сер* и *21 Lyn* подтверждает принадлежность звезд к нормальным А-звездам. Нормальными считаются звезды с содержанием химических элементов от Не до Fe, близким к солнечным значениям в пределах  $3\sigma = \pm 0.12$  dex определения содержания в атмосфере Солнца.

В спектре звезды *u Aql*, кроме Li и Na, одной линией представлены также ионы Al II 4663 Å, Mn II 4205 Å, Ni II 4067 Å.  $[X/H]_{\text{Element}}$  для вышеприведенных линий не превышает 0.2 dex относительно солнечных значений. В звезде наблюдаются самые низкие по сравнению с остальными нормальными звездами содержания элементов Na, Ca, Sc, Cr, Mn, Fe, Ni.

Элементы Zn, Sr, Y, Zr, Ba будут рассмотрены ниже. Средняя металличность для элементов от Не до Fe в звезде составляет  $-0.07 \pm 0.11$ .

В спектре *21 Lyn* нейтральный кремний представлен одной линией 6155 Å. Учет не-ЛТР эффектов поз-

волил достичь ионизационного равновесия Si I/Si II: различие в содержаниях составило 0.09 dex. Относительно Солнца кремний в небольшом дефиците:  $-0.14$  dex. В *21 Lyn* наблюдается наибольший из всех звезд дефицит углерода:  $-0.21$  dex при отказе от ЛТР. Средняя металличность для элементов от Не до Fe в звезде для модели атмосферы 9650g3.75:  $0.02 \pm 0.13$ . Мы подтверждаем вывод Ройера и др. (2014), что звезда относится к нормальным А звездам.

Звезда HD 145788, которая имеет спорный статус в литературе, показывает немного завышенное содержание элементов железного пика и избыток Ca и Sc до 0.38 dex относительно Солнца. Кобальт представлен одной линией Co II 4160 Å с завышенным содержанием относительно Солнца, на 0.43 dex. Фоскати и др. (2009) предположили, что звезда образовалась в области повышенной металличности.

Мы получили, что у HD 145788 средняя металличность для элементов от Не до Fe:  $0.17 \pm 0.13$ . HD 145788 показывает небольшое превышение содержания относительно солнечного практически для всех элементов группы железа. Мы предполагаем, что HD 145788 находится на стадии превращения в Am звезду. Признаком Am звезды принято считать дефицит Ca и Sc (Конти, 1970). Но этот классификационный критерий был выработан в результате анализа данных, полученных в предположении ЛТР. Не-ЛТР

расчеты Машонкиной (2024) показали, что у А-звезд не-ЛТР поправки для линий Sc II – положительные и растут с ростом  $T_{\text{eff}}$ , так что у Ам-звезд с  $T_{\text{eff}} > 9300$  К,  $\log g < 4$  и Ca, и Sc имеют содержание выше солнечного (Машонкина и Фадеев, 2024). Параметры атмосферы HD 145788 находятся именно в этом диапазоне.

В спектре к Сер наблюдаются по одной линии у элементов Si I 3905 Å, Ca I 4226 Å, и Co II 4145 Å. Содержание химических элементов в к Сер близко к солнечным значениям до Ni включительно, кроме завышенного содержания Ca и Sc на 0.25 и 0.31 dex соответственно. Для остальных элементов значения относительно Солнца находятся в пределах ошибок определения. Средняя металличность для элементов от Не до Fe в звезде составляет  $0.09 \pm 0.10$ .

В статьях Машонкиной и др. (2020) и Романовской и др. (2023) было показано наличие зависимости содержания Zn, Sr, Y, Zr, Ba от эффективной температуры в атмосферах нескольких нормальных звезд: с увеличением  $T_{\text{eff}}$  от 7200 до 10 000 К избытки содержания растут до 1.2 dex относительно солнечных значений, а затем падают практически до нуля при  $T_{\text{eff}} = 13 000$  К. В настоящей работе мы дополнили выборку звезд в отсутствующих диапазонах  $T_{\text{eff}}$  (8000–9000 К и 9500–12 000 К) и на основании детального не-ЛТР анализа показали, что избытки тяжелых элементов в исследуемых звездах соответствуют ожидаемым значениям для данных температур (рис. 5). Впервые получена такая же зависимость содержаний двух других элементов Co и Ni от эффективной температуры с максимумом избытка до 0.6 dex в области 9500–10 000 К (рис. 5 слева). В более холодных звездах наблюдается дефицит кобальта и никеля, затем содержание относительно солнечного растет до максимального значения 0.6 dex при 9500 К, и при дальнейшем повышении  $T_{\text{eff}}$  до 10 500 К содержание элементов уменьшается.

Как было упомянуто во Введении, одним из основных процессов возникновения аномалий в атмосферах звезд Главной последовательности с малыми скоростями вращения  $V < 120$  км с<sup>-1</sup> (Абт, 2000) явля-

ется атомная диффузия. Для детального расчета диффузационных моделей звездной эволюции необходимо иметь данные по монохроматическим поглощениям для огромного количества линий элементов в различных стадиях ионизации, позволяющие рассчитывать радиационное давление на различных глубинах. Современные диффузационные модели звездной эволюции основываются на расчетах монохроматических поглощений только для 17 элементов, из которых самыми тяжелыми являются Fe и Ni (Ситон, 2005). Расчитанное содержание Fe в моделях звезд различного возраста и эффективной температуры согласуется с наблюдаемым отсутствием каких-либо корреляций содержания с эффективной температурой в нормальных звездах (Машонкина и Фадеев, 2024). Задачей на будущее является проведение диффузационных расчетов для Ni – одного из первых тяжелых элементов, содержание которого коррелирует с  $T_{\text{eff}}$  в нормальных звездах, и для которого есть расчеты монохроматических поглощений. Для более тяжелых элементов (Zn, Sr, Y, Zr, Ba), к сожалению, данных для диффузационных расчетов недостаточно.

**Звезды, наблюдаемые с полюса.** Несмотря на неопределенности моделирования атмосфер быстровращающихся звезд 134 Tau и 7 Sex, мы провели анализ их спектров. Полученный химический состав с учетом не-ЛТР для звезд приведен на рис. 4б–4г. Для 134 Tau получены содержания химических элементов, близкие к солнечным значениям в пределах ошибок определения, за исключением Не, Sc и тяжелых элементов. Средняя металличность от Не до Fe:  $0.05 \pm 0.17$ , что указывает на принадлежность звезды к нормальным А-звездам. Для 7 Sex, несмотря на схожие значения  $T_{\text{eff}}$ , полученные методами SME и SED, получено нарушение ионизационного равновесия (см. табл. 4). Средняя металличность звезды  $0.40 \pm 0.22$ , что указывает на возможную принадлежность к группе Ам-звезд с усиленными линиями металлов. Однако, как было указано в разделе 2, использование модели атмосферы с учетом

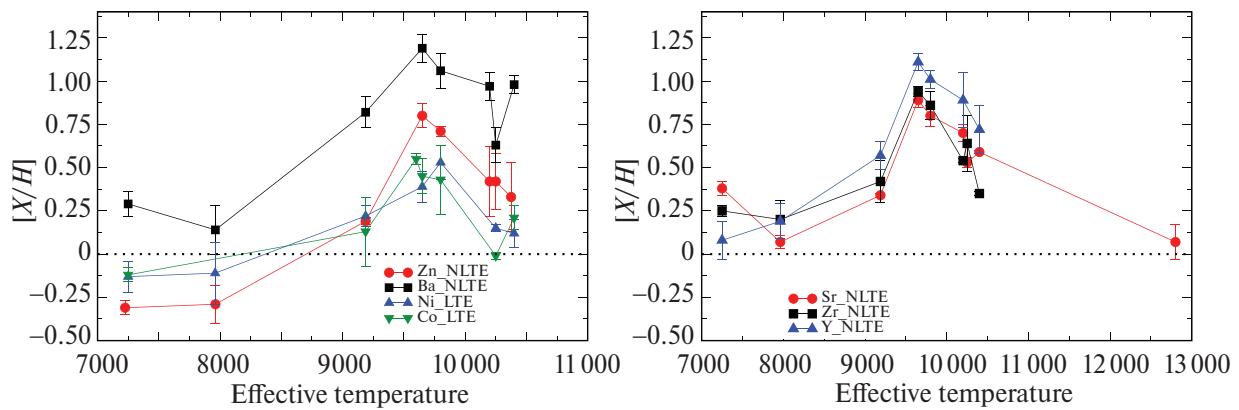


Рис. 5. Температурное поведение содержания Co, Ni и более тяжелых элементов в нормальных А-звездах.

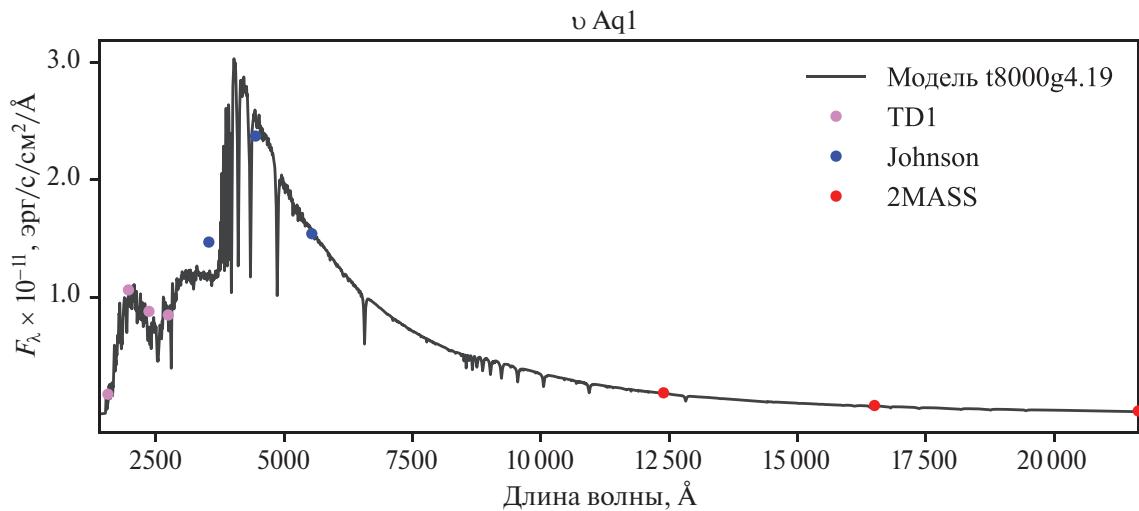


Рис. 6

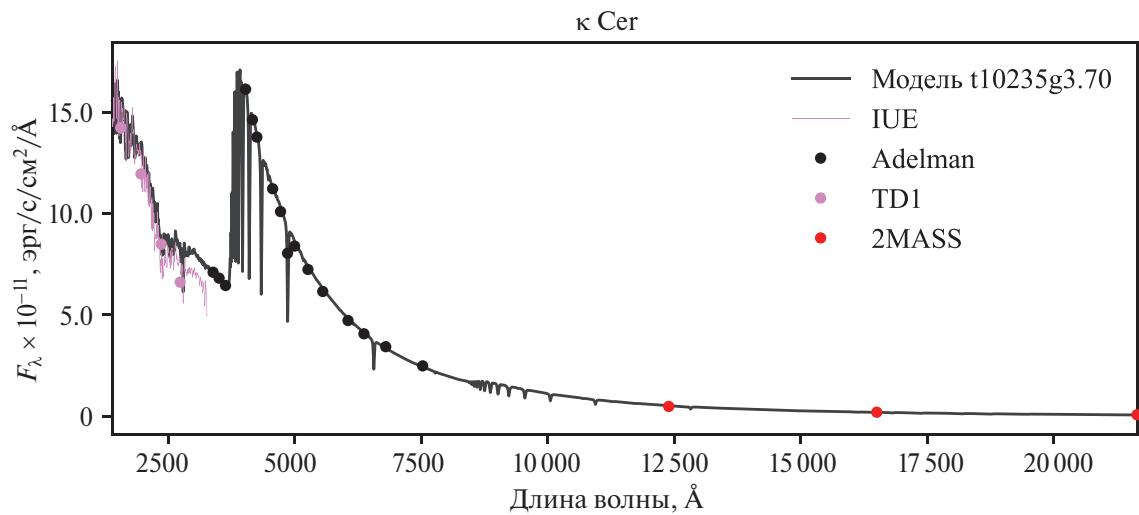


Рис. 7

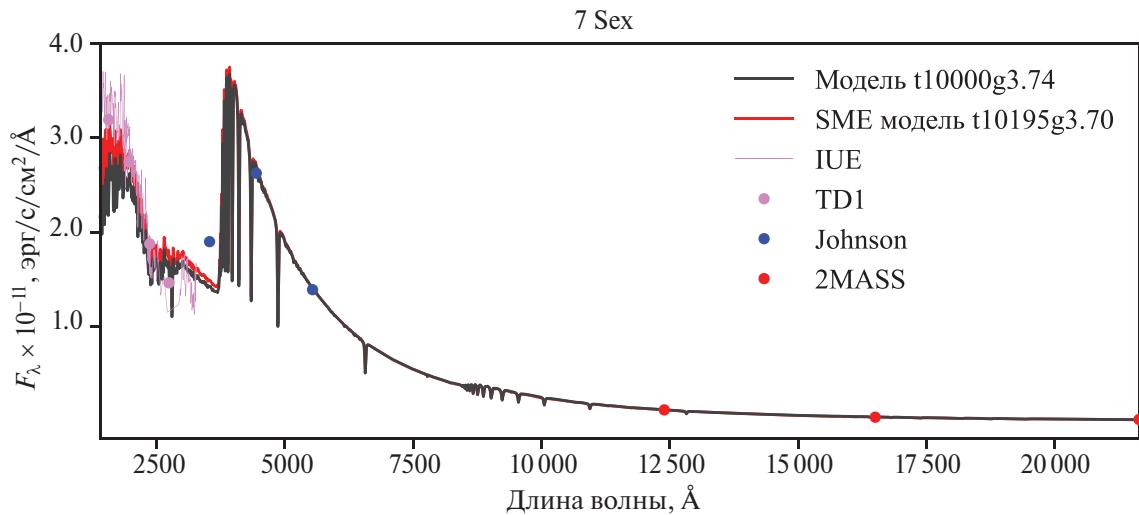


Рис. 8

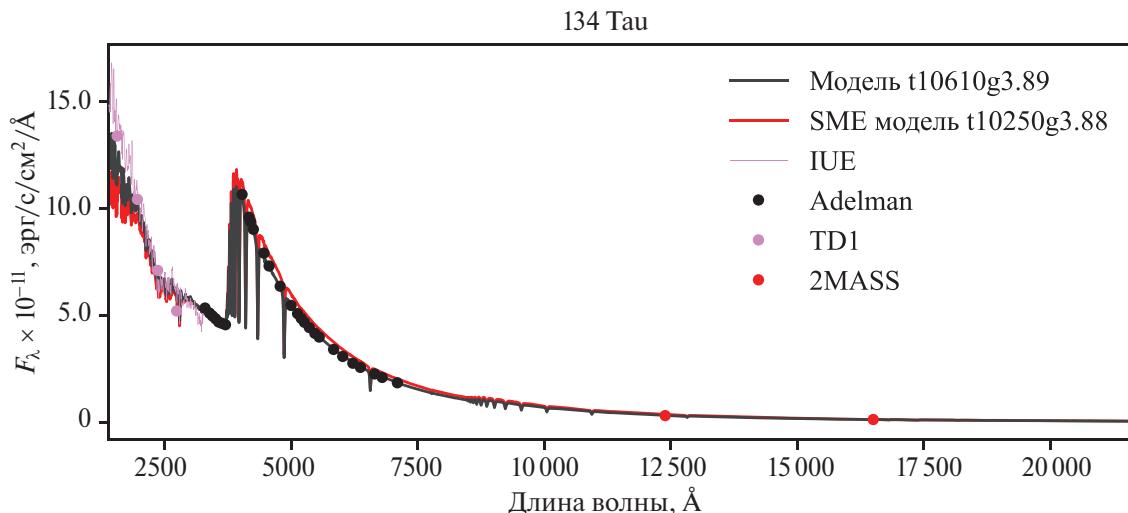


Рис. 9

несферичности звезды может привести к изменению картины химического состава в исследуемых звездах.

Стоит отметить, что для 134 Tau в статье Романовской и др. (2023) приводились значения для Sr и Ba с моделью атмосферы 10825g3.88, взятой из работы Адельмана (1991). В настоящей статье мы не приводим обновленные значения, полученные с двумя моделями атмосфер, по причине, описанной выше.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы увеличили выборку нормальных звезд с узкими спектральными линиями и эффективными температурами в диапазоне 8000–10 700 K, для которых проведен самосогласованный анализ содержания химических элементов от He до Nd.

Фундаментальные параметры атмосфер были определены по спектрам с помощью пакета SME и по спектральному распределению энергии. Представлены содержания для 25 элементов, для 18 из них содержания были получены с учетом отклонений от ЛТР. Для наиболее холодной звезды определено содержание Li, которое оказалось близким к метеоритному. Показано, что применение не-ЛТР подхода уменьшает неопределенность полученных содержаний, в частности, для легких элементов.

С учетом результатов, представленных в статьях Машонкиной и др. (2020), Романовской и др. (2023) и полученных в настоящей работе для  $\nu$  Aql, 21 Lyn и к Сер, мы можем сделать вывод, что признаком нормальных А-звезд является согласие содержания элементов от He до Fe с солнечными значениями. У этих же звезд более тяжелые элементы могут иметь содержание выше солнечного, что предположительно может являться проявлением эффектов атомной диффузии, и величина избытка коррелирует с  $T_{\text{eff}}$ .

Уточнена классификация HD 145788, которая имеет спорный статус в литературе: мы полагаем, что этот

объект находится на начальной стадии превращения в А-звезду.

Профили спектральных линий у 7 Sex и 134 Tau свидетельствуют о том, что это быстровращающиеся звезды, наблюдаемые с полюса. Анализ их спектров требует специальных методов.

Подтверждено наличие корреляции избытков элементов Zn, Sr, Y, Zr, Ba в атмосферах нормальных А-звезд с эффективной температурой, и впервые получена такая же зависимость для Co и Ni с максимумом избытка 0.6 dex в области 9500–10 000 K.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят С.А. Алексееву за предоставленные результаты не-ЛТР расчетов для Ne I и С.А. Коротина за предоставленные результаты не-ЛТР расчетов для S I. В работе были использованы наблюдения, полученные со спектрографом HERMES, установленном на телескопе Меркатор обсерватории Роке де лос Мучачос Института астрофизики Канарских островов (Испания).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абт (H.A. Abt), *Astrophys. J.* **544**, 933 (2000).
2. Абт (H.A. Abt), *Astron. J.* **138**, 28 (2009).
3. Адельман и др. (S.J. Adelman, D.M. Pyper, S.N. Shore, R.E. White, and W.H. Warren), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **81**, 221 (1989).
4. Адельман (S.J. Adelman), *MNRAS* **252**, 116 (1991).
5. Адельман, Филип (S.J. Adelman and A.G.D. Philip), *PASP* **104**, 316 (1992).
6. Адельман и др. (S.J. Adelman), *MNRAS* **271**, 355 (1994).
7. Адельман, Пинтадо (S.J. Adelman and O.I. Pintado), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **125**, 219 (1997).
8. Адельман, Пинтадо (S.J. Adelman and O.I. Pintado), *Astron. Astrophys.* **354**, 899 (2000).

9. Адельман и др. (S.J. Adelman, O.I. Pintado, M.F. Nieva, K.E. Rayle, and S.E. Sanders), *Astron. Astrophys.* **392**, 1031 (2002).
10. Адельман и др. (S.J. Adelman, K. Yu, and A.F. Gulliver), *Astronomische Nachrichten* **332**, 153 (2011).
11. Батлер, Гиддингс (K. Butler and J. Giddings), *Newsletter on the analysis of astronomical spectra* (University of London, 1985).
12. Бекер и др. (W. Becker, R. Blatt, and G. Werth), *Precision Measurement and Fundamental Constants* **99** (1981).
13. Блатт, Верт (R. Blatt and G. Werth), *Phys. Rev. A* **25**, 1476 (1982).
14. Боештор и др. (A.M. Boesgaard, M.G. Lum, C.P. Deliannis, J.R. King, M.H. Pinsonneault, and G. Somers), *Astrophys. J.* **830**, 49 (2016).
15. ван Хов и др. (M. van Hove, G. Borghs, P. de Bisschop, and R.E. Silverans), *Zeitschrift fur Physik A Hadrons and Nuclei* **321**, 215 (1985).
16. ван Хов и др. (M. Van Hove, G. Borghs, P. DeBisschop, and R.E. Silverans), *J. Phys. B Atom. Molecul. Phys.* **15**, 1805 (1982).
17. Ватсон (W.D. Watson), *Astrophys. J. (Lett.)* **162**, L45 (1970).
18. Вендт и др. (K. Wendt, S.A. Ahmad, F. Buchinger, A.C. Mueller, R. Neugart, and E.-W. Otten), *Zeitschrift fur Physik A Hadrons and Nuclei* **318**, 125 (1984).
19. Визе и др. (W.L. Wiese, M.W. Smith, and B.M. Glennon), *NSRDS-NBS* **4**, (1966).
20. Виллемса и др. (P. Villemoes, A. Arnesen, F. Heijkenskjold, and A. Wannstrom), *J. Phys. B Atom. Molecul. Phys.* **26**, 4289 (1993).
21. Gaia Collaboration (Gaia Collaboration), *VizieR Online Data Catalog* **1350**, (2020).
22. Гарсия Перес и др. (A.E. Garcia Perez, P. Sanchez-Blazquez, A. Vazdekis, C. Allende Prieto, A. de C. Milone, A.E. Sansom, J. Gorgas, J. Falcon-Barroso, I. Martin Navarro, and R. Cacho), *MNRAS* **505**, 4496 (2021).
23. Гебран и др. (M. Gebran, W. Farah, F. Paletou, R. Monier, and V. Watson), *Astron. Astrophys.* **589**, A83 (2016).
24. Глаголевский (Yu.V. Glagolevskij), *Bull. Spec. Astrophys. Observ.* **38**, 152 (1994).
25. Грин и др. (G.M. Green, E.F. Schlaflly, D. Finkbeiner, H.-W. Rix, N. Martin, W. Burgett, P.W. Draper, H. Flewelling, et. al), *MNRAS* **478**, 651 (2018).
26. Дукати (J.R. Ducati), *VizieR Online Data Catalog* **2237**, (2002).
27. Жербальди и др. (M. Gerbaldi, R. Faraggiana, and F. Castelli), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **111**, 1 (1995).
28. Зорес и Ройер (J. Zorec and F. Royer), *Astron. Astrophys.* **537**, A120 (2012).
29. Каули и др. (A. Cowley, C. Cowley, M. Jaschek, and C. Jaschek), *Astron. J.* **74**, 375 (1969).
30. Конти (P.S. Conti), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **82**, 781 (1970).
31. Коротин, Киселев (С.А. Коротин, К.О. Киселев), *Астрон. журн.*, в печати (2024).
32. Коротин, Рябчикова (С.А. Коротин, Т.А. Рябчикова), *Письма в Астрон. журн.* **44**, 679 (2018).
33. Коцухов (О. Kochukhov), *Astrophys. Source Code Library*, ascl:1805.015 (2018).
34. Коэн и др. (M. Cohen, W.A. Wheaton, and S.T. Megeath), *Astron. J.* **126**, 1090 (2003).
35. Кутри и др. (R.M. Cutri et al.), *2MASS All Sky Catalog of point sources. The IRSA 2MASS All-Sky Point Source Catalog* (2003).
36. Лаллемент и др. (R. Lallement, J.-L. Vergely, B. Valette, L. Puspitarini, L. Eyer, and L. Casagrande), *Astron. Astrophys.* **561**, A91 (2014).
37. Лоддерс (K. Lodders), *Space Sci. Rev.* **217**, 44 (2021).
38. Майлс, Визе (B.M. Miles and W.L. Wiese), *Atomic Data* **1**, 1 (1969).
39. Машонкина (L. Mashonkina), *MNRAS* **527**, 8234 (2024).
40. Машонкина и др. (L. Mashonkina, T. Ryabchikova, S. Alexeeva, T. Sitnova, and O. Zatsarinny), *MNRAS* **499**, 3706 (2020).
41. Машонкина, Фадеев (Л.И. Машонкина и Ю.А. Фадеев), *Письма в Астрон. журн.* **50**, 379 (2024).
42. Машонкина, Рябчикова (Л.И. Машонкина и Т.А. Рябчикова), *Письма в Астрон. журн.* **50**, 395 (2024).
43. Морел и др. (T. Morel, A. Blazere, T. Semaan, et al.), *Astron. Astrophys.* **665**, A108 (2022).
44. Мишо (G. Michaud), *Astrophys. J.* **160**, 641 (1970).
45. Мишо и др. (G. Michaud, G. Alecian, and J. Richer), *Atomic Diffusion in Stars* (2015).
46. Пискунов, Валенти (N. Piskunov and J.A. Valenti), *Astron. Astrophys.* **597**, A16 (2017).
47. Прюньель и др. (Ph. Prugniel, I. Vauglin, and M. Koleva), *Astron. Astrophys.* **531**, A165 (2011).
48. Пшибылла и др. (N. Przybilla, M.-F. Nieva, and K. Butler), *J. Phys. Conf. Ser.* **328**, 012015 (2011).
49. Раскин и др. (G. Raskin, H. van Winckel, H. Hensberge, A. Jorissen, H. Lehmann, C. Waelkens, G. Avila, J.-P. de Cuypere, P. Degroote, R. Dubosson, L. Dumortier, Y. Fremat, U. Laux, B. Michaud, J. Morren, J. Perez Padilla, W. Pessemier, S. Prins, K. Smolders, S. van Eck, and J. Winkler), *Astron. Astrophys.* **526**, A69 (2011).
50. Ренсон, Манфруя (P. Renson and J. Manfroid), *Astron. Astrophys.* **498**, 961 (2009).
51. Ройер и др. (F. Royer, M. Gebran, R. Monier, S. Adelman, B. Smalley, O. Pintado, A. Reiners, G. Hill, and A. Gulliver), *Astron. Astrophys.* **562**, A84 (2014).
52. Романовская и др. (A.M. Romanovskaya, T.A. Ryabchikova, Yu.V. Pakhomov, S.A. Korotin, and T.M. Sitnova), *MNRAS* **526**, 3386 (2023).
53. Сенарро и др. (A.J. Cenarro, R.F. Peletier, P. Sanchez-Blazquez, S.O. Selam, E. Toloba, N. Cardiel, J. Falcon-Barroso, J. Gorgas, J. Jimenez-Vicente, and A. Vazdekis), *MNRAS* **374**, 664 (2007).
54. Ситнова и др. (T.M. Sitnova, T. Matsuno, Z. Yuan, N.F. Martin, P. Banerjee, F. Sestito, K.A. Venn, and J.I. Gonzalez Hernandez), *MNRAS* **526**, 5976 (2023).
55. Ситон (M.J. Seaton), *MNRAS* **362**, L1 (2005).
56. Смит, Дворецкий (K.C. Smith and M.M. Dworetsky), *Astron. Astrophys.* **274**, 335 (1993).
57. Таял, Зацаринный (S.S. Tayal and O. Zatsarinny), *Astrophys. J.* **905**, 101 (2020).
58. Такеда и др. (Y. Takeda, D.-I. Kang, I. Han, B.-C. Lee, and K.-M. Kim), *Publ. Astron. Soc. Japan* **61**, 1165 (2009).

59. Такеда (Y. Takeda), arXiv e-prints arXiv:2110.12110 (2021).
60. Томпсон и др. (G.I. Thompson, K. Nandy, C. Jamar, A. Monfils, L. Houziaux, D.J. Carnochan, and R. Wilson), Catalogue of stellar ultraviolet fluxes. A compilation of absolute stellar fluxes measured by the Sky Survey Telescope (S2/68) aboard the ESRO satellite TD-1 (1978).
61. Фитцпатрик (E.L. Fitzpatrick), Publ. Astron. Soc. Pacific **111**, 63 (1999).
62. Фоскати и др. (L. Fossati, T. Ryabchikova, S. Bagnulo, E. Alecian, J. Grunhut, O. Kochukhov, and G. Wade), Astron. Astrophys. **503**, 945 (2009).
63. Хилл и др. (G. Hill, A.F. Gulliver, and S.J. Adelman), Astrophys. J. **712**, 250 (2010).
64. Хог и др. (E. Høg, C. Fabricius, V.V. Makarov, S. Urban, T. Corbin, G. Wycoff, U. Bastian, P. Schekendiek, and A. Wicenec), Astron. Astrophys. **355**, L27 (2000).
65. Хурихан и др. (A. Hourihane, P. Francois, C.C. Worley, et al.), Astron. Astrophys. **676**, A129 (2023).
66. Цымбал и др. (V. Tsymbal, T. Ryabchikova, and T. Sitnova), Phys. Magnet. Star. **518**, 247 (2019).
67. Шарбоннель и др. (C. Charbonnel, S. Borisov, P. de Laverny, and N. Prantzos), Astron. Astrophys. **649**, L10 (2021).
68. Шуляк (D. Shulyak, V. Tsymbal, T. Ryabchikova, Ch. Stutz, and W.W. Weiss), Astron. Astrophys. **428**, 993 (2004).
69. Эрспамер, Норт (D. Erszamer and P. North), Astron. Astrophys. **398**, 1121 (2003).

# НЕУЛОВИМЫЕ ГЕЛИЕВЫЕ ЗВЕЗДЫ МЕЖДУ СУБКАРЛИКАМИ И ЗВЕЗДАМИ ВОЛЬФА–РАЙЕ II. НЕЛИНЕЙНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ “ОБНАЖЕННЫХ ГЕЛИЕВЫХ ЗВЕЗД”

© 2025 г. Ю. А. Фадеев<sup>1\*</sup>, А. Г. Куранов<sup>2</sup>, Л. Р. Юнгельсон<sup>1</sup>

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

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

Поступила в редакцию 27.03.2025 г.

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

Впервые показано, что гелиевые звезды с массой  $(2–7) M_{\odot}$ , сформировавшиеся в тесных двойных системах в так называемом случае В обмена веществом и сохранившие маломассивные водородно-гелиевые оболочки, претерпевают нелинейные радиальные пульсации. Пульсации возбуждаются к-механизмом, обусловленным ионизацией гелия. Область пульсационной неустойчивости охватывает часть диаграммы Герцшпрунга–Рассела от ветви красных гигантов до эффективных температур  $4.5 \lesssim \lg T_{\text{eff}} \lesssim 4.7$ . Переменность блеска должна, как правило, наблюдаться в ультрафиолетовой области спектра. Амплитуды пульсаций исследованных моделей достигают  $\Delta M_{\text{bol}} = 0.8$  и возрастают с уменьшением радиуса звезды  $R$ . Периоды пульсаций составляют от 0.17 до 3.9 сут и сокращаются с уменьшением  $R$ . Звезды имеют существенно большие  $T_{\text{eff}}$ , чем их спутники, которые могут быть звездами типа Be. Пульсирующие гелиевые звезды являются компонентами относительно широких звездных систем с периодами, достигающими нескольких лет. Численность пульсирующих гелиевых звезд в Галактике составляет  $\approx 10^3$ .

**Ключевые слова:** звездная эволюция; пульсации звезд; звезды – переменные и пекулярные; популяционный синтез.

DOI: 10.31857/S0320010825010036, EDN: LEOCST

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В пионерских работах по эволюции тесных двойных звездных систем (ТДС) Киппенхан с соавторами (1967а, б), Пачинский (1967), Зюлковский (1970), Джинноне и Джиннуци (1972) нашли, что компоненты ТДС солнечного химического состава с массами  $\gtrsim 3M_{\odot}$ , заполняющие полость Роша на стадии горения водорода в слоевом источнике (звезды-доноры), после прекращения потери вещества сжимаются и трансформируются в горячие гелиевые звезды с тонкими водородными оболочками ( $\Delta(M_{\text{H}}) \lesssim 1M_{\odot}$ ). Дальнейшие исследования показали, что гелиевые звезды умеренных масс  $(2–7) M_{\odot}$  занимают на диаграмме Герцшпрунга–Рассела (ГР) область  $\lg(T_{\text{eff}}) \approx 4.5–5.0$ ,  $\lg(L/L_{\odot}) \approx 2.5–5.0$ . На стадии горения гелия в ядре звезды проводят  $\sim 10\%$  времени жизни их предшественников на стадии главной последовательности  $t_{\text{MS}}$ . Стадии горения гелия в ядре предшествует гораздо более короткая ( $\sim 0.01t_{\text{MS}}$ ) стадия выгорания водорода в слоевом источнике, в ходе которой радиусы звезд уменьшаются от десятков и сотен  $R_{\odot}$  до  $(0.1–1)R_{\odot}$ , а светимость падает в несколько раз. Дутта и Кленцкий (2024) предложили для гелиевых

звезд с радиусами большими  $(10–15)R_{\odot}$  на стадии сжатия непосредственно после завершения обмена веществом термин “puffed-up stripped stars”. В настоящей статье они именуются “раздутыми обнаженными звездами” или “ободранными звездами”<sup>1</sup>.

Ибен и Тутуков (1985, 1987) отождествили гелиевые звезды с массами  $\lesssim 2M_{\odot}$  с гелиевыми субкарликами (sdB, sdO), а объекты более массивные, чем  $\approx 7M_{\odot}$ , Пачинский (1967) сопоставил с звездами Вольфа–Райе. Отметим, что к моменту написания статьи были известны всего около двадцати двойных субкарликов (или кандидатов) с подтвержденными массами от 1 до  $2M_{\odot}$  и известными орбитальными периодами (Ван и др., 2023; Клемент и др., 2024). Остальные гелиевые субкарлики обычно имеют массы  $\lesssim 0.6M_{\odot}$  (Хебер, 2024). Спутниками массивных субкарликов в ТДС, как правило, являются звезды типа Be (см., например, Ван и др., 2023, табл. 9), что указывает на предшествующий обмен веществом, так как акреция вещества, обладающего моментом импульса, приводит к существенному ускорению вращения спутников будущих гелиевых звезд.

<sup>1</sup>Термин не вполне корректен, так как звезды сохраняют часть водородной оболочки, т.е. они “полубнаженные”.

\*Электронный адрес: fadeev@inasan.ru

В то время как многочисленные двойные субкарлики с массами  $\lesssim 2M_{\odot}$  и звезды Вольфа–Райе в Галактике наблюдаются, гелиевые звезды с массами от 2 до  $7M_{\odot}$ , хотя бы и очень редкие, до самого последнего времени не были известны. При этом разделенные гелиевые звезды в ТДС найдены в Больших и Малых Магеллановых Облаках (Вилласензор и др., 2023; Дроут и др., 2023; Гётберг и др., 2023; Рамачандран и др., 2023, 2024), что, несмотря на отличие металличности БМО и ММО от металличности диска Галактики, позволяет утверждать, что теория звездной эволюции корректна и горячие гелиевые звезды должны существовать и в Млечном Пути. Обнаружению гелиевых звезд препятствует существенное различие спектральных характеристик компонентов ТДС (детально вопрос о возможности детектирования гелиевых звезд рассмотрели Гётберг и др., 2018).

Единственным кандидатом в Галактике пока является HD 96670, которую ранее рассматривали как возможную О/В-звезду в паре с черной дырой. Однако Назе и Рэй (2025) показали, что наблюдаемые в системе затмения исключают черную дыру. На основе спектроскопических и ультрафиолетовых наблюдений они предположили, что система состоит из гиганта спектрального класса O8.5 и спутника с массой  $\sim 4.5M_{\odot}$ , радиусом  $\sim 1R_{\odot}$  и эффективной температурой  $\lg(T_{\text{eff}}) \sim 4.7$ . Подобная звезда может быть остатком первичного компонента ТДС с исходной массой, близкой к  $(15–16)M_{\odot}$  (Юнгельсон и др., 2024). Иррганг и др. (2022) предполагают, что в системе  $\gamma$  Col яркий компонент спектрального класса В с массой  $\simeq 4M_{\odot}$ ,  $T_{\text{eff}} = 15\,570 \pm 320$  К и  $\lg(g) = 3.3 \pm 0.1$  является обнаженной звездой на стадии перемещения в горячую область диаграммы ГР. На возможную потерю звездой вещества в ТДС и ее большой радиус, кроме низких  $T_{\text{eff}}$  и  $\lg(g)$ , указывает и аномально высокое содержание азота на поверхности.

Кроме того, в Галактике обнаружены несколько разделенных ТДС с компонентами – субкарликами с большими радиусами и звездами Ве – LB-1 (Шенар и др., 2020; Ленон и др., 2021; Эль-Бадри, Куатаэрт, 2021), HR 6819 (Боденштайнер и др., 2020), а также маломассивная полуразделенная система HD 15125 с донорами и аккретором, близкими по параметрам к LB-1 и HR 6819 (Эль-Бадри и др., 2022). Сходная с ними разделенная система NGC 1850 BH1 найдена в БМО (Эль-Бадри, Бэрдж, 2022). Относительно низкие  $T_{\text{eff}}$  маломассивных компонентов этих двойных звезд и их положение на диаграмме ГР позволяют предполагать, что это или раздутые обнаженные звезды, или звезды, в ядрах которых выгорел гелий и они “раздулись” на стадии горения гелия в слоевом источнике. Звезда типа HD 15125 может быть непосредственным их предшественником (Эль-Бадри и др., 2022). Ривиниус с соавторами (Ривиниус и др., 2025) подтвердили, что компонентами LB-1 и HR 6819 являются Ве-звезды со спутниками-субкарликами. Они

также предположили, что в четырех наблюдавшихся ими системах с компонентами – Ве-звездами и субкарликами лишь недавно закончился обмен веществом и субкарлики еще имеют протяженные радиусы.

Обнаружение обнаженных гелиевых звезд промежуточных масс и/или их предшественников, отсутствие которых среди наблюдаемых звезд являлось “загадкой” на протяжении пятидесяти лет, предоставляет существенную возможность проверки теории эволюции звезд и исследования звездных пульсаций. Повышенный интерес к этим звездам обусловлен и тем, что если их масса превышает  $\simeq 2.2M_{\odot}$ , они могут быть предшественниками Сверхновых звезд типов Ib и Ic (Хабетс, 1986; Вусли и др., 1995).

Систематическое исследование гипотетической популяции гелиевых звезд в Галактике ( $Z = 0.02$ ) было проведено Юнгельсоном с соавторами (2024). Рассматривались ТДС с массами первичных компонентов на начальной главной последовательности от 4 до  $25M_{\odot}$ , отношениями масс компонентов  $q = M_2/M_1 = 0.6, 0.8, 0.9$  и интервалом исходных орбитальных периодов  $P_{\text{orb}} = (2–10^3)$  сут.

Ховис-Афлербах с соавторами (2024) провели аналогичное исследование для звезд с исходными массами от 2 до  $18.7M_{\odot}$ ,  $q = 0.8$  и 3 сут  $\leq P_{\text{orb}} \leq 31.5$  сут при  $Z = 0.014, 0.006, 0.002$  и  $0.0002$ . В обеих работах осуществлен гибридный популяционный синтез с учетом результатов детальных расчетов эволюции по программе MESA (см. Джермин и др. (2023) и приведенные в этой работе ссылки). Для  $Z = 0.02$  и  $Z = 0.014$  численность объектов с массами  $(2–7)M_{\odot}$  оценивается, соответственно, как  $\simeq 3000$  в работе Юнгельсона и др. (2024) и  $\simeq 4000$  в работе Ховис-Афлербах и др. (2024), что следует признать разумным согласием с учетом допустимых различий в параметрах звездных моделей и популяционного синтеза. Ранее, Шао и Ли (2021), использовав программу популяционного синтеза BSE (Харли и др., 2002), оценили численность обнаженных гелиевых звезд в Галактике как  $\sim 10^3$ .

Настоящая статья является продолжением работы Юнгельсона и др. (2024) по моделированию обнаженных гелиевых звезд. Нами предпринята попытка исследовать нелинейные пульсации гелиевых звезд с массой  $\approx (2–7)M_{\odot}$  (масса предшественников  $(9–16)M_{\odot}$ , начиная с момента завершения обмена веществом в ТДС и до выгорания гелия в ядре и оценить возможную численность подобных объектов. С этой целью рассмотрены гидродинамические модели звездных пульсаций остатков компонентов-доноров в ТДС с различными орбитальными периодами на начальной главной последовательности (НГП). В разделе 2 описаны рассчитанные эволюционные модели и их строение. В разделе 3 изложена методика расчетов пульсаций и приведены их результаты. Оценка численности нелинейно пульсирующих звезд

методом популяционного синтеза приведена в разделе 4. Результаты работы обсуждаются в разделе 5.

## 2. ЭВОЛЮЦИОННЫЕ МОДЕЛИ ОБНАЖЕННЫХ ГЕЛИЕВЫХ ЗВЕЗД

Нами исследованы нелинейные пульсации звезд, предшественники которых имели массу на главной последовательности 9, 12 и  $16M_{\odot}$ . Согласно Юнгельсону и др. (2024), интервалу масс гелиевых звезд  $(2\text{--}7)M_{\odot}$  соответствуют звезды с исходными массами до  $\approx 20M_{\odot}$  (в зависимости от  $P_{\text{orb}}$  в момент заполнения донором полости Роша), но очевидно, что численность звезд с массами большими  $16M_{\odot}$  незначительна по сравнению с менее массивными звездами. Принятые в расчетах предположения относительно таких параметров, как условия перемешивания на границе конвективных ядер звезд, звездный ветер, параметры популяционного синтеза, описаны в работе Юнгельсона и др. (2024). Единственное существенное отличие состоит в том, что для системы с массой первичного компонента  $M_{1,0} = 16M_{\odot}$  эффективность конвективного проникновения на границе водородных ядер звезд не ограничивалась, а принимался фиксированный параметр экспоненциального проникновения  $f_{\text{ov}} = 0.004$ , что приводит к несколько большим значениям масс гелиевых звезд. Для ТДС с исходными массами первичных компонентов 9 и  $12M_{\odot}$  начальное значение отношения масс компонентов  $q$  принималось равным 0.8, а для систем с  $M_{1,0} = 16M_{\odot}$  оно равнялось 0.9.

Следуя Пакету (1981), мы предполагали, что обмен веществом происходит консервативно до того, как экваториальная угловая скорость вращения аккретора достигает 95% критической ( $\omega_{\text{cr}}$ ), после чего акреция может продолжаться лишь в пределах, ограниченных поддержанием  $\omega_{\text{cr}}$ , а избыток вещества, ускоренный вращением, уходит из системы, унося удельный момент импульса аккретора. Скорость вращения достигает предельного значения после переноса всего 5–10% массы донора, так что масса аккретора практически не изменяется. Но важно, что его экваториальная скорость вращения достигает сотен км/с и он должен представлять собой Ое/Ве-звезду.

Эволюционные и пульсационные характеристики моделей приведены в табл. 1. Ввиду значительных затрат машинного времени, необходимых для расчета моделей, мы ограничились подробным рассмотрением последних для массы первичного компонента на НГП  $M_0 = 12M_{\odot}$  и периодами на НГП  $P_0 = 100, 300, 400$  сут, а для моделей с  $M_0 = 9$  и  $16M_{\odot}$  рассмотрели модели с  $P_0 = 100$  и 200 сут соответственно. В таблице также указаны массы, светимости и эффективные температуры спутников промоделированных звезд. Отметим, что эти характеристики практически не изменяются за время стадии, на которой гелиевые звезды испытывают пульсации. На рис. 1 приведены

треки звезд с  $M_0 = 12M_{\odot}$  и отмечены гидродинамические модели звездных пульсаций.

## 3. РАДИАЛЬНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ РАЗДУТЫХ ОБНАЖЕННЫХ ГЕЛИЕВЫХ ЗВЕЗД

К моменту завершения потери вещества в ядрах предшественников обнаженных гелиевых звезд начинает гореть гелий. На стадии, когда звезды пульсируют, центральное содержание гелия  $Y_c$  понижается дополнительно на  $\approx 0.1$ , но на протяжении всего этого времени доминирующим источником энергии остается слоевой источник горения водорода.

Вследствие потери массы во внешних слоях оболочки первичного компонента появляется вещество, затронутое ранее нуклеосинтезом и поэтому характеризующееся дефицитом водорода и избытком гелия. В качестве иллюстрации на рис. 2 показаны профили распределения водорода и гелия в двух моделях раздутой обнаженной гелиевой звезды – остатка звезды с исходной массой  $12M_{\odot}$  в ТДС с начальным орбитальным периодом 300 сут. Первая из этих моделей, профили водорода и гелия для которой показаны на рис. 2 штриховыми линиями, находится на начальной стадии горения гелия. Эффективная температура звезды составляет  $T_{\text{eff}} = 3.6 \times 10^3$  К, и на диаграмме ГР она расположена около максимума светимости. На рис. 1 эта модель отмечена звездочкой. Эффективная температура второй модели, профили водорода и гелия которой показаны сплошными линиями, составляет  $T_{\text{eff}} = 2.5 \times 10^4$  К. В табл. 1 эта эволюционная модель отмечена значком “•”. Среди гидродинамических моделей данной эволюционной последовательности эта модель последняя, которая неустойчива относительно радиальных колебаний.

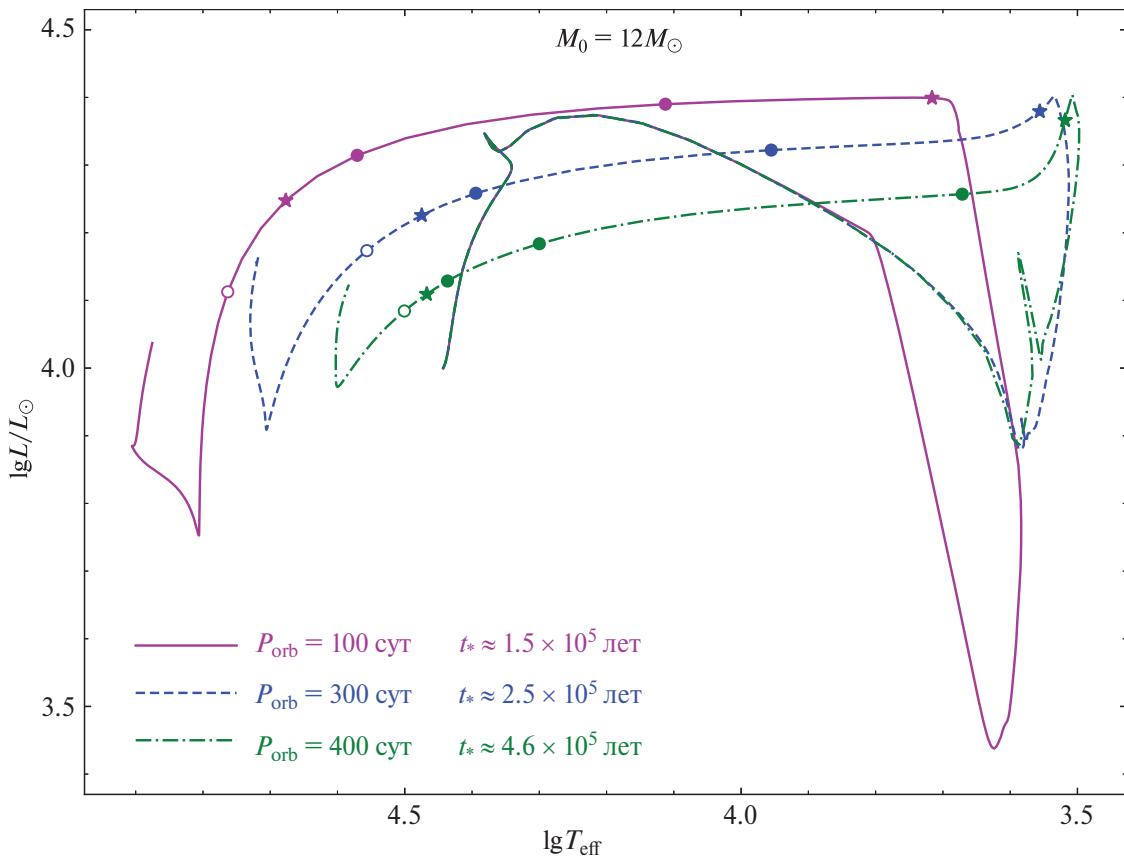
Известно, что с увеличением содержания гелия граница существования радиально пульсирующих звезд смещается на диаграмме ГР в сторону высоких эффективных температур, которые значительно превосходят  $T_{\text{eff}} \approx 10^4$  К (Фадеев, Новикова, 2003). Продолжительность этой стадии эволюции исчисляется сотнями тысяч лет (приблизительные оценки  $t_{\star}$  см. на рис. 1), поэтому большой интерес представляет рассмотрение возникновения пульсаций и определение периодов и амплитуд изменения блеска.

Для моделей, параметры которых приведены в табл. 1, были проведены гидродинамические расчеты нелинейных звездных пульсаций. Система уравнений радиационной гидродинамики и нестационарной конвекции, а также используемые значения параметров теории конвекции (Куфюс, 1986), обсуждаются в работе Фадеева (2013). В отличие от расчетов звездной эволюции, основанных на использовании аддитивной разностной сетки, решение уравнений гидродинамики проводилось на фиксированной лагранжевой сетке. Начальные значения сеточных функций гидродинамической модели рассчитывались на основании

Таблица 1. Эволюционные и пульсационные характеристики гидродинамических моделей

$M_0$ , $M_\odot$	$P_0$ , сут.	$t_{\text{ev}}$ , $10^6$ лет	$M_1$ , $M_\odot$	$P_{\text{орб.}}$ , сут.	$X_s$	$Y_s$	$\lg(L/L_\odot)$	$\lg(T_{\text{eff},1})$	$\Pi$	$\eta$	$\Delta U_s$	$\Delta M_{\text{bol}}$ , зв. вел.	$M_2$ , $M_\odot$	$\lg(L_2/L_\odot)$	$\lg(T_{\text{eff},2})$	
9	200	26.748	1.995	1782	0.478	0.502	3.77	4.017	2.899	-0.333			7.32	3.46	4.27	
		26.909	1.992	1783	-	-	3.73	4.222	0.747	0.076	162	0.44				
	27.061	1.989	1783	-	-	-	3.68	4.326	0.299	0.041	218	0.58				
	27.208	1.986	1786	-	-	-	3.64	4.389	0.168	-0.014						
12	100	15.435	2.633	807.6	0.266	0.715	4.40	3.766	66.659	-1.403			9.73	3.88	4.33	
		15.454	2.629	808.2	0.265	0.716	4.39	4.113	6.067	0.083	133	0.23				
		15.538	2.600	812.1	0.255	0.726	4.31	4.571	0.142	0.001	265	0.57				
		15.642	2.575	815.5	0.247	0.733	4.11	4.763	0.024	-0.015						
		300	15.630	2.811	2456	0.422	0.558	4.32	3.955	13.155	0.087	47	0.21	9.69	3.88	4.34
	•	15.709	2.794	2463	-	-	4.26	4.394	0.559	0.561	272	0.35				
		15.799	2.788	2466	-	-	4.17	4.556	0.108	-0.083						
		400	15.783	2.940	2947	0.497	0.484	4.24	3.974	8.507	0.079	65	0.16	9.68	3.88	4.34
		15.867	2.930	2952	-	-	4.18	4.300	0.910	0.446	256	0.30				
		15.953	2.919	2957	-	-	4.13	4.436	0.251	0.061	262	0.60				
16		16.036	2.918	2958	-	-	4.08	4.501	0.134	-0.015						

**Примечание.**  $M_0$ ,  $P_0$  — масса и орбитальный период ТДС на НГП соответственно,  $t_{\text{ev}}$  — возраст модели,  $M_1$  — масса модели,  $P$  — орбитальный период ТДС,  $X_s$ ,  $Y_s$  — относительное содержание водорода и гелия на поверхности модели соответственно,  $\lg(L/L_\odot)$  — светимость модели,  $\lg T_{\text{eff}}$  — эффективная температура модели,  $\Pi$  — период пульсаций,  $\eta = \Pi d \ln E_k / dt$  — темп роста ( $\eta > 0$ ) или затухания ( $\eta < 0$ ) кинетической энергии пульсаций  $E_k$ ,  $\Delta U_s$  — амплитуда изменения скорости течения газа,  $\Delta M_{\text{bol}}$  — амплитуда изменений болометрической светимости звезды на внешней границе гидродинамической модели,  $M_2$ ,  $\lg(L_2/L_\odot)$  и  $\lg(T_{\text{eff},2})$  — масса, логарифм светимости и логарифм эффективной температуры спутника гелиевой звезды соответственно.



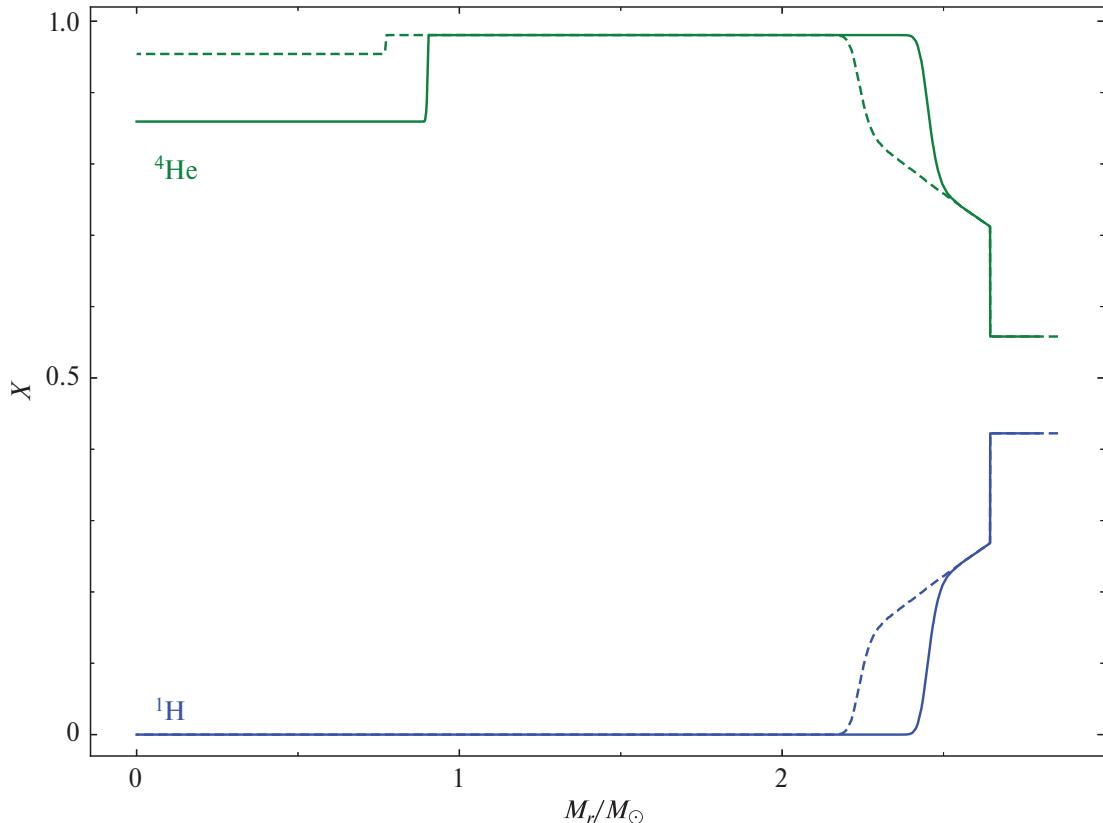
**Рис. 1.** Эволюционные треки первичных компонентов ТДС с исходной массой  $12M_{\odot}$  в системах с начальным орбитальным периодом 100 сут (сплошная линия), 300 сут (штриховая линия), 400 сут (штрихпунктирная линия). Звездочками на треках отмечены начало горения Не в ядре (в холодной области диаграммы) и завершение стадии пульсаций (в горячей области). Заполненными и незаполненными кружками отмечены, соответственно, пульсирующие и устойчивые модели;  $t_{*}$  — продолжительность стадии пульсаций.

данных эволюционной модели посредством нелинейного интерполирования кубическими сплайнами. Таким образом, гидродинамическая модель звездных пульсаций оказывается полностью согласованной с моделью эволюционной последовательности как по значениям физических переменных, так и по распределению содержания химических элементов вдоль пространственной координаты. Внутренняя граница гидродинамической модели в зависимости от строения звезды фиксировалась в слоях с температурой  $10^7 \text{ K} \lesssim T \lesssim 2.5 \times 10^7 \text{ K}^2$ . Таким образом, при решении уравнений гидродинамики генерация энергии в реакциях термоядерного синтеза не рассматривалась, а в качестве одного из внутренних граничных условий использовалось условие  $L_0 = L$ , где  $L_0$  — светимость на внутренней границе гидродинамической модели,  $L$  — светимость модели эволюционной последовательности.

Решение задачи Коши для уравнений гидродинамики описывает самовозбуждающиеся звездные

пульсации, которые возникают вследствие малых гидродинамических возмущений, и где роль начальных возмущений играют ошибки интерполирования. При таком подходе интегрирование уравнений гидродинамики приводит к решениям двух видов. В одном случае, если звезда устойчива относительно радиальных пульсаций, решение описывает затухающие колебания. В другом случае решением являются колебания с экспоненциально возрастающей амплитудой. Каппа-механизм пульсационной неустойчивости связан с зонами частичной ионизации, где непрозрачность звездного вещества увеличивается пропорционально температуре газа. Прекращение роста амплитуды колебаний с последующим переходом к колебаниям предельного цикла (насыщение  $\kappa$ -механизма) происходит вследствие приближения газа к состоянию полной ионизации, когда дальнейшее сжатие газа сопровождается уменьшением коэффициента поглощения (Кристи, 1966; Кокс и др., 1966). При нелинейных колебаниях большой амплитуды условие повторяемости колебаний предельного цикла выполняется с ограниченной точностью, однако оценка амплитуды, полу-

<sup>2</sup>Предшественниками рассматриваемых звезд являются звезды с массами  $\gtrsim 12M_{\odot}$ , и горение водорода у них происходит в реакциях горячего CNO-цикла при температуре  $T \sim 4 \times 10^7 \text{ K}$ .



**Рис. 2.** Профили распределения массовых долей гелия и водорода в раздутой звезде в начале горения гелия в ядре (штриховые линии) и на границе пульсационной неустойчивости.

ченная осреднением по большому числу циклов колебаний, остается неизменной.

Определение периода колебаний гидродинамической модели П проводилось с помощью дискретного преобразования Фурье кинетической энергии пульсационных движений:

$$E_K(t) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N U_j(t) \Delta M_j,$$

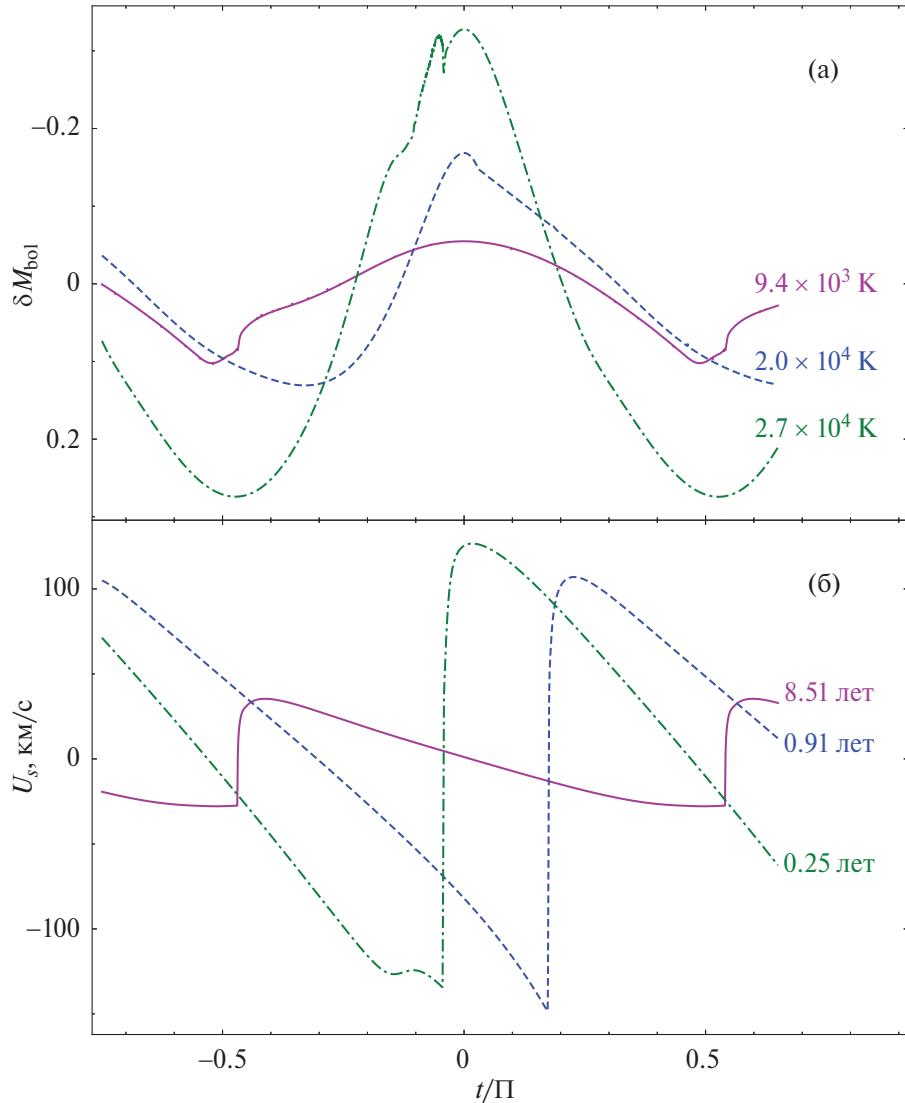
где  $U_j(t)$  и  $\Delta M_j$  – скорость течения газа и масса лагранжева интервала в  $j$ -м слое,  $N = 400$  – число лагранжевых интервалов. Интервал времени, в пределах которого рассчитывалась величина  $E_K(t)$ , охватывал несколько сотен циклов пульсаций, поэтому погрешность определения периода П составляла менее одного процента.

Основные характеристики гидродинамических моделей приведены в табл. 1: П – период колебаний,  $\eta = \Pi d \ln E_K / dt$  – темп роста ( $\eta > 0$ ) или затухания ( $\eta < 0$ ) кинетической энергии пульсаций  $E_K$ , амплитуда изменения скорости течения газа  $\Delta U_s$  и болометрического блеска  $\Delta M_{bol}$  на внешней границе модели.

Для иллюстрации результатов расчетов нелинейных звездных пульсаций на рис. 3 приведены графики изменения болометрического блеска и скорости течения газа на внешней границе трех гидродинамических

моделей эволюционной последовательности  $M_{ZAMS} = 12M_{\odot}$ ,  $P_{orb} = 400$  сут. Для удобства графического представления величина  $\Delta M_{bol}$  отсчитывается от среднего (равновесного) болометрического блеска эволюционной модели звезды.

Как показывает рис. 3, несмотря на значительную амплитуду радиальной скорости газа на поверхности ( $\Delta U_s \sim 200$  км/с), амплитуда изменения блеска не превосходит половины звездной величины, что существенно отличает пульсирующие гелиевые звезды, например, от классических цефеид. Основная причина такого различия связана с отсутствием зоны ионизации водорода вследствие высокой эффективной температуры пульсирующих гелиевых звезд. Возрастание амплитуды изменения блеска  $\Delta M_{bol}$  с увеличением эффективной температуры обусловлено смещением зон ионизации гелия к поверхности, где амплитуда радиального смещения наиболее велика. Следует заметить, что с увеличением эффективной температуры гелиевой звезды уменьшается масса зон ионизации гелия. В конечном счете, с увеличением  $T_{eff}$  происходит внезапное прекращение пульсаций, когда суммарная механическая работа  $\oint P dV$  совершаемая за цикл колебаний в слоях частично ионизованного гелия, оказывается меньше суммарной механической работы, производимой за цикл в более глубоких слоях полностью ионизованного газа, в которых происхо-



**Рис. 3.** Изменения болометрического блеска (а) и скорости течения газа на внешней границе (б) для трех гидродинамических моделей эволюционной последовательности  $M_{\text{ZAMS}} = 12M_{\odot}$ ,  $P_{\text{orb}} = 400$  сут. Справа около кривых приведены значения равновесной эффективной температуры (а) и периода радиальных пульсаций (б).

дит подавление пульсаций. Для моделей эволюционной последовательности  $M_{\text{ZAMS}} = 12M_{\odot}$ ,  $P_{\text{orb}} = 400$  сут, представленных на рис. 3, высокотемпературная граница области пульсационной неустойчивости соответствует эффективной температуре  $T_{\text{eff}} \approx 3 \times 10^4$  К. К этому моменту температура в центре гелиевого ядра достигает  $1.6 \times 10^8$  К, энерговыделение на единицу массы гелия в центре звезды составляет  $\sim 40\%$  максимума энерговыделения в центре слоевого источника горения водорода. Горение Не начинает заменять горение Н как основной источник светимости звезды.

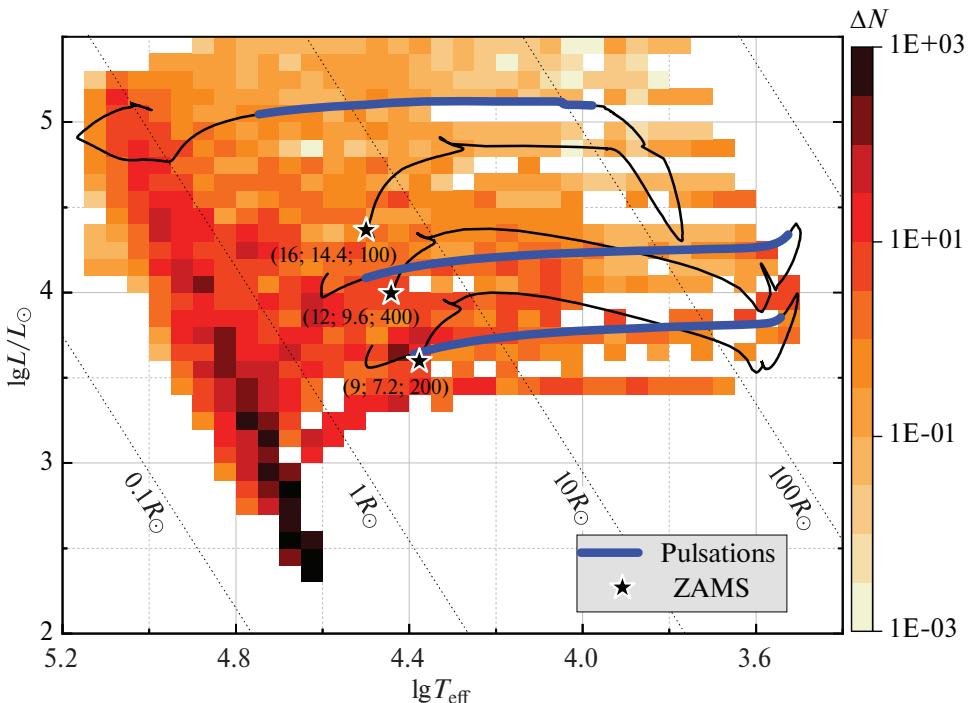
#### 4. ЧИСЛЕННОСТЬ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ЗВЕЗД

На рис. 4 показано распределение численности гелиевых звезд с массами  $(1-7)M_{\odot}$  на диаграмме ГР (Юнгельсон и др., 2024). Область, занимаемую пуль-

сирующими звездами, можно приблизительно ограничить линией равных радиусов  $R \approx 4R_{\odot}$ , т.е. она захватывает не только “раздутые обнаженные звезды” по определению Дутты и Кленцкого (2024), но и звезды, у которых существенную роль начинает играть горение Не в ядре. Современная численность пульсирующих звезд при скорости звездообразования в Галактике  $2M_{\odot}/\text{год}$  (Чомюк и Пович, 2011) составляет  $\approx 1000$ , т.е. около (25–30)% всех гелиевых звезд с массами от 2 до  $7M_{\odot}$ .

Отметим, что галактические обнаженные гелиевые звезды с  $\lg(T_{\text{eff}}) \gtrsim 4.4$  и  $\lg(L/L_{\odot}) \gtrsim 4.9$  отождествляются с звездами Вольфа–Райе азотной последовательности (см., например, Шенар и др., 2020б).

В нашей работе учитывались только звезды, сформировавшиеся в результате устойчивого обмена веществом. Возможность образования Не-звезд в ре-



**Рис. 4.** Гелиевые звезды на диаграмме ГР (Юнгельсон и др., 2024). В тоновой шкале показана численность звезд в ячейках  $\Delta(\lg(T_{\text{eff}})) \times \Delta(\lg(L/L_{\odot})) = 0.05 \times 0.1$ . Сплошными линиями показаны примеры эволюционных треков звезд, для которых проведены расчеты пульсаций (см. табл. 1). Для них указаны исходные массы компонентов и орбитальные периоды. Синим цветом выделены участки треков, на которых возможны пульсации.

зультате эволюции в общих оболочках не рассматривалась ввиду отсутствия теоретических представлений относительно строения звезд, “выживших” в общих оболочках. Это обстоятельство ограничивает исходные периоды предшественников гелиевых звезд в ТДС (200–500) сут в зависимости от исходной массы и  $q$  и, возможно, занижает их численность. Используя “стандартные”, но фактически произвольные значения так называемой эффективности общих оболочек и параметра энергии связи оболочки звезды  $\alpha = 1$  и  $\lambda = 0.5$  соответственно, Ховис-Афлербах и др. (2024) оценили, что доля гелиевых звезд, формирующихся в общих оболочках, не превышает  $\approx 20\%$ .

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

В настоящей работе найден новый класс пульсирующих звезд — гелиевые звезды с массой  $(2–7) M_{\odot}$ , сформировавшиеся в результате устойчивой потери вещества в ТДС в так называемом случае В обмена веществом (заполнение полости Роша более массивным компонентом системы на стадии горения водорода в слоевом источнике). Гелиевые звезды пульсируют, начиная с момента отделения от полости Роша и пока их эффективная температура составляет  $T_{\text{eff}} \lesssim (2.5–5) \times 10^4$  К. Верхний предел эффективных температур возрастает с увеличением массы звезды. Характерные значения периода колебаний  $\Pi$  заключены в пределах от нескольких часов до нескольких суток.

Численность пульсирующих гелиевых звезд в Галактике оценивается как  $\approx 1000$ .

Пульсации возбуждаются  $\kappa$ -механизмом, обусловленным максимумом непрозрачности при ионизации гелия. Примечательно, что у массивных звезд этот механизм работает в области красных гигантов, в то время как у гелиевых звезд область его действия образует своего рода “полосу”, захватывающую как область красных гигантов, так и часть диаграммы ГР, включаяющую НГП и, частично, более горячую область, т.е. зону, в которой действие  $\kappa$ -механизма обычно обусловлено возрастанием непрозрачности при ионизации железа в гораздо более глубоких слоях звезды (например, у звезд типа  $\beta$  Сер.).

Отличительной чертой колебаний является значительная амплитуда (до нескольких сотен км/с) изменения скорости течения газа на внешней границе при амплитуде изменения балометрического блеска  $\Delta M_{\text{bol}}$  не более одной звездной величины. Вместе с высокой эффективной температурой пульсирующих гелиевых звезд ( $10^4$  К  $\lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 5 \times 10^4$  К) полученные выше оценки  $\Pi$ ,  $\Delta M_{\text{bol}}$  и  $\Delta U$ , могут быть использованы в качестве критерия, на основании которого обнаруженная переменная звезда может быть классифицирована как обнаженная гелиевая звезда, внешние слои которой были потеряны на стадии заполнения ею полости Роша. Также значительные изменения скорости течения газа во внешних слоях пульси-

рующей звезды предполагают возникновение периодических ударных волн в звездной атмосфере. Принимая во внимание относительно высокое содержание водорода (см. табл. 1) в оболочках рассмотренных моделей гелиевых звезд, можно ожидать, что одним из индикаторов нелинейных звездных пульсаций будут эмиссионные линии водорода, возникающие на фронте ударной волны в течение каждого цикла колебаний вблизи максимума блеска.

Следует отметить, что пульсирующие гелиевые звезды могут быть компонентами ТДС с орбитальными периодами, достигающими 7–8 лет, а их спутниками могут быть звезды типа Be.

Авторы выражают благодарность К.А. Постнову за внимание к работе и полезные советы. Они также признательны рецензентам за критические замечания, позволившие исправить неточности и улучшить изложение материала. Работа А.Г. Куранова выполнена в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Боденштайнер и др. (J. Bodensteiner, T. Shenar, L. Mahy, M. Fabry, P. Marchant, M. Abdul-Masih, G. Banyard, D.M. Bowman, K. Dsilva, A.J. Frost, C. Hawcroft, M. Reggiani, and H. Sana), *Astron. Astrophys.* **641**, A43 (2020).
- Ван и др. (L. Wang, D.R. Gies, G.J. Peters, and Z. Han), *Astron. J.* **165**, 203 (2023).
- Вилласензор и др. (J.I. Villaseñor, D.J. Lennon, A. Picco, T. Shenar, P. Marchant, N. Langer, P.L. Dufton, F. Nardini, C.J. Evans, J. Bodensteiner, S.E. de Mink, Y. Götberg, Y. I. Soszyński, W.D. Taylor, and H. Sana), *MNRAS* **525**, 5121 (2023).
- Вусли и др. (S. Woosley, N. Langer, and T.A. Weaver) *Astrophys. J.* **448**, 315 (1995).
- Гётберг и др. (Y. Götberg, S.E. de Mink, J.H. Groh, T. Kupfer, P.A. Crowther, E. Zapartas, and M. Renzo), *Astron. Astrophys.* **615**, A78 (2018).
- Гётберг и др. (Y. Götberg, M.R. Drout, A.P. Ji, J.H. Groh, B.A. Ludwig, P.A. Crowther, N. Smith, A. de Koter, and S.E. de Mink), *Astrophys. J.* **959**, 125 (2023).
- Джермин и др. (A.S. Jermyn, E.B. Bauer, J. Schwab, R. Farmer, W.H. Ball, E.P. Bellinger, A. Dotter, M. Joyce, P. Marchant, J.S.G. Momberg, W.M. Wolf, T.L. Sunny Wong, G.C. Cinquegrana, E. Farrell, R. Smolec, A. Thoul, M. Cantiello, F. Herwig, O. Toloza, L. Bildsten, R.H.D. Townsend, and F.X. Timmes), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **265**, 15 (2023).
- Джинноне, Джиннуци (P. Giannone and M.A. Giannuzzi), *Astron. Astrophys.* **19**, 298 (1972).
- Дроут и др. (M.R. Drout, Y. Götberg, B.A. Ludwig, J.H. Groh, S.E. de Mink, A.J.G. O'Grady, and N. Smith), *Science* **382**, 1287 (2023).
- Дутта, Кленцкий (D. Dutta and J. Klencki), *Astron. Astrophys.* **687**, A215 (2024).
- Зак и др. (J. Zak, D. Jones, H.M.J. Boffin, P.G. Beck, J. Klencki, J. Bodensteiner, T. Shenar, H. Van Winckel, K. Arellano-Córdova, J. Viuho, P. Sowicka, E.W. Guenther, and A. Hatzes), *MNRAS* **524**, 5749 (2023).
- Зюлковский (J. Ziolkowski), *Acta Astron.* **20**, 213 (1970).
- Ибен, Тутуков (I. Iben Jr. and A.V. Tutukov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **58**, 661 (1985).
- Ибен, Тутуков (I. Iben Jr. and A.V. Tutukov), *Astrophys. J.* **313**, 727 (1987).
- Иррганг и др. (A. Irrgang, N. Przybilla, and G. Meynet), *Nat. Astron.* **6**, 1414 (2022).
- Киппенхан, Вайгерт (R. Kippenhahn and A. Weigert), *Zeitschrift fuer Astrophys.* **65**, 25 (1967a).
- Киппенхан и др. (R. Kippenhahn, K. Kohl., and A. Weigert), *Zeitschrift fuer Astrophys.* **66**, 58 (1967b).
- Клемент и др. (R. Klement, T. Rivinius, D.R. Gies, D. Baade, A. Merand, J.D. Monnier, G.H. Schaefer, C. Lanthermann, N. Anugu, S. Kraus, and T. Gardner), *Astrophys. J.* **962**, 70 (2024).
- Кокс и др. (J.P. Cox, A.N. Cox, K.H. Olsen, D.S. King, and D.D. Eilers), *Astrophys. J.* **144**, 1038 (1966).
- Кристи (R.F. Christy), *Astrophys. J.* **144**, 108 (1966).
- Куфюс (R. Kuhfuß), *Astron. Astrophys.* **160**, 116 (1986).
- Леннон и др. (D.J. Lennon, J. Maíz Apellániz, A. Irrgang, R. Bohlin, S. Deustua, P.L. Dufton, S. Simón-Díaz, A. Herrero, J. Casares, T. Muñoz-Darias, S.J. Smartt, J.I. González Hernández, and A. de Burgos), *Astron. Astrophys.* **649**, A167 (2021).
- Назе, Pay (Y. Nazé and G. Rauw), *arXiv:2503.08190* (2025).
- Пакет (W. Packet), *Astron. Astrophys.* **102**, 17 (1981).
- Пачинский (B. Paczyński), *Acta Astron.*, **17**, 355 (1967).
- Рамачандран и др. (V. Ramachandran, J. Klencki, A.A.C. Sander, D. Pauli, T. Shenar, L.M. Oskinova, and W.-R. Hamann), *Astron. Astrophys.* **674**, L12 (2023).
- Рамачандран и др. (V. Ramachandran, A.A.C. Sander, D. Pauli, J. Klencki, F. Backs, F. Tramper, M. Bernini-Peron, P. Crowther, W.-R. Hamann, R. Ignace, R. Kuiper, M.S. Oey, L.M. Oskinova, T. Shenar, H. Todt, J.S. Vink, L. Wang, and A. Wofford), *Astron. Astrophys.* **692**, A90 (2024).
- Ривиниус и др. (T. Rivinius, R. Klement, S.D. Chojnowski, D. Baade, M. Abdul-Masih, N. Przybilla, J. Guarro Fló, B. Heathcote, P. Hadrava, P.D. Gies, K. Shepard, C. Buil, O. Garde, O. Thizy, J.D. Monnier, N. Anugu, C. Lanthermann, G. Schaefer, C. Davies, and S. Kraus), *Astron. Astrophys.* **694** A172 (2025).
- Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 342 (2013). [Yu.A. Fadeyev, *Astron. Lett.* **39**, 306 (2013)].
- Фадеев Ю.А., Новикова М.Ф. Письма в Астрон. журн. **29**, 592 (2003). [Yu.A. Fadeyev, M.F. Novikova, *Astron. Lett.* **29**, 522 (2003)].
- Хабетс (G.M.H. J.Habets), *Astron. Astrophys.* **165**, 95 (1986).
- Харли и др. (J.R. Hurley, C.A. Tout, and O.R. Pols), *MNRAS* **329**, 897 (2002).
- Хебер (U. Heber), *arXiv:2410.11663* (2024).

34. Ховис-Афлербах и др. (B. Hovis-Afflerbach, Y Götberg, A. Schootemeijer, J. Klencki, A.L. Strom, B.A. Ludwig, and M.R. Drout), arXiv:2412.05356 (2024).
35. Чомюк, Пович (L. Chomiuk and M.S. Povich), *Astron. J.* **142**, 197 (2011).
36. Шао, Ли (Y. Shao and X.-D. Li), *Astrophys. J.* **908**, 67 (2021).
37. Шенар и др. (T. Shenar, J. Bodensteiner, M. Abdul-Masih, M. Fabry, L. Mahy, P. Marchant, G. Banyard, D.M. Bowman, K. Dsilva, C. Hawcroft, M. Reggiani, and H. Sana), *Astron. Astrophys.* **639**, L6 (2020a).
38. Шенар и др. (T. Shenar, A. Gilkis, J.S. Vink, H. Sana, and A.A.C. Sander), *Astron. Astrophys.* **634**, A79 (2020b).
39. Эль-Бадри, Куатаэрт (K. El-Badry and E. Quataert), *MNRAS* **502**, 343 (2021).
40. Эль-Бадри, Бэрдж (K. El-Badry and K.B. Burdge), *MNRAS* **511**, 24 (2022).
41. Эль-Бадри и др. (K. El-Badry, C. Conroy, E. Quataert, H.-W. Rix, J. Labadie-Bartz, T. Jayasinghe, T. Thompson, P. Cargile, K.G. Stassun, and I. Ilyin), *MNRAS* **516**, 3602 (2022).
42. Юнгельсон и др. (L. Yungelson, A. Kuranov, K. Postnov, K.M. Kuranova, L.M. Oskinova, and W.-R. Hamann), *Astron. Astrophys.* **683**, A37 (2024).

## К ПРИРОДЕ БЫСТРЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ПРЕДВЕСТНИКОВ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

© 2025 г. В. В. Зайцев<sup>1</sup>, А. В. Степанов<sup>2,3\*</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

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

<sup>3</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 19.02.2025 г.

После доработки 31.03.2025 г.; принята к публикации 01.04.2025 г.

Исследовано происхождение предвестников мягкого рентгеновского излучения, возникающих перед импульсной фазой вспышки и свидетельствующих о быстром нагреве оснований вспышечных магнитных петель до температур 10–15 МК. Показано, что скорость нагрева предвестников при наблюдаемой длительности ~10 с должна на три порядка превышать скорость квазистационарного нагрева короны при сравнимых электрических токах. Предложено, что предвспышечный нагрев связан с резким возрастанием продольного электрического тока при развитии в хромосферных основаниях вспышечных петель неустойчивости Рэлея–Тейлора. Показано, что если величина импульсного тока превышает  $10^{11}–10^{12}$  А, то темп джоулева нагрева плазмы опережает темп ионизации. В этом случае в течение процесса нагрева в плазме предвестника сохраняется относительно большое количество нейтралов,  $n_a/n = 10^{-5}$ , которое значительно превышает количество нейтралов в квазистационарной короне. Указанное обстоятельство обеспечивает быстрый нагрев области предвестника за счет увеличения скорости диссипации тока при сопротивлении Каулинга, связанного с ионно-атомными столкновениями.

**Ключевые слова:** Солнце, предвестники вспышек, джоулева диссипация, сопротивление Каулинга.

DOI: 10.31857/S0320010825010041, EDN: LENJSM

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение предвестников солнечных вспышек началось в радиодиапазоне еще до эры космических солнечных обсерваторий. Наибольший вклад в исследование предвспышечных квазипериодических колебаний радиоизлучения с периодами  $10^2–10^3$  с в сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн внес коллектив сотрудников НИРФИ под руководством М.М. Кобриня (Юдин, 1968; Дурасова и др., 1971; Кобрин и др., 1973). Например, было установлено, что за сутки перед мощными протонными вспышками 2–7 августа 1972 г. наблюдалось нарастание амплитуды и периода квазипериодических колебаний радиоизлучения. К моменту вспышки амплитуда колебаний увеличивалась в несколько раз. Одну из возможных интерпретаций таких колебаний предложили Пустьник и Стасюк (1974) на основе баллонной моды неустойчивости Рэлея–Тейлора, развивающейся в горячей ( $T \approx 4 \times 10^6$  К) петлеобразной, с радиусом  $R \approx 10^{10}$  см, магнитной корональной конденсации. Если центробежная сила плазмы превышает силу гравитации,  $V_{Ti}^2/R > g_\odot$ , то неустойчивость Рэлея–Тейлора вызывает квазипериодические осцилляции параметров конденсации с периодами  $10^2–10^3$  с. Здесь  $V_{Ti} = \sqrt{k_B T/m_i}$ ,  $k_B$  – постоянная

Больцмана,  $g_\odot$  – ускорение силы тяжести на Солнце. В дальнейшем, наряду с исследованием радиоизлучения предвестников (Абрамов-Максимов, Бакунина, 2020), широко привлекались данные о рентгеновском (Тан Баолин и др., 2016) и УФ-излучении (Книжевски и др., 2024). В результате выяснилось, что предвестники вспышек появляются в широком временном интервале, от нескольких часов до нескольких минут, и часто сопровождаются колебаниями с периодами 3, 5 и 10 мин, которые можно связать с акустическими модами в условиях параметрического резонанса (Зайцев, Кисляков, 2006). Анализ данных GOES для вспышки 29 июня 2012 г. также показал тепловой характер нагрева плазмы в низких петлях и вблизи оснований крупномасштабных петель до температур более 10 МК в течение нескольких минут перед импульсной фазой вспышки (Мешалкина, Алтынцев, 2024).

Недавно было обнаружено, что кроме длительных (часы-минуты) предвестников наблюдаются необычно быстрые предвестники. Хадсон и др. (2021) на основании данных наблюдений GOES и RHESSI показали, что перед импульсной фазой вспышки 7 января 2014 г. (SOL2014-01-07T10:13 M7.3) хромосферные основания корональных магнитных петель быстро, за время ~10 с, нагреваются до температуры 10–15 МК и температура почти не уменьшается в течение полутора минут. Мера эмиссии при этом медленно возрастает

\*Электронный адрес: astep44@mail.ru

ла. В фазе нагрева не было указаний на нагрев хромосферы ускоренными электронами. Аналогичный результат на примере 13 событий был получен Авасти и Джейн (2011). Эти явления, получившие название HOPE (Hot Onset Precursor Events), широко обсуждаются в литературе. Например, Баттаглиа и др. (2023) исследовали вспышки с нагретыми до 10–16 МК источниками в начале вспышки. Из изображений Solar Orbiter/STIX (5–9, 22–50 кэВ) и SDO/AIA следовало, что источники находятся не в вершинах вспышечных петель, а нагрев происходит до регистрации жесткого рентгеновского излучения. Предвспышечный нагрев, следовательно, не связан со столкновительным нагревом активной области нетепловыми электронами, что противоречит “стандартной” модели вспышек. Мера эмиссии излучающих оснований петель по данным GOES  $n_e n_i V \approx 10^{47}$  см $^{-3}$  (Хадсон и др., 2021) При объеме оснований петель  $V \approx 5 \times 10^{23}–10^{24}$  см $^3$  это приводит к оценке плотности плазмы в области предвестников  $n \approx (3–5) \times 10^{11}$  см $^{-3}$ , характерной для хромосферы.

### СЦЕНАРИЙ ВСПЫШКИ С БЫСТРЫМ ПРЕДВЕСТНИКОМ

Мы предполагаем, что предвспышечный нагрев связан с резким возрастанием продольного электрического тока (компоненты  $B_\phi$  магнитного поля петли) при развитии в основании петель неустойчивости Рэлея–Тейлора (Зайцев, Степанов, 2015). Импульс продольного электрического тока большой амплитуды “остается” в хромосфере в течение времени  $\tau_A \approx l/V_A \approx 5–10$  с, где  $l \approx (0.5–1.0) \times 10^8$  см – протяженность по высоте области неустойчивости Рэлея–Тейлора (области резкого увеличения ширины петли из-за уменьшения внешнего давления),  $V_A$  – скорость Альфвена в хромосфере. За это время ток нагревает хромосферное основание петли до  $T \approx 10^7$  К, формируя рентгеновский предвестник вспышки. За время  $\tau_A \approx 5–10$  с импульс продольного электрического тока покидает область неустойчивости в виде нелинейной альфвеновской волны с индукционным электрическим полем, ускоряющим электроны до энергий, достаточных для формирования источника жесткого рентгеновского излучения вспышки (Зайцев и др., 2016). Таков возможный сценарий возникновения вспышки с быстрым предвестником. Рассмотрим условия, при которых происходит нагрев хромосферы электрическим током до  $T \geq 10$  МК за 10 с.

### ИМПУЛЬСНЫЙ НАГРЕВ ХРОМОСФЕРЫ

Оценим время нагрева оснований магнитной петли электрическими токами до температуры  $T \sim 10^7$  К. Скорость нагрева с учетом проводимостей Спитцера ( $\sigma$ ) и Каулинга представим в виде (Степанов, Зай-

цев, 2018)

$$q_J = \frac{j_z^2}{\sigma} + \frac{F^2 j_z^2 B_\phi^2}{(2 - F) c^2 n m_i v'_{ia}},$$

$$F = \frac{n_a}{n + n_a}, v'_{ia} = 10^{-11} F (n + n_a) T^{1/2},$$
(1)

где  $v'_{ia} = v_{ia} [m_a / (m_i + m_a)]$  – эффективная частота столкновений ионов с атомами,  $j_z = I/\pi r^2$ ,  $r$  – радиус петли,  $B_\phi = 2I/cr$ . Первым слагаемым в формуле для  $q_J$  можно пренебречь и считать, что плотность нейтральных атомов много меньше плотности заряженных частиц,  $n_a \ll n$ . При оценке времени нагрева пренебрежем радиационными потерями, так как рассматривается область высоких температур, а также теплопроводностью вдоль петли, поскольку она подавлена значительной азимутальной компонентой магнитного поля  $B_\phi$ , связанной с продольным током  $j_z$ . Из (1) следует, что при заданных значениях  $T$ , плотности плазмы  $n$  и радиуса петли в хромосферных основаниях (области предвестника)  $r_0 \approx (3–5) \times 10^7$  см, время нагрева зависит от величины тока и относительной концентрации нейтралов  $F$ . Предположим, что при  $T > 10^6$  К относительная концентрация нейтралов зависит от температуры так же, как в условиях квазистационарной короны, т.е.  $F \approx 0.15/T$  (Вернер, Ферланд, 1996; Зайцев, 2015). Из уравнения теплового баланса

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{\partial p}{\partial t} = 2.6 \times 10^{-9} \frac{I^4}{n^2 r_0^6 T^{3/2}}, \quad p = 2k_B n T, \quad \gamma = \frac{5}{3} \quad (2)$$

получаем зависимость температуры от времени

$$T^{5/2} - T_0^{\frac{5}{2}} = 3.25 \times 10^{-9} (\gamma - 1) \frac{I^4}{k_B n^3 r_0^6} t. \quad (3)$$

Из (3) находим время нагрева хромосферных оснований  $t_H \approx 10^4$  с  $\sim 3$  ч до температуры  $T = 10^7$  К при токе  $I = 10^{12}$  А,  $n = 4 \times 10^{11}$  см $^{-3}$  и  $r_0 = 3 \times 10^7$  см. Заметим, что Хоменко и Колладос (2012) также получили большое время нагрева магнитных трубок диссипацией электрического тока на высотах 1000–1500 км:  $10^3–10^4$  с. Такое большое время нагрева означает, что нельзя пользоваться формулой относительной концентрации нейтралов для квазистационарной короны, а нужно учитывать импульсный характер нагрева и нестационарный процесс ионизации.

Скорость изменения концентрации электронов в плазме при ионизации нейтральных атомов электронным ударом можно оценить из уравнения

$$\frac{dn}{dt} = n n_a \langle \sigma_H V_{Te} \rangle. \quad (4)$$

Сечение ионизации атома водорода при температурах порядка  $T \approx 10^7$  К ( $V_{Te} \approx 1.24 \times 10^9$  см/с) имеет величину  $\sigma_H \approx 2 \times 10^{-17}$  см $^2$  (Андреев, 2010). Наблюдаемое время нагрева плазмы электрическим током на стадии генерации предвестника во вспышке 7 января

2014 г. составляет  $\tau_H \approx 10$  с (Хадсон и др., 2021). За это время плазма в основании петли ионизуется, сохранив определенное количество нейтралов. Поскольку концентрация нейтралов в процессе быстрого нагрева уменьшается вместе с увеличением степени ионизации, а скорость нагрева плазмы зависит как от концентрации нейтралов, так и от степени ионизации (см. формулу (1)), то для исследования процесса нагрева в данном случае необходимо, строго говоря, рассматривать самосогласованную нестационарную систему уравнений для концентрации нейтралов, степени ионизации и скорости нагрева в отсутствии термодинамического равновесия. Мы ограничимся приближенной оценкой концентрации нейтралов в данном процессе, предполагая, что на заключительной стадии импульсного нагрева, когда степень ионизации почти полная ( $n_a \ll n$ ), инкремент изменения электронной концентрации в уравнении (4) достаточно мал и имеет величину порядка обратного времени нагрева, т.е.  $\frac{1}{n} \frac{dn}{dt} \approx \tau_H^{-1}$ . В этом случае уравнение (4) позволяет оценить концентрацию нейтралов на заключительной стадии нагрева:

$$n_a \approx \frac{dn/dt}{n \langle \sigma_H V_{Te} \rangle} \approx \frac{1}{\tau_H \langle \sigma_H V_{Te} \rangle} \approx 4 \times 10^6 \text{ см}^{-3}. \quad (5)$$

При концентрации плазмы в области генерации предвестника  $n \approx 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$  получаем относительную концентрацию нейтралов в этой области  $F = n_a/n \approx \approx 10^{-5}$ . Это значение существенно превышает относительную долю нейтралов в квазистационарных условиях корональной плазмы при температуре  $10^7$  К ( $F = 0.15/T = 1.5 \times 10^{-8}$ ). Причина этого различия заключается в том, что при импульсном включении электрического тока и при достаточно большом его значении темп нагрева превышает темп ионизации (ионизация не успевает за нагревом). Поэтому, когда импульс тока “убегает” из области предвестника в виде нелинейной альфвеновской волны (Зайцев и др., 2016), остаточная концентрация нейтралов в этой области остается относительно большой.

Оценим величину электрического тока, необходимую для нагрева плазмы в области рентгеновского предвестника до температур  $T \approx 10^7$  К за время порядка  $\tau_H \approx 10$  с и при относительном содержании нейтралов  $F \approx 10^{-5}$ . Из уравнения

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{F^2 j_z^2 B_\phi^2}{(2 - F) c^2 n m_i v_{ia}'} \quad (6)$$

получаем формулу для времени нагрева

$$\tau \approx \frac{2.8 \times 10^{-8} n^3 r_0^6 T^{3/2}}{F I^4} \text{ с}, \quad (7)$$

из которой следует, что для области с параметрами  $n = 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $r_0 = 3 \times 10^7$  см,  $F \approx 10^{-5}$  нагрев плазмы до температур  $T \approx 10^7$  К за время  $\tau = \tau_H \approx 10$  с возможен при токах  $I \geq 1.5 \times 10^{12}$  А. Для

плотности плазмы  $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$  величина критического тока  $I \geq 5.3 \times 10^{11}$  А. Такие значительные величины электрических токов наблюдаются не только при вспышках (Шарыкин, Косовичев, 2014), но и в предвестниках вспышек (Ванг и др., 2017). Поскольку зависимость времени нагрева от тока в (7) достаточно сильная,  $\sim I^{-4}$ , то быстрые рентгеновские предвестники при токах  $I < 10^{11}$  А маловероятны. Заметим, что формула (5) дает оценку концентрации нейтралов только на заключительной стадии импульсного нагрева. Реальное среднее значение концентрации нейтралов может быть несколько больше. Поэтому приведенные выше оценки величины электрических токов, обеспечивающих быстрый импульсный нагрев плазмы, характеризуют, по всей вероятности, верхний предел. Реальные токи могут быть несколько меньше.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Мы показали, что проблема рентгеновских предвестников перед импульсной фазой вспышки связана с объяснением быстрого нагрева хромосферных оснований магнитных петель за время, на порядки меньшее времени нагрева корональной плазмы. Решение этой проблемы связано с учетом импульсного характера процесса нагрева, а именно, с резким возрастанием продольного электрического тока при развитии в хромосфере основания петли неустойчивости Рэлея–Тейлора, которая играет роль триггера вспышки. Неустойчивость приводит к вторжению в основание петли окружающей хромосферной плазмы со скоростью  $V \approx V_{Ti}$  за время порядка  $r_0/V_{Ti} \sim 3–5$  с и происходит усиление продольного электрического тока:  $I_z = I_0 \exp \left( \frac{2}{r_0} \int_0^t V(t') dt' \right)$  (Зайцев и др., 2016). Если величина импульсного тока превышает  $5 \times 10^{11}–10^{12}$  А, то темп джоулева нагрева плазмы опережает темп ионизации. За время нагрева в предвестнике сохраняется относительно большое количество нейтралов,  $n_a/n \sim 10^{-5}$ , которое на три порядка больше количества нейтралов в квазистационарной короне. Это обеспечивает быстрый нагрев предвестника за счет увеличения скорости диссипации тока при проводимости Каулинга. Импульс тока большой амплитуды “остается” в хромосфере в течение 10 с и нагревает хромосферное основание петель до температуры  $T \approx 10^7$  К, формируя рентгеновский предвестник вспышки. По прошествии 10 с импульс тока покидает область предвестника в виде нелинейной альфвеновской волны с индукционным электрическим полем, ускоряющим электроны до энергий, достаточных для формирования источника жесткого рентгеновского излучения вспышки (Зайцев и др., 2016). Поскольку зависимость времени нагрева области предвестника от тока достаточно сильная,  $\sim I^{-4}$ , то быстрые рентгеновские предвестники при токах  $I \leq 10^{11}$  А маловероятны.

За время существования быстрого предвестника ( $\sim 10$  с) мы полагали, что вспышечная петля находится в равновесии. Неустойчивость типа перетяжки не возникнет, если продольное магнитное поле петли  $B_z > B_\varphi/\sqrt{2}$  (см., например, Лукьянин, 1975), что при токе  $5 \times 10^{11} \text{ A}$  и радиусе петли  $r = 2 \times 10^8 \text{ см}$  соответствует  $B_z = 350 \text{ Гс}$ . Эта величина в несколько раз меньше типичного значения магнитного поля во вспышечных лентах (Шарыкин, Косовичев, 2014). Характерное время изгибного (kink) возмущения петли порядка  $L/V_A \sim 100 \text{ с}$  ( $L$  – длина петли,  $V_A$  – скорость Альфвена), которое превышает время быстрого предвестника.

Отметим, что минутные предвестники (Баттаглиа и др., 2023) также можно объяснить на основе предложенной модели быстрых предвестников, поскольку и в этих случаях для нагрева хромосферной плазмы требуется повышенная диссипация тока при сопротивлении Каулинга, то есть значительно большее количество нейтралов, чем в горячей короне.

Работа поддержана грантом № 24-1-1-97-1 Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (В.В. Зайцев) и грантом РНФ № 22-12-00308-П (А.В. Степанов).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамов-Максимов, Бакунина (V.E. Abramov-Maximov and I.A. Bakunina), *Geomag. Aeron.* **60**, 846 (2020).
2. Авасти, Джейн (A.K. Awasthi and R. Jain), *Astron. Soc. India Conf. Ser.* **2**, 297 (2011).
3. Андреев Г.В., *Физико-химическая кинетика в газовой динамике* **9**, 1 (2010).
4. Баттаглиа и др. (A.F. Battaglia, H. Hudson, A. Warmuth, H. Collier, N.L.S. Jeffrey, et al.), *Astron. Astrophys.* **679**, A139 (2023).
5. Ванг и др. (H. Wang, Ch. Liu, K. Ahn, Y. Xu, Ju Jing, et al.), *Nature Astron.* **1**, 0085 (2017).
6. Вернер, Ферланд (D.A. Verner and G.J. Ferland), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **103**, 467 (1996).
7. Дурасова и др. (M.S. Durasova, M.M. Kobrin, and O.I. Yudin), *Nature* **229**, 86 (1971).
8. Зайцев (V.V. Zaitsev), *Geomag. Aeron.* **55**, 846 (2015).
9. Зайцев В.В., Кисляков А.Г., *Астрон. журн.* **83**, 921 (2006).
10. Зайцев, Степанов (V.V. Zaitsev and A.V. Stepanov), *Solar Phys.* **290**, 3559 (2015).
11. Зайцев и др. (V.V. Zaitsev, P.V. Kronshtadтов, and A.V. Stepanov), *Solar Phys.* **291**, 3451 (2016).
12. Книжевски и др. (K.L. Kniezewski, E.I. Mason, V.M. Uritsky, and S.H. Garland), *Astrophys. J. Lett.* **977**, L29 (2024).
13. Корбрин М.М., Коршунов А.И., Пахомов В.В., *Успехи физ. наук* **109**, 773 (1973).
14. Лукьянин С.Ю., *Горячая плазма и управляемый ядерный синтез* (М: Наука, 1975).
15. Мешалкина Н.С., Алтынцев А.Т., *Солнечно-земная физика* **10**, 13 (2024).
16. Пустильник Л.А., Стасюк Н.П., *Астрофиз. исслед. (Изв. CAO)* **6**, 81 (1974).
17. Степанов А.В., Зайцев В.В., *Магнитосфера активных областей Солнца и звезд* (М: Физматлит, 2018).
18. Тан Баолин и др. (Baolin Tan, Zhiqiang Yu, Jing Huang, Chengming Tan, Yin Zhang), *Astrophys. J.* **833**, 206 (2016).
19. Хадсон и др. (H.S. Hudson, P.J.A. Simoes, L. Fletcher, L.A. Hayes, and I.G. Hannah), *MNRAS* **501**, 1273 (2021).
20. Хоменко, Колладос (E. Khomenko and M. Collados), *Astrophys. J.* **747**, 87 (2012).
21. Шарыкин, Косовичев (I.N. Sharykin and A.G. Kosovich), *Astrophys. J.* **788**, L18 (2014).
22. Юдин О.И., *ДАН СССР* **13**, 50 (1968).

# МЕТОД ОЦЕНКИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ПЕРИОДА ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ II

© 2025 г. Л. С. Леденцов<sup>1,2\*</sup>

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

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

Поступила в редакцию 24.01.2025 г.

После доработки 25.03.2025 г.; принята к публикации 01.04.2025 г.

Метод оценки пространственного периода энерговыделения в солнечных вспышках, основанный на применении анализа Фурье к разностным изображениям вспышечных аркад в далеком ультрафиолетовом диапазоне, опробован на наблюдениях крупной солнечной вспышки 4 ноября 2003 г. Вспышка произошла на краю диска Солнца; вспышечная аркада, протянувшаяся вдоль солнечного лимба, была подробно отснята в ультрафиолетовом канале 195 Å спутника TRACE. Фурье-анализ разностных изображений показал наличие ряда гармоник в пространственном распределении областей энерговыделения вспышки с характерными периодами, лежащими в диапазоне от 3.3 до 18.6 Мм. Подобная периодизация может быть результатом распада предвспышечного токового слоя, аккумулирующего энергию солнечной вспышки в корональных магнитных полях, в связи с некоторой неустойчивостью тепловой, плазменной или иной природы.

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

DOI: 10.31857/S0320010825010054, EDN: LEMLSO

## ВВЕДЕНИЕ

В предыдущей статье нами был предложен метод автоматической оценки пространственного периода энерговыделения в солнечных вспышках на основе Фурье-анализа ультрафиолетовых снимков солнечной короны (Леденцов, 2023). Аркады вспышечных петель магнитного поля содержат в себе информацию о пространственном распределении областей первичного энерговыделения. Вмороженность плазмы в сильное магнитное поле позволяет отследить причинно-следственные связи между различными физическими процессами в солнечной атмосфере, сопровождающими вспышку (Сомов, Сыроватский, 1976; Сомов, 2012). Так, распределение яркости петель во вспышечной аркаде говорит о том, в каких областях солнечной хромосферы произошел разогрев плазмы под действием вспышки. Таким образом, на основе наблюдений вспышечной аркады представляется возможным восстановить взаимное расположение областей интенсивного энерговыделения во вспышке.

Эта задача значительно усложняется тем, что первичное выделение энергии во вспышке имеет импульсный, скоротечный характер, а наблюданное ультрафиолетовое свечение вспышечных петель обусловлено медленными тепловыми процессами остывания плазмы (Бенц, 2017). По этой причине видимое распределение яркости в аркаде петель формируется наложением нескольких элементарных актов энерговыделения, разнесенных не только в пространстве, но и во времени (Крукер и др., 2003; Рева и др., 2015).

Для решения данной проблемы мы использовали разностные изображения последовательных ультрафиолетовых кадров вспышечной аркады. Медленно меняющиеся особенности на снимках вычитываются, и подчеркиваются последствия вспышек, произошедших между двумя кадрами. Далее к разностным изображениям применяется быстрое дискретное преобразование Фурье, позволяющее автоматизировать определение расположения аркады на кадре и оценку пространственного периода энерговыделения.

Как было показано на примере Бастильской вспышки в предыдущей статье (Леденцов, 2023), наш метод может применяться не только к отдельному участку аркады, но и ко всему кадру целиком. Метод автоматически определяет пространственные периоды по Фурье-спектру мощности возмущений, бегущих по вспышечной аркаде. В этой статье мы обращаем внимание на новую особенность спектра: возможность формирования в распределении областей первичного энерговыделения набора стабильных пространственных гармоник.

В настоящей работе мы не обсуждаем конкретные пусковые механизмы солнечных вспышек вообще и эруптивных вспышек в частности. Мы полагаем, что первичное энерговыделение во вспышке обусловлено нарушением устойчивости предвспышечного токового слоя, т.е. токового слоя, аккумулирующего свободную энергию непотенциальных корональных магнитных полей и еще не перешедшего в режим быстрого пересоединения с интенсивным ускорением заряженных частиц, который соответствует импульсной фазе солнечной вспышки (Прист, Форбс, 2002; Сомов, 2013; Ториуми, Ванг, 2019).

\*Электронный адрес: leonid.ledentsov@gmail.com

В последние десятилетия широко обсуждаются так называемые квазипериодические пульсации в солнечных вспышках (Зимовец и др., 2021). Пульсации наблюдаются как периодическое или квазипериодическое энерговыделение во времени. Мы же заостряем наше внимание на периодичности энерговыделения в пространстве, хотя эти два явления могут быть друг с другом тесно связаны (Григис, Бенц, 2005). К квазипериодическому в пространстве разрушению токового слоя могут приводить различные неустойчивости. Они формируют наблюдаемое распределение областей быстрого энерговыделения, включая такие возможные особенности, как образование высоких гармоник. Здесь уместно провести аналогию с колебанием натянутой струны: формирование гармоник связано с образованием дополнительных узлов колебания на струне, помимо ее краев. Точно так же кратное увеличение узлов периодической неустойчивости токового слоя может формировать пространственные гармоники в распределении областей энерговыделения, наблюдаемые в Фурье-спектре мощности возмущений вспышечной аркады.

Наше исследование не касается вопроса природы неустойчивости, приводящей к солнечной вспышке. Эту роль могут выполнять тиринг-неустойчивости (Фюрс и др., 1963; Сомов, Вернета, 1993), взаимодей-

ствие токового слоя с магнитогидродинамическими волнами (Ворпал, 1976; Накаряков и др., 2006; Артемьев, Зимовец, 2012), плазменные неустойчивости корональной аркады (Климушкин и др., 2017) или же тепловые неустойчивости токового слоя (Филд, 1965; Сыроватский, 1976; Сомов, Сыроватский, 1982). Например, тепловой механизм разрушения предвспышечного токового слоя дает для солнечных вспышек пространственный период энерговыделения от 1 до 10 Мм и несколько больший с учетом наклонного распространения возмущения (Леденцов, 2021а, б, с).

## НАБЛЮДЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Мы рассматриваем большую солнечную вспышку, произошедшую с 4 на 5 ноября 2003 г. на западном крае диска Солнца (Кэйн и др., 2005). При фиксации потока рентгеновского излучения произошло насыщение приемников GOES, поэтому точный рентгеновский класс вспышки многократно пересматривался различными авторами на основе косвенных измерений и оценивался в пределах X28–X48 (Бродрик и др., 2005). Вспышка произошла на солнечном лимбе таким образом, что вспышечная аркада магнитных петель протянулась вдоль солнечного лимба на десятки градусов и была хорошо отснята космическим

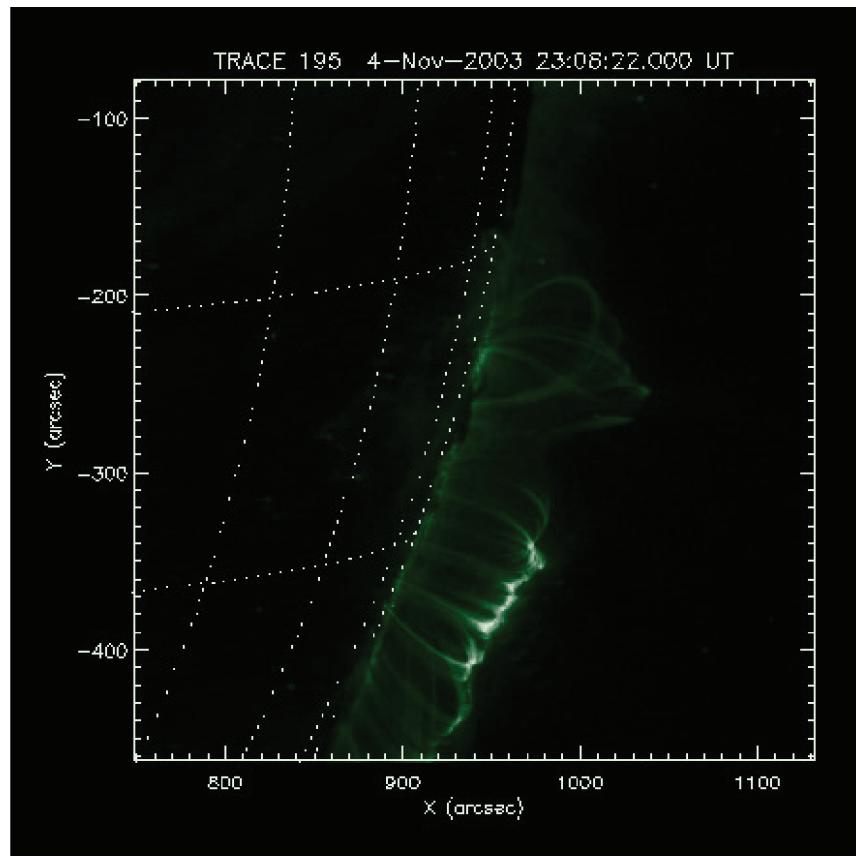


Рис. 1. Пример одного кадра вспышки 4 ноября 2003 г. в канале 195  $\text{\AA}$ , снятой с космического аппарата TRACE. По осям отложен размер поля зрения телескопа, пунктиром на снимке размечены ячейки  $10^\circ \times 10^\circ$  на поверхности Солнца.

аппаратом TRACE (Ханди и др., 1998) в ультрафиолетовом канале 195 Å (рис. 1). В процессе вспышки TRACE отснял четыре серии снимков, содержащих развитие вспышечной аркады: 21:24:58–22:04:46 UT, 22:31:18–22:44:50 UT, 22:59:31–23:45:01 UT, 00:08:35–00:20:05 UT – всего 178 кадров, из которых нами было составлено 174 разностных изображения размером 512 × 512 пикселей (рис. 2). Момент начала вспышки, около 20:00 UT, нами не рассматривался. В связи с эффектом насыщения пикселей структура вспышечной аркады в начале вспышки не просматривалась за общим ярким ультрафиолетовым свечением.

Основной причиной выбора для исследования вспышки 4 ноября 2003 г. было удачное расположение аркады магнитных петель в картинной плоскости с видом “в профиль”. По аналогичным причинам для предыдущего исследования была выбрана Бастильская вспышка (Леденцов, 2023). Однако вспышечная аркада Бастильской вспышки располагалась в картинной плоскости анфас, и излучение вершин петель равномерно распределялось вдоль ширины аркады (Оланье и др., 2000; Сомов и др., 2002). На вспышке 4 ноября, напротив, вблизи вершины большая часть петли располагалась вдоль луча зрения и по этой причине имела очень высокую яркость. Эта яркая область помешала автоматическому определению расположения аркады по двумерному Фурье-спектру

мощности возмущений, в соответствии с методом, описанным ранее (Леденцов, 2023).

Двумерный спектр мощности оказался вытянутым вдоль направления, перпендикулярного к вспышечной аркаде (рис. 3), в то время как двумерные спектры мощности возмущений в Бастильской вспышке были вытянуты вдоль аркады. Спектр вытягивается вдоль доминирующего волнового вектора возмущений, присутствующих на разностном изображении, и во вспышке 4 ноября таким возмущением оказалось изменение яркости вершины вспышечной аркады, а не отдельных вспышечных петель. Однако на спектрах вспышки 4 ноября обнаружилась интересная особенность: спектры разбиваются на волокна, расположенные уже вдоль изменяющих яркость петель. Эта особенность позволяет дополнить автоматизацию обработки Фурье-спектра мощности возмущений вспышки 4 ноября. Достаточно повторить процедуру построения двумерного спектра мощности, но не для разностных изображений вспышки, а для их Фурье-спектров (рис. 4). Назовем спектры, изображенные на рис. 3 и 4, первичным и вторичным соответственно. Далее, по аналогии с процедурами, описанными в предыдущей статье, можно произвести поиск направления доминирующего волнового вектора возмущений вспышечной аркады по вторичному Фурье-спектру. Затем, зная это направление, повер-

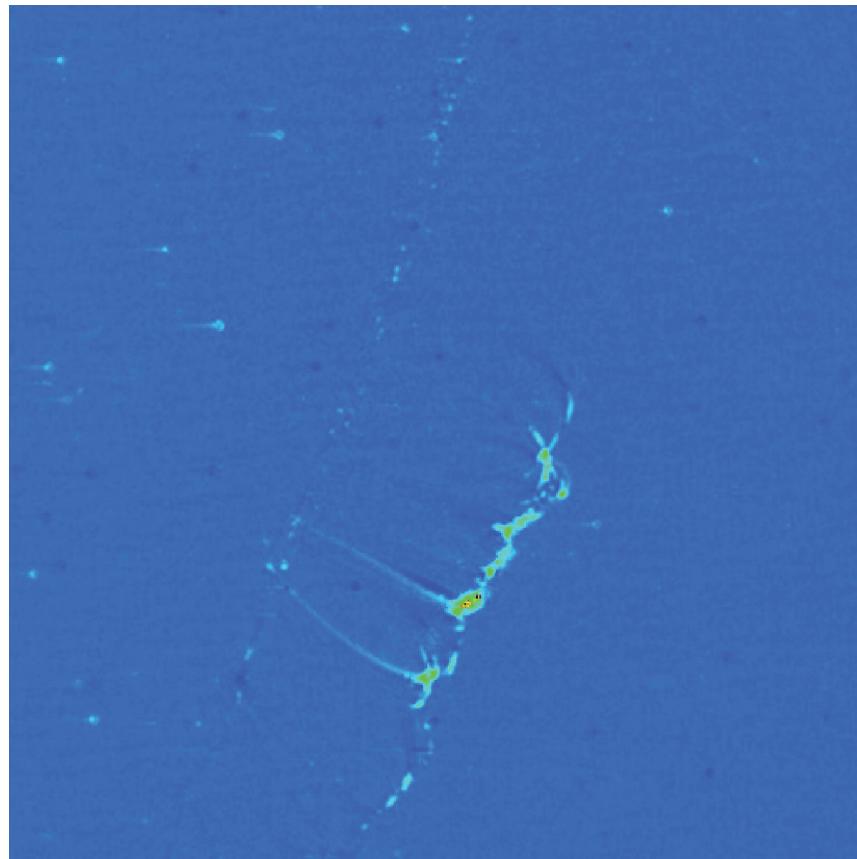
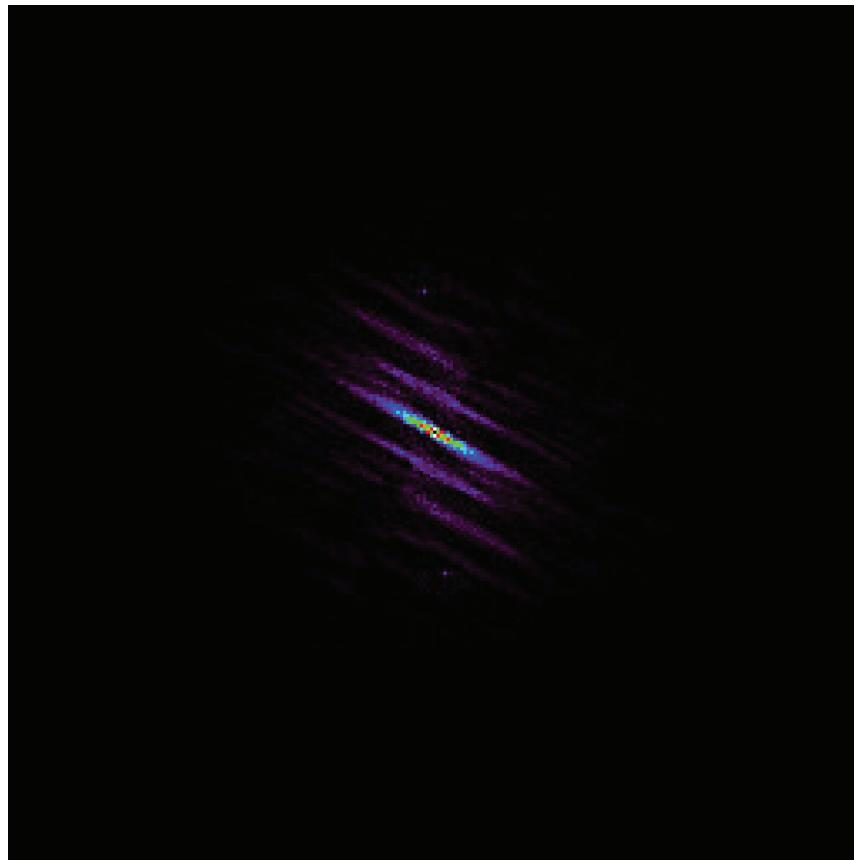


Рис. 2. Пример разностного изображения двух последовательных снимков вспышечной аркады.



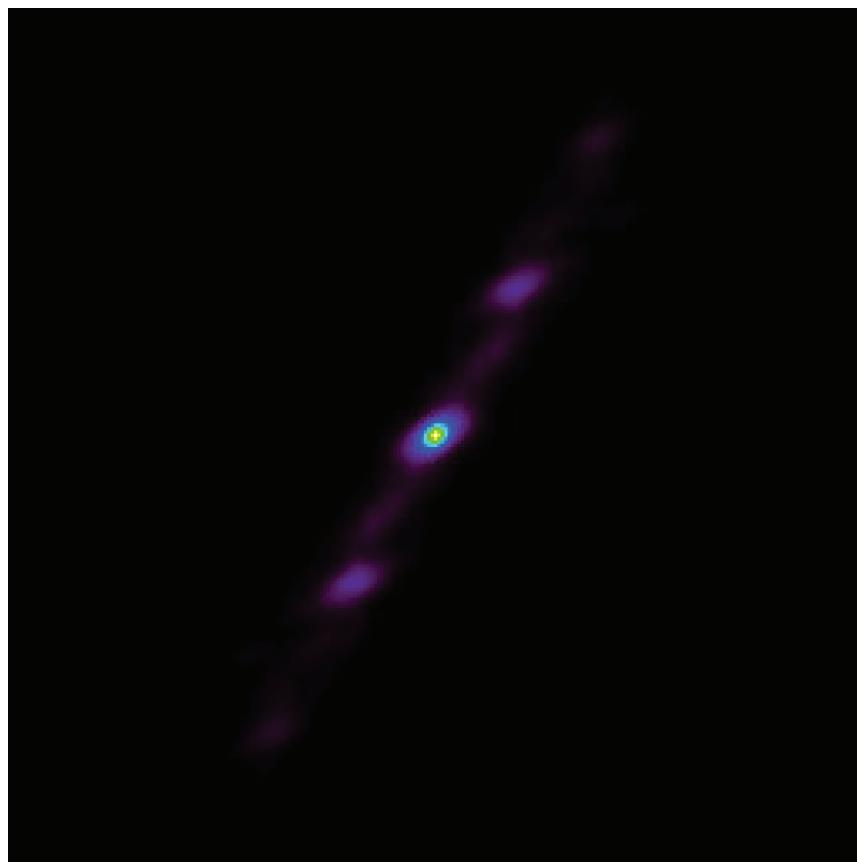
**Рис. 3.** Пример двумерного Фурье-спектра мощности возмущений разностного изображения, показанного на рис. 2. Представлена увеличенная центральная часть. Цветом показана мощность возмущения, вдоль горизонтали и вертикали откладываются компоненты волновых чисел возмущений. Более подробное описание спектра мощности см. в Леденцов (2023).

нуть первичный спектр на угол наклона волнового вектора к горизонтали и просуммировать его по всем столбцам, чтобы получить одномерный спектр возмущений, распространяющихся вдоль вспышечной аркады (рис. 5).

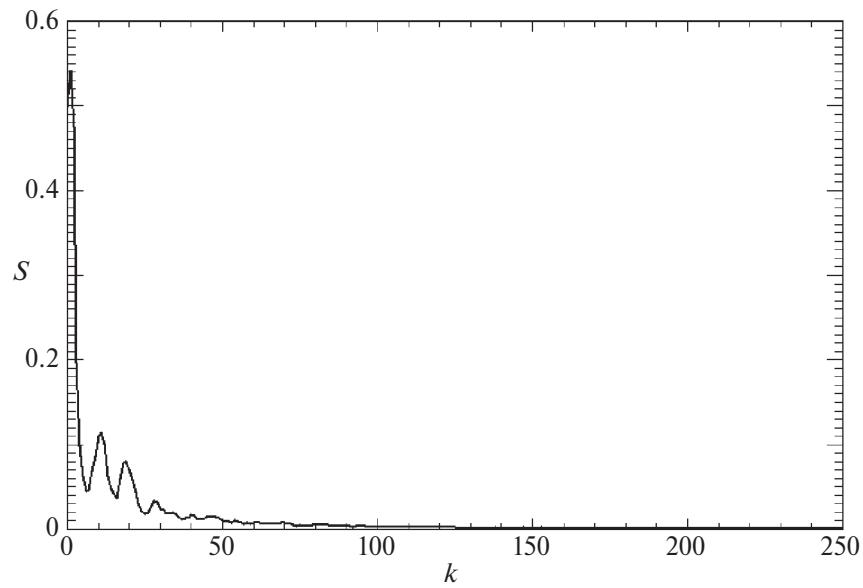
Пики на одномерном спектре показывают волновые числа доминирующих возмущений вспышечной аркады. На рис. 5 пики расположены вблизи кратных волновых чисел. Похожая картина наблюдается также на некоторых других одномерных спектрах. Кратность волновых чисел может говорить о формировании ряда гармоник распространяющимися возмущениями. Отделим возмущения от фонового тренда. В предыдущей работе мы искали тренд методом аппроксимации экспоненциальной функцией. В этом исследовании, задавшись целью поиска гармоник распространяющегося возмущения, определим тренд при помощи медианного фильтра с окном  $\Delta k = 13$ . Это значение немного превышает предполагаемое расстояние между гармониками в пространстве волновых чисел. После применения фильтра исключим гармоники и более высокочастотные изменения устраниются из спектра, и остается только медленный тренд. Кроме того, тренд, выделенный медианным фильтром, по сравнению с экспоненциальной

аппроксимацией лежит ближе к исходному Фурье-спектру в области больших волновых чисел  $k$ . Это позволит проверить наличие высоких гармоник у распространяющегося возмущения. После нормировки на медленный тренд значимые возмущения можно выделить в соответствии с некоторым количественным критерием относительно среднеквадратичного отклонения  $\sigma$  значений в полученном ряду (рис. 6).

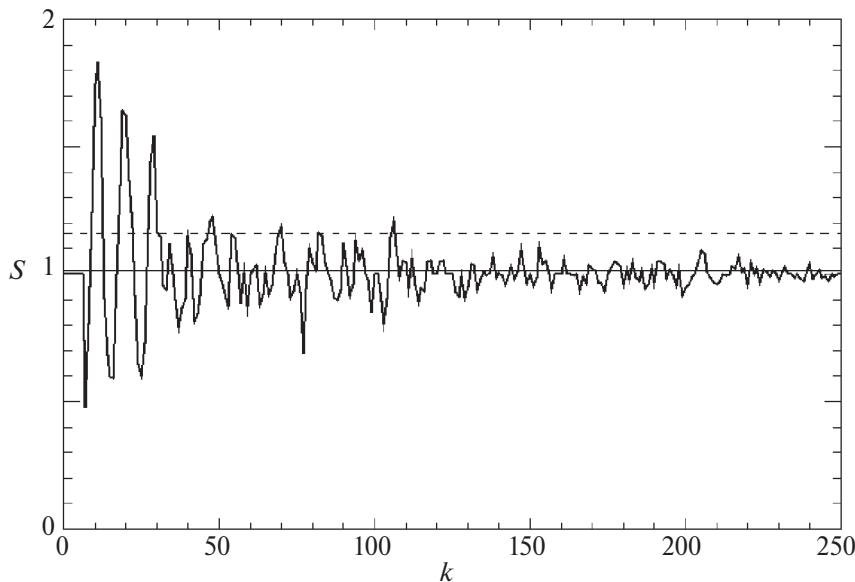
Три первых пика на рис. 6 превышают порог  $3\sigma$  и находятся на равном расстоянии друг от друга. Проверим стабильность образования подобной структуры. Если просуммировать нормированные спектры всех 174 разностных изображений, стационарные структуры усиливаются, а случайные события ослабнут. Вспышка 4 ноября демонстрирует стабильную картину распределения возмущений по спектру (рис. 7). Первые 9 пиков на рис. 7 надежно превышают критерий  $1\sigma$  и показывают явную периодическую структуру. Вторичный Фурье-спектр мощности суммарного ряда имеет два явных пика, соответствующих периодизации  $k_1 = 256/36 \approx 7$  и  $k_2 = 256/30 \approx 9$  единиц волнового числа (рис. 8). Периодизация  $k_1 = 7$  хорошо прослеживается по положениям главных пиков вплоть до волнового числа  $k = 105$ , и большинство из этих пиков достигают отклонения в  $1\sigma$ .



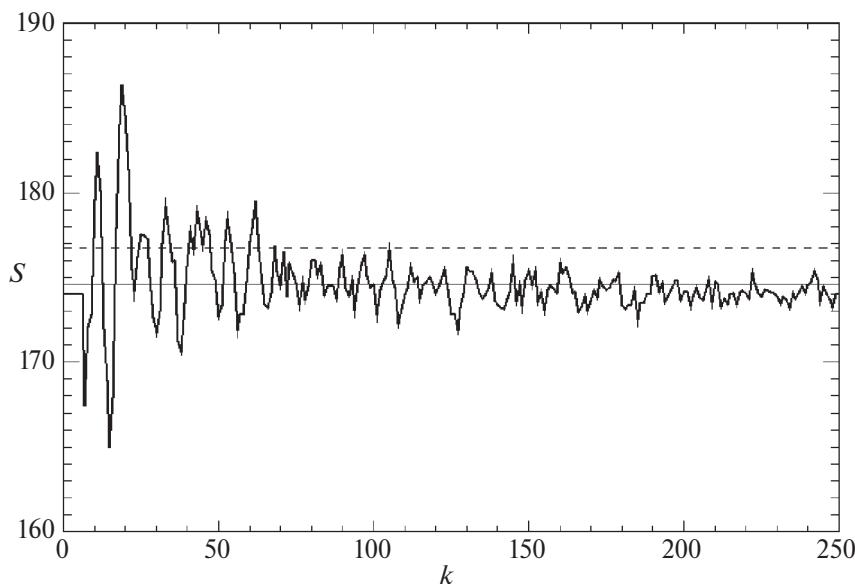
**Рис. 4.** Пример вторичного двумерного Фурье-спектра мощности, построенного на основе рис. 3. Представлена увеличенная центральная часть.



**Рис. 5.** Пример одномерного спектра мощности возмущений полного кадра, представленного на рис. 2.  $S$  – мощность возмущения,  $k$  – волновое число.



**Рис. 6.** Пример одномерного спектра мощности (рис. 5), нормированного на медленный тренд. Тонкой сплошной линией нанесено среднее значение мощности, пунктирной – уровень 1 $\sigma$  над средним.



**Рис. 7.** Сумма всех нормированных одномерных спектров мощности для вспышки 4 ноября 2003 г. Тонкой сплошной линией нанесено среднее значение мощности, пунктирной – уровень 1 $\sigma$  над средним.

Если рассматривать только первые девять высоких пиков на рис. 7, то диапазон пространственных периодов энерговыделения, соответствующих их волновым числам, простирается от  $\lambda_1 = 0.4 \times 512/11 \approx 3.3$  Мм до  $\lambda_2 = 0.4 \times 512/62 \approx 18.6$  Мм, где коэффициент 0.4 Мм/пиксель соответствует приблизительной разрешающей способности ультрафиолетового телескопа на космическом аппарате TRACE. Если принять во внимание менее явные пики, то нижняя граница пространственных периодов расширяется до  $\lambda_1 = 0.4 \times 512/105 \approx 2$  Мм. Мы интерпретируем эти результаты как быстрое энерговыделение в результате разрушения пред-

вспышечного токового слоя с пространственной периодизацией, содержащей множество высоких гармоник. Найденные гармоники аналогичным образом выделяются на каждой из четырех отдельно взятых серий изображений, хоть и с меньшей достоверностью по причине меньшей выборки.

Применение описанной процедуры к модельному ряду сгенерированных разностных изображений позволяет надежно установить наличие высоких гармоник в данных. На рис. 9 и 10 представлены примеры одного из 174 сгенерированных изображений и его двумерного Фурье-спектра. Каждое разностное изображение сформировано суммой 32 плоских волн с

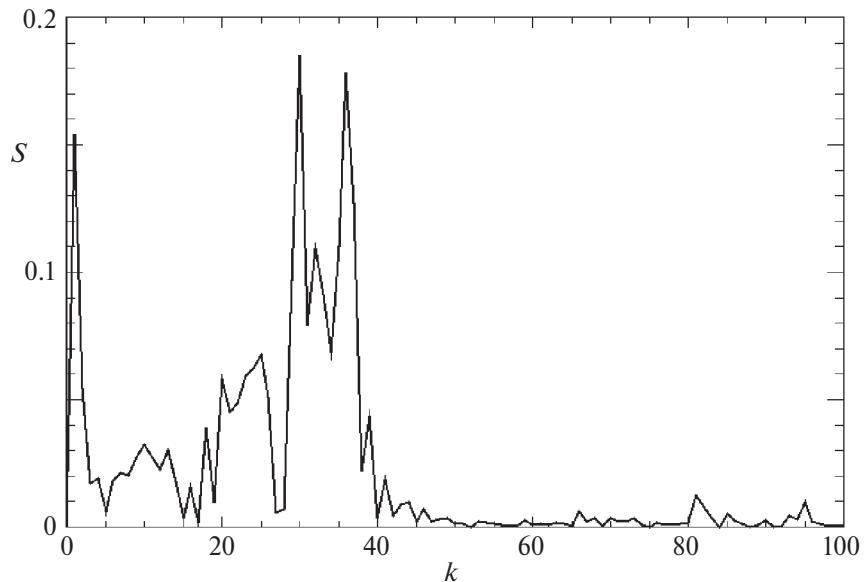


Рис. 8. Вторичный Фурье-спектр мощности суммы, изображенной на рис. 7.

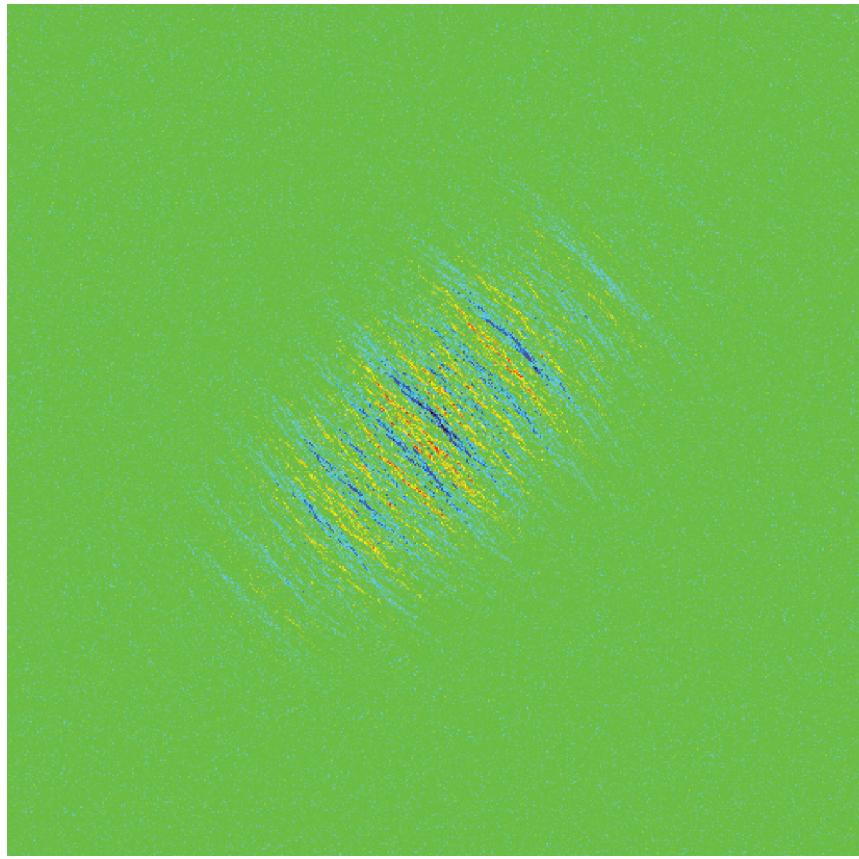
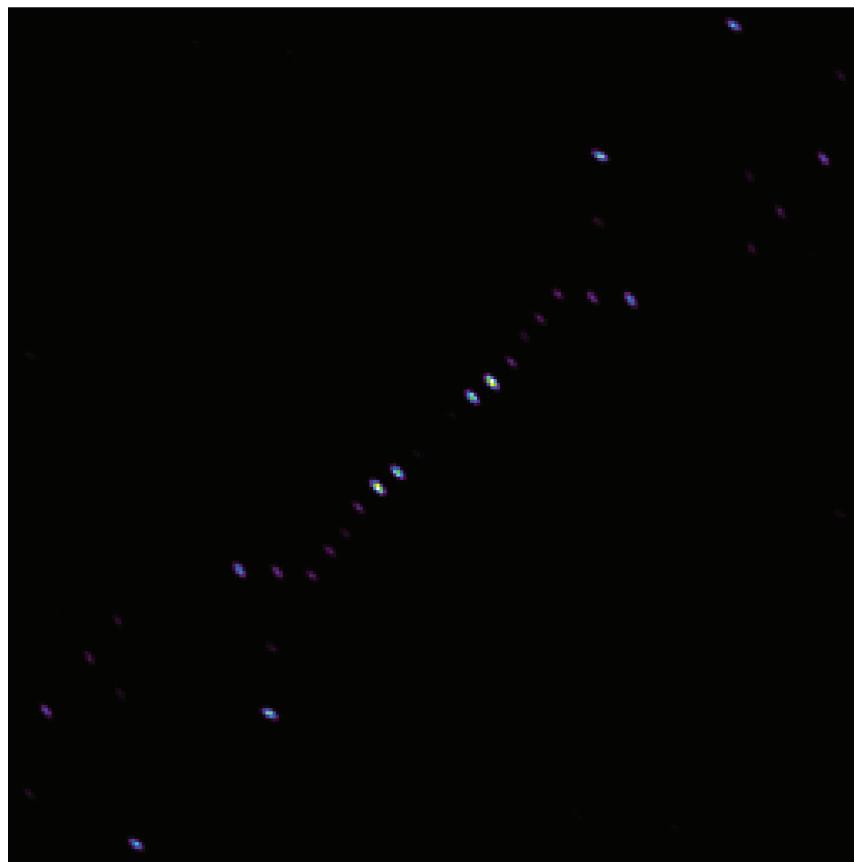


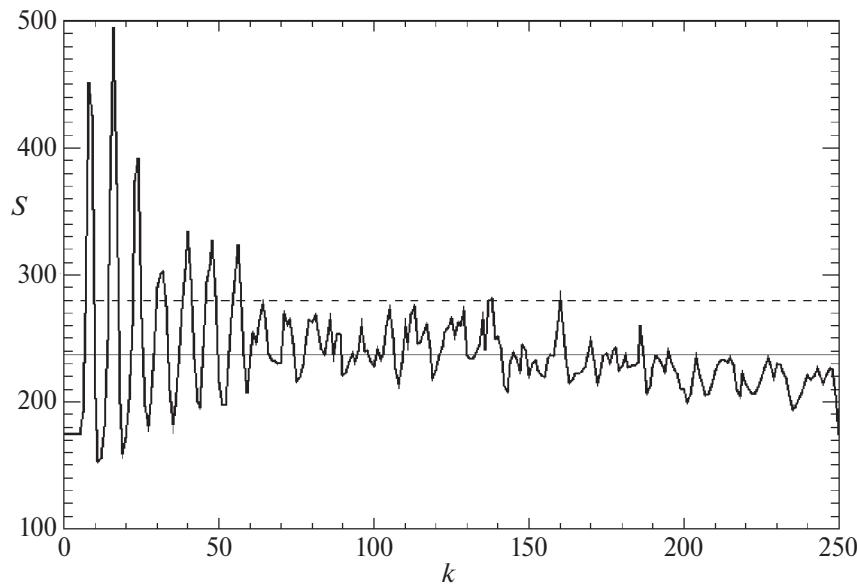
Рис. 9. Пример модельно сгенерированного разностного изображения.

волновым числом основной гармоники  $k = 8$ . Амплитуды волн ограничены в пространстве гауссовыми кривыми по двум координатам. Всем гармоникам добавлены случайные отклонения в амплитуде, волновом числе, фазе, а также направлении распростране-

ния. Кроме того, на каждое изображение наложен случайный гауссовский шум. Характерный двумерный спектр мощности сгенерированных изображений (рис. 10) отличается от наблюдаемого (рис. 3) отсутствием сильного медленного тренда, наиболее за-



**Рис. 10.** Пример двумерного Фурье-спектра мощности возмущений разностного изображения, показанного на рис. 9. Представлена увеличенная центральная часть.



**Рис. 11.** Сумма всех нормированных одномерных спектров мощности для модельного ряда разностных изображений. Тонкой сплошной линией нанесено среднее значение мощности, пунктирной – уровень  $1\sigma$  над средним.

метного, как яркая область в центре рис. 3. Непрерывный тренд в основном обусловлен яркими узколокализованными областями на разностных изображени-

ях, связанных с вершинами петель для вспышки 4 ноября 2003 г. Подобные узколокализованные структуры в модельные разностные изображения не вноси-

лись. Суммарный одномерный Фурье-спектр мощности 174 сгенерированных изображений (рис. 11) показывает похожую на реальный спектр (рис. 7) структуру. Первые 7 пиков на рис. 11 имеют квазипериодическое распределение вдоль оси волновых чисел и надежно превышают отклонение в  $1\sigma$ . Вторичный Фурье-спектр мощности суммарного ряда имеет один главный пик, соответствующий заданной периодизации  $k = 256/32 \approx 8$  единиц волнового числа (рис. 12).

Для сравнения также применим всю последовательность описанных процедур к ранее рассматривавшейся Бастильской вспышке. Рисунки 13 и 14 де-

монстрируют суммарный нормированный одномерный Фурье-спектр мощности, построенный на основе данных предыдущей работы, и его вторичный Фурье-спектр мощности соответственно. Спектры не показывают ни формирования множества гармоник возмущения, ни наличия какого-либо выделенного пространственного периода энерговыделения. Высокий пик вблизи начала координат на рис. 14 и подобный пик на рис. 8 описывают постепенное изменение среднего значения мощности на рис. 7 и рис. 13 при увеличении волнового числа и соответствуют медленному тренду, оставшемуся после медианной фильтрации и нормировки спектров.

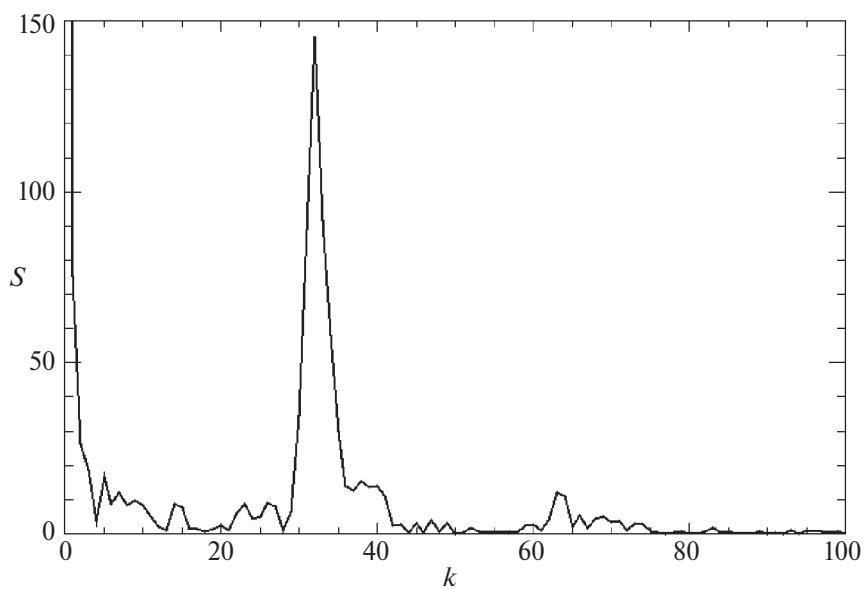


Рис. 12. Вторичный Фурье-спектр мощности суммы, изображенной на рис. 11.

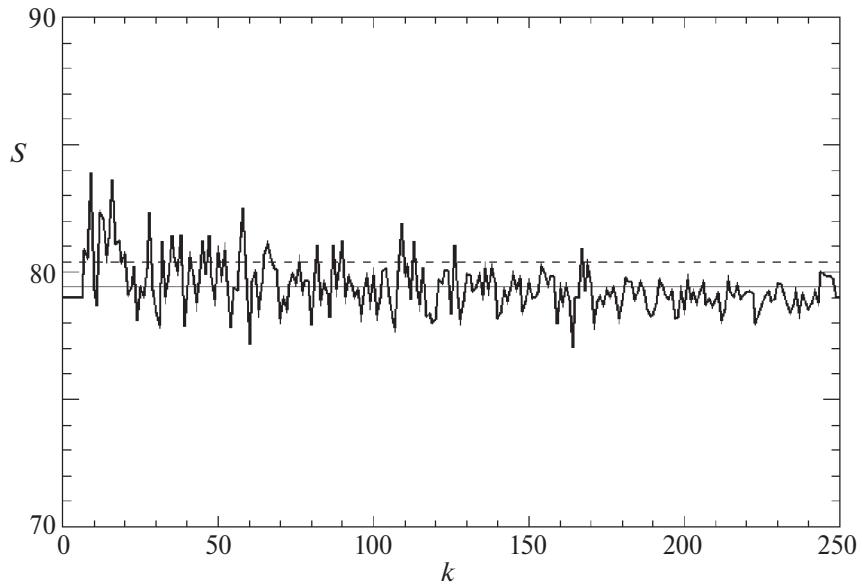


Рис. 13. Сумма всех нормированных одномерных спектров мощности для Бастильской вспышки. Тонкой сплошной линией нанесено среднее значение мощности, пунктирной – уровень  $1\sigma$  над средним.

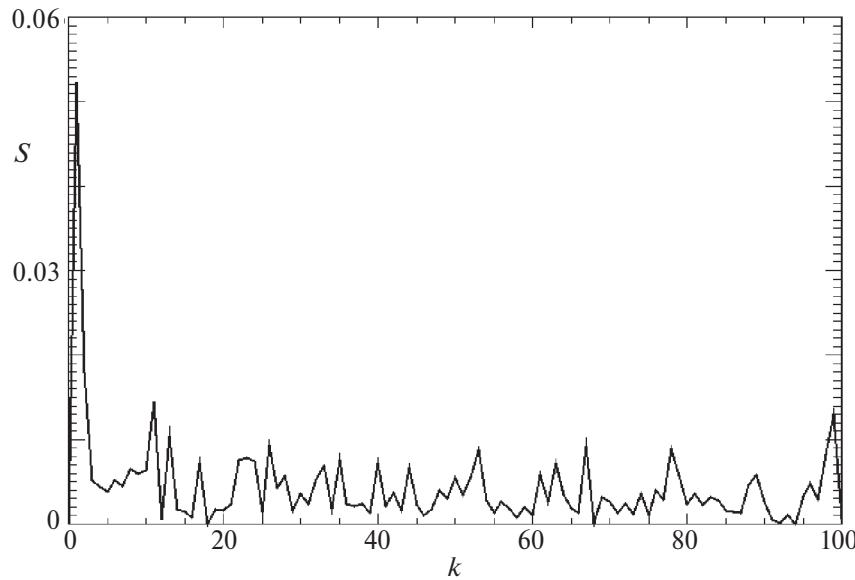


Рис. 14. Вторичный Фурье-спектр мощности суммы, изображенной на рис. 13.

По наблюдениям пары вспышек невозможно установить, насколько распространено найденное формирование гармоник в Фурье-спектре мощности возмущений вспышки 4 ноября, почему оно отсутствует в Бастильской вспышке и, более того, является ли достоверным физическим эффектом, а не проявлением начальной неоднородности параметров магнитного поля и плазмы вдоль нейтральной линии или результатом неучтенных особенностей математической обработки. Ответ на этот вопрос требует дальнейших исследований большого числа вспышек.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами изучено пространственное распределение областей первичного энерговыделения в большой солнечной вспышке, произошедшей 4 ноября 2003 г. Исследование произведено на основе данных ультрафиолетовых наблюдений развития вспышечной аркады и метода, предложенного автором ранее (Леденцов, 2023). Метод заключается в применении быстрого дискретного преобразования Фурье к разностным изображениям вспышечной аркады. Для данного исследования метод был модернизирован на шаге автоматизации поиска направления распространения возмущений в аркаде в связи с особенностями расположения вспышки вблизи лимба Солнца, а также на шаге выделения медленного тренда в одномерном Фурье-спектре мощности бегущих по аркаде возмущений для обнаружения новой особенности в периодизации областей энерговыделения – формировании множественных стабильных пространственных гармоник. Область пространственных периодов, соответствующих найденным гармоникам, занимает диапазон от 3.3 до 18.6 Мм.

Мы полагаем, что пространственные гармоники могут формироваться в процессе распада токового слоя, аккумулирующего энергию коронального магнитного поля перед вспышкой. Для этого токовый слой конечной длины в процессе роста малого возмущения под действием одной из возможных неустойчивостей плазменной, тепловой или иной природы должен испытывать колебания не только на некоторой “собственной” частоте, характерной частоте неустойчивости, но и ее гармониках. Так, например, тепловая неустойчивость может привести предвспышечный токовый слой к распаду с пространственным периодом 1–10 Мм в широком диапазоне корональных параметров плазмы (Леденцов, 2021а, б). Увеличение масштаба неустойчивости до 20 Мм также возможно в случае наклонного распространения возмущения вдоль токового слоя (Леденцов, 2021с). Однако тепловая неустойчивость в линейном приближении не формирует дополнительных пространственных гармоник возмущения. Найденный в нашем исследовании эффект образования пространственных гармоник требует дальнейшего исследования – как количественного, с привлечением новых наблюдательных данных, так и качественного, с позиций теоретической интерпретации результатов.

Работа основана на наблюдательных данных, полученных на космическом аппарате TRACE. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-72-30002, <https://rscf.ru/project/23-72-30002/>).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Артемьев, Зимовец (A. Artemyev and I. Zimovets), *Solar Phys.* **277**, 283 (2012).
2. Бенц (A.O. Benz), *Living Rev. Sol. Phys.* **14**, 2 (2017).

3. Бродрик и др. (D. Brodrick, S. Tingay, and M. Wieringa), *Solar Phys.* **110**, A09S36 (2005).
4. Ворпал (J.A. Vorpahl), *Astrophys. J.* **205**, 868 (1976).
5. Григис, Бенц (P.C. Grigis and A.O. Benz), *Astrophys. J.* **625**, L143 (2005).
6. Зимовец и др. (I.V. Zimovets, J.A. McLaughlin, A.K. Srivastava, D.Y. Kolotkov, A.A. Kuznetsov, E.G. Kupriyanova, I.-H. Cho, A.R. Inglis, et al.), *Space Sci. Rev.* **217**, 66 (2021).
7. Климушкин и др. (D.Y. Klimushkin, V.M. Nakariakov, P.N. Mager, and O.K. Cheremnykh), *Solar Phys.* **292**, 184 (2017).
8. Крукер и др. (S. Krucker, G.J. Hurford, and R.P. Lin), *Astrophys. J.* **595**, L103 (2003).
9. Кэйн и др. (S.R. Kane, J.M. McTiernan, and K. Hurley), *Astron. Astrophys.* **433**, 1133 (2005).
10. Леденцов (L. Ledentsov), *Solar Phys.* **296**, 74 (2021a).
11. Леденцов (L. Ledentsov), *Solar Phys.* **296**, 93 (2021b).
12. Леденцов (L. Ledentsov), *Solar Phys.* **296**, 117 (2021c).
13. Леденцов Л.С., Письма в Астрон. журн. **49**, 819 (2023) [L.S. Ledentsov, *Astron. Lett.* **49**, 744 (2023)].
14. Накаряков и др. (V.M. Nakariakov, C. Foullon, E. Verwichte, and N.P. Young), *Astron. Astrophys.* **452**, 343 (2006).
15. Оланье и др. (G. Aulanier, E.E. DeLuca, S.K. Antiochos, R.A. McMullen, and L. Golub), *Astrophys. J.* **540**, 1126 (2000).
16. Прист, Форбс (E.R. Priest and T.G. Forbes), *Astron. Astrophys. Rev.* **10**, 313 (2002).
17. Рева и др. (A. Reva, S. Shestov, I. Zimovets, S. Bogachev, and S. Kuzin), *Solar Phys.* **290**, 2909 (2015).
18. Сомов (B.V. Somov), *Plasma Astrophysics. Part I. Fundamentals and Practice. Second Edition* (N.Y.: Springer SBM, 2012).
19. Сомов (B.V. Somov), *Plasma Astrophysics. Part II. Reconnection and Flares. Second Edition* (N.Y.: Springer SBM, 2013).
20. Сомов, Вернета (B.V. Somov and A.I. Verneta), *Space Sci. Rev.* **65**, 253 (1993).
21. Сомов и др. (B.V. Somov, T. Kosugi, H.S. Hudson, T. Sakao, and S. Masuda), *Astrophys. J.* **579**, 863 (2002).
22. Сомов Б.В., Сыроватский С.И., Успехи физ. наук **120**, 217 (1976) [B.V. Somov, S.I. Syrovatskii, *Sov. Phys. Usp.* **19**, 813 (1976)].
23. Сомов, Сыроватский (B.V. Somov and S.I. Syrovatskii), *Solar Phys.* **75**, 237 (1982).
24. Сыроватский С.И., Письма в Астрон. журн. **2**, 35 (1976) [S.I. Syrovatskii, *Soviet Astron. Lett.* **2**, 13 (1976)].
25. Ториуми, Ванг (S. Toriumi and H. Wang), *Living Rev. Sol. Phys.* **16**, 3 (2019).
26. Фюрт и др. (H.P. Furth, J. Killeen, and M.N. Rosenbluth), *Phys. of Fluids* **6**, 459 (1963).
27. Филд (G.B. Field), *Astrophys. J.* **142**, 531 (1965).
28. Ханди и др. (B.N. Handy, M.E. Bruner, T.D. Tarbell, A.M. Title, C.J. Wolfson, M.J. Laforge, and J.J. Oliver), *Solar Phys.* **183**, 29 (1998).