

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 48, номер 8, 2022

---

---

Каталог квазаров, созданный по результатам среднеполосного фотометрического обзора на 1-м телескопе Шмидта <i>С. С. Котов, С. Н. Додонов, Т. А. Мовсеян, А. А. Гроховская</i>	535
Параметры волны Рэдклиффа по мазерам, радиозвездам и звездам типа Т Тельца <i>В. В. Бобылев, А. Т. Байкова, Ю. Н. Мишуров</i>	553
Вспышки 2012 года сверхновой 2009ip: от сценария к модели <i>Н. Н. Чугай</i>	562
Моделирование горения и нуклеосинтеза в термоядерной сверхновой <i>С. И. Глазырин, И. В. Панов</i>	568
Содержание скандия у F-G-K звезд в широком диапазоне металличности <i>Л. И. Машонкина, А. М. Романовская</i>	577
Стабилизация орбитального движения солнечного паруса в окрестности коллинеарной точки либрации за счет изменения отражательной способности <i>Д. В. Шиманчук, А. С. Шмыров, В. А. Шмыров</i>	592

---

---



# КАТАЛОГ КВАЗАРОВ, СОЗДАННЫЙ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ СРЕДНЕПОЛОСНОГО ФОТОМЕТРИЧЕСКОГО ОБЗОРА НА 1-М ТЕЛЕСКОПЕ ШМИДТА

© 2022 г. С. С. Котов<sup>1,2,3\*</sup>, С. Н. Додонов<sup>1,2,3</sup>, Т. А. Мовсесян<sup>4</sup>, А. А. Гроховская<sup>1,2,5</sup>

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

<sup>2</sup>Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Россия

<sup>4</sup>Бюраканская астрофизическая обсерватория НАН Армении, Армения

<sup>5</sup>Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 12.04.2022 г.

После доработки 18.05.2022 г.; принята к публикации 20.06.2022 г.

По данным среднеполосного фотометрического обзора на 1-м телескопе Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории нами создана полная до 22.5 звездной величины выборка квазаров в поле HS47.5-22 площадью 2.38 квадратных градуса. Мы классифицировали объекты и создали выборку квазаров, используя широкополосные фотометрические данные и морфологическую классификацию из обзора DECaLS (Дей и др., 2019), инфракрасную фотометрию из обзора WISE (Мейснер и др., 2018), спектроскопию из обзора SDSS (Пэрис и др., 2018), рентгеновские данные ROSAT (Мольтхаген и др., 1997), радиоданные FIRST (Беккер и др., 1995) и данные о собственном движении объектов из обзора GAIA (Коллаборация Гайа и др., 2018). Выборка содержит 682 квазара, для которых мы определили среднеполосные фотометрические красные смещения, вычислили абсолютные звездные величины, а также исследовали распределение пространственной плотности квазаров и функцию светимости. В результате мы получили указания на отсутствие значимого снижения пространственной плотности квазаров до  $z = 4$ .

*Ключевые слова:* активные ядра галактик, оптические обзоры, среднеполосная фотометрия.

DOI: 10.31857/S0320010822080046

## ВВЕДЕНИЕ

Активные ядра галактик (АЯГ) — одни из самых ярких объектов во Вселенной. Их источник энергии — аккреция вещества на сверхмассивную черную дыру (СМЧД): когда газ приближается к СМЧД, его температура повышается, и он начинает излучать в широком диапазоне длин волн, от гамма-квантов до радиоизлучения. При этом в своем спектре АЯГ не только показывают непрерывное излучение аккреционного диска, но и демонстрируют эмиссионные линии от рентгеновского до инфракрасного спектральных диапазонов. В свою очередь, эмиссионные линии могут быть широкими или узкими, в зависимости от ориентации АЯГ относительно наблюдателя и распределения поглощающего излучение вещества вокруг активного ядра (Антонуччи, 1993; Уррю, Падовани, 1995).

Для многочисленных задач в различных областях астрофизики, от физики высоких энергий до космологии, проблема определения полного числа активных ядер галактик является фундаментальной. АЯГ изучаются в контексте моделей эволюции галактик (Хекман, Бест, 2014), поскольку есть свидетельства тесной корреляции между СМЧД и свойствами галактик (Корменди, Ричстон, 1995; Гебхарт и др., 2000), хотя причинное происхождение этих зависимостей не является общепринятым (Пенг, 2007; Янке, Маччио, 2011). Кроме того, благодаря большой светимости, оптически самые яркие АЯГ I типа (квазары) позволяют нам проследить распределение материи с ранних времен (в настоящее время самый далекий квазар, подтвержденный спектроскопией, находится на  $z = 7.1$ , Мортлок и др., 2011). Квазары также могут использоваться для расчета ограничений на космологические модели: Буска и др. (2013)

\*Электронный адрес: sss.kotov@mail.ru

обнаружили барионные акустические осцилляции (БАО) в  $Ly_{\alpha}$  лесу в спектре квазаров, и в перспективе планируют измерить функцию БАО через кластеризацию квазаров. Также рассматриваются возможности использования квазаров в качестве стандартных свечей (Ду и др., 2015; Уотсон и др., 2011; Рисалити, Луссо, 2017).

Исследование эволюции пространственной плотности и функции светимости квазаров с красным смещением является одним из важнейших методов изучения эволюции АЯГ. С их помощью мы можем получить ограничения на физические модели роста сверхмассивных черных дыр в галактиках (Хаехнелт и др., 1993; Хайман, Лоэб, 1998; Кауфман, Хаенхельг, 2000). Также функция светимости позволяет оценить вклад АЯГ во внегалактический ультрафиолетовый фон (Мейксин, Мадау, 1993; Бойль и др., 1998).

Имеются значительные различия в оценках эволюции пространственной плотности квазаров по оптическим и рентгеновским данным (Мияши и др., 2000). Существуют также большие различия в оценках эволюции пространственной плотности квазаров и их функции светимости в диапазоне  $3 < z < 5$  по данным оптических обзоров (SDSS — Sloan Digital Sky Survey, Пэрис и др., 2018; COMBO-17 — Classifying Objects by Medium-Band Observations, Вольф и др., 2003; ALHAMBRA — Advanced Large, Homogenous Area Medium Band Redshift Astronomical Survey, Мэтьют и др., 2012; COSMOS — Cosmological Evolution Survey, Мастерс и др., 2012), в которых применялись разные методы создания выборки квазаров. Эти различия, по нашему мнению, обусловлены эффектами селекции разных методов отбора квазаров.

В данной работе все оптические и инфракрасные звездные величины представлены в AB-системе. Для расчета космологических эффектов была использована  $\lambda$ -CDM модель с параметрами  $\Omega_m = 0.3$  и  $\Omega_{\lambda} = 0.7$  (Хогг, 1999).

### ПРОБЛЕМА СОЗДАНИЯ РЕПРЕЗЕНТАТИВНОЙ ВЫБОРКИ КВАЗАРОВ

Поиск и изучение свойств АЯГ — непростая задача. Связано это с малочисленностью объектов (порядка 300 объектов на 1 кв. град до  $R = 22.5^m$ ), разнообразием спектров, большим диапазоном наблюдаемых красных смещений. Методы поиска АЯГ можно условно разделить по длинам волн: поиск в рентгеновском диапазоне, оптическом (включая инфракрасные и ультрафиолетовые данные) и радиодиапазонах. Здесь следует отметить, что не все АЯГ детектируются в рентгеновском и радиодиапазонах (Сильверман и др., 2008).

Среди оптических методов исторически наиболее успешными являются: широкополосная фотометрия (Гаро, Лейтен, 1962) и бесщелевая спектроскопия (Маркарянские обзоры, Маркарян, 1967). Широкополосная фотометрия использовалась в обзорных работах для отбора квазаров по УФ-избытку (Бойль и др., 1990) и позволяет эффективно отбирать объекты на красных смещениях менее 2.2, на больших красных смещениях квазары становятся неотличимы по цветовым избыткам от звезд. Переход от цветовых избытков к бесщелевой спектроскопии существенно расширил наше понимание природы галактик и квазаров. Бесщелевая спектроскопия с применением объективной призмы, гризмы или грензы — эффективная методика получения информации о большом количестве объектов с низким спектральным разрешением. Однако значимы и ограничения метода: при бесщелевой спектроскопии изображение объекта растягивается в спектр над фоном неба, что приводит к снижению отношения сигнал/шум, а спектральное разрешение определяется монохроматическим изображением объекта. Результаты наблюдений бесщелевой спектроскопии отягощены проблемами наложений спектров, переменной комой по полю зрения, а полезный спектральный диапазон для объективных призм, гризм и гренз ограничен (около 2500 Å).

Дальнейшим развитием оптических методов отбора активных ядер стало комбинирование широкополосной фотометрии с данными ИК- и УФ-телескопов, а также последующее подтверждение природы отобранных объектов и определение их красных смещений с помощью мультиобъектной спектроскопии. Данная методика успешно реализована в SDSS (Ричардс и др., 2002, 2015; Ди Помпео и др., 2015). С ее помощью полнота выборки квазаров до красных смещений меньше 2.2 достигла почти 80%. Она также позволила находить квазары на больших красных смещениях ( $z > 2.2$ ), но при этом результаты поиска оказались малопродуктивными для статистических исследований: большинство квазаров по-прежнему оставались неотличимы от звезд по цветовым избыткам, и полнота выборки квазаров не превышала 30%, несмотря на дополнение широкополосными данными ИК и УФ (Котов, 2016).

Развитием фотометрических методов поиска стало увеличение числа фильтров при уменьшении их ширины (Баум, 1962). Хиксон и Чен (Хиксон и др., 1994; Чен, 1994) были первыми, кто использовал среднеполосные фильтры, покрывающие большой спектральный диапазон, и рассматривали полученные фотометрические данные как низкодисперсионный спектр каждого наблюдаемого объекта. Данный метод в настоящее время является единственным, позволяющим получать глубокие

спектрофотометрические данные для сотен тысяч объектов за несколько наблюдательных ночей на телескопах метрового класса. Разные варианты этого метода применялись в обзорах BATC (Гаотон и др., 2004), CADIS (Вольф и др., 2001), COMBO-17 (Вольф и др., 2003), MUSYC (Гавайзер и др., 2006), ALHAMBRA (Мэтьют и др., 2012), COSMOS (Мастерс и др., 2012).

Для изучения эволюции квазаров в разных диапазонах светимости и красных смещений в исследуемом поле необходимо получить как можно более однородную выборку с максимальной полнотой. При создании выборки следует учитывать следующие моменты:

- Большое разнообразие наблюдаемых характеристик квазаров определяется многими факторами, такими как темп аккреции вещества на черную дыру, структура центральной области АЯГ, ориентация АЯГ к наблюдателю, поглощение и излучение подстилающей галактики и др.
- Поиск квазаров с разными спектральными характеристиками требует разных методов отбора с разными критериями поиска. Для создания наиболее полной выборки квазаров отбор по разным критериям следует проводить параллельно.
- Из-за разных спектральных характеристик квазаров на разных красных смещениях возникают эффекты селекции, влияние которых можно ошибочно интерпретировать как эволюцию самих квазаров. Поэтому при формировании выборки для изучения эволюции квазаров требуется минимизировать зависимость эффектов селекции от красного смещения.

#### ДАННЫЕ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДЛЯ ОТБОРА КВАЗАРОВ

Для отбора квазаров мы использовали следующие данные.

**Оптическая широкополосная фотометрия.** Оптическая широкополосная фотометрия не требует использования больших телескопов и позволяет получать данные о слабых объектах за минимальное телескопное время. Данные широкополосной фотометрии позволяют эффективно отбирать квазары на красных смещениях до  $z = 2.2$  по критерию ультрафиолетового избытка (Ричардс и др., 2002), однако на больших красных смещениях квазары становятся практически неотличимы от звезд в широкополосных фильтрах (Котов, 2016). Также по этим данным невозможно с достаточной

точностью определить фотометрические красные смещения квазаров.

**Инфракрасная широкополосная фотометрия.** Инфракрасные цветовые критерии позволяют отобрать большинство квазаров с красными смещениями до  $z = 3$ ; при больших красных смещениях инфракрасные цвета значительной части квазаров становятся неотличимыми от звезд и галактик (Ян и др., 2013). Кроме того, имеющиеся в настоящее время инфракрасные данные (обзор WISE, Мейснер и др., 2018) недостаточно глубоки, чтобы отбирать квазары слабее 22-й величины.

**Оптическая среднеполосная фотометрия.** Оптическая среднеполосная фотометрия требует гораздо большего телескопного времени по сравнению с широкополосной фотометрией, но позволяет регистрировать широкие эмиссионные линии в спектрах квазаров (Вольф и др., 2003), что можно использовать для практически однородного отбора в диапазоне красных смещений до  $z = 5$  и более. Также можно с высокой точностью определять фотометрические красные смещения квазаров по эмиссионным линиям (Чавес-Монтеро и др., 2017). С другой стороны, разработать алгоритм автоматической классификации объектов по среднеполосным фотометрическим данным является сложной задачей, поскольку использовать цветовые критерии для такого числа фильтров становится неэффективно, и требуются алгоритмы машинного обучения для классификации объектов. Это, в свою очередь, сильно затруднено малыми размерами и неоднородностью доступной обучающей выборки квазаров, для которых имеются данные среднеполосной фотометрии. Использование шаблонных спектров, свернутых с кривыми пропускания среднеполосных фильтров, позволяет частично решить эту проблему. Но шаблонные спектры не могут покрыть все разнообразие квазаров, поскольку для этого требуется учесть все вариации таких параметров, как наклон континуума, эквивалентная ширина эмиссионных линий, соотношение яркости эмиссионных линий, красное смещение и вариации поглощения на луче зрения.

**Наличие рентгеновского или радиоизлучения.** Наличие рентгеновского и радиоизлучения можно использовать как критерий отбора, но достаточное для регистрации рентгеновское и радиоизлучение наблюдается лишь у небольшой части квазаров (Сильверман и др., 2008), а для определения красных смещений требуется оптическое отождествление объектов с последующей спектроскопией. Оптическое отождествление рентгеновских источников часто неоднозначно из-за низкого углового разрешения рентгеновских телескопов: одному рентгеновскому источнику может соответствовать несколько объектов в оптическом диапазоне.

**Морфологическая классификация.** Морфологические данные могут быть использованы для разделения квазаров и далеких галактик.

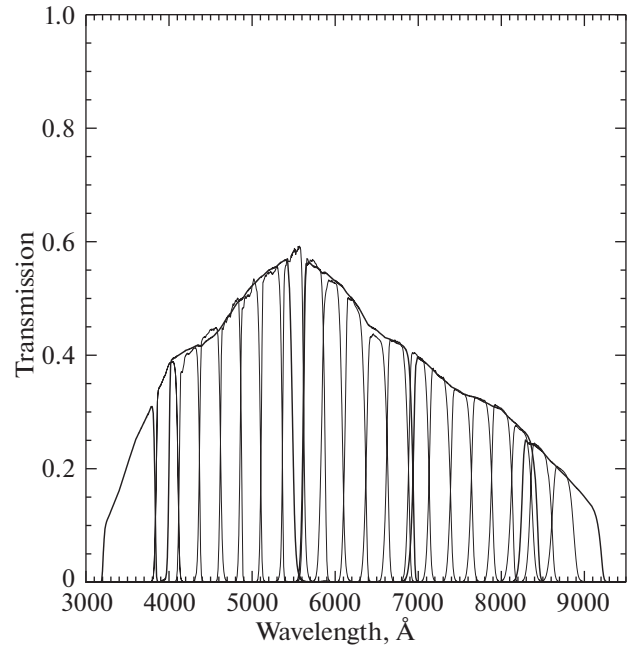
**Астрометрические данные: параллакс и собственные движения.** Данные о параллаксе и собственном движении можно использовать для выделения звезд из выборки. Самые глубокие и точные данные на сегодняшний день — из обзора Gaia (Коллаборация Гайа и др., 2016). В нем представлены данные о параллаксах и собственных движениях звездобразных источников до 20.5 зв. величины (Коллаборация Гайа и др., 2018; Лури и др., 2018). Этот предел глубины позволяет отделять от звезд только наиболее яркие квазары на больших красных смещениях.

**Переменность.** Данные о переменности можно использовать в качестве критерия отбора, поскольку характер переменности квазаров и переменных звезд существенно различается (Паланк-Делабуриль и др., 2016). Но получение таких данных подразумевает множество наблюдений в разное время. Кроме того, все процессы на красном смещении  $z$  для наблюдателя происходят в  $z + 1$  раз медленнее (Хогг, 1999), и переменность далеких квазаров становится менее заметной. Это приводит к эффектам селекции, зависящим от красного смещения.

**Спектроскопические данные.** Спектроскопические данные в большинстве случаев являются исчерпывающими для классификации объектов и определения красных смещений. Но спектроскопия требует длительного телескопного времени и может быть получена только для заранее выбранных объектов с точно известными координатами в поле (Пэрис и др., 2018).

Поскольку все критерии по отдельности имеют либо эффекты селекции в зависимости от красного смещения, либо страдают от неполноты, то для получения наиболее полной однородной выборки оптимально разделить отбор на два этапа. В первых, сделать максимально полную, но сильно загрязненную выборку кандидатов в квазары, параллельно используя различные комбинации критериев отбора. Затем удалить из нее ложно отобранные объекты с помощью более сложных методов, таких как среднелосная фотометрия и спектроскопия. Также для определения красных смещений с точностью, достаточной для изучения эволюции, можно использовать как данные среднелосной фотометрии, так и данные спектроскопии.

В настоящее время существует множество глубоких широкополосных фотометрических обзоров, покрывающих большую часть неба (SDSS, Пэрис и др., 2018; DECaLS, Дей и др., 2019; PanSTARRS, Джуитт, 2003), их данные находятся в открытом



**Рис. 1.** Набор фильтров 1-м телескопа Шмидта. Пропускание фильтров измерено в сходящемся пучке со светосилой  $F/2$ . Кривые пропускания фильтров приведены с учетом чувствительности детектора.

доступе. Также в открытом доступе находится инфракрасный обзор WISE, данные рентгеновского телескопа ROSAT, радиообзор FIRST, астрометрический обзор Gaia и спектроскопия SDSS.

Для создания полной выборки квазаров мы выбрали поле HS47.5-22, для которого имеются данные всех описанных выше обзоров. Также в этом поле очень низкое поглощение в Галактике на луче зрения, сравнимое с поглощением в поле дыры Локмана. Таким образом, имеется возможность разработать и применить комбинированный метод отбора квазаров. Для максимального качества отбора и определения красных смещений был проведен среднелосный фотометрический обзор в этом поле.

## НАБЛЮДЕНИЯ

Для наблюдений мы использовали 1-м телескоп системы Шмидта (100/125/213) Бюраканской астрофизической обсерватории Национальной академии наук Армении. Телескоп входит в пятерку крупнейших телескопов системы Шмидта в мире по размеру зеркала и в тройку тАФ по размеру объективных призм, и является одним из самых светосильных ( $F/2.1$ ) среди инструментов своего класса.

Мы установили в фокусе телескопа CCD-детектор ( $4K \times 4K$ , с жидкостным охлаждением, RON  $11.1e^-$ , производитель Apogee, USA) с

элементом разрешения 0.868 угл. сек/пиксель и полем зрения около 1 кв. град. Детектор оснащен турелью с двадцатью среднеполосными фильтрами ( $FWHM = 250 \text{ \AA}$ ), равномерно покрывающими спектральный диапазон 4000–9000  $\text{\AA}$ , и пятью широкополосными фильтрами ( $u, g, r, i, z$  SDSS). На рис. 1 приведены кривые пропускания фильтров, измеренные в сходящемся пучке F/2.1, соответствующем светосиле телескопа (Додонов и др., 2017).

Для наблюдений нами было выбрано поле HS47.5-22 — одно из полей с глубоким накоплением рентгеновского спутника ROSAT (Мольтхаген и др., 1997). Центральная часть поля с координатами центра  $09^{\text{h}}50^{\text{m}}00^{\text{s}} + 47^{\text{d}}35^{\text{m}}00^{\text{s}}$  и размером 2.38 кв. градуса была покрыта четырьмя наборами экспозиций в широкополосных и среднеполосных фильтрах (рис. 2). Перекрытия соседних наборов составляли около 10 угловых минут. По наблюдениям на рентгеновском спутнике ROSAT обнаружено 144 рентгеновских источника до уровня  $3.5 \times 10^{-14} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  (Мольтхаген и др., 1997). По результатам обзора FIRST в поле обнаружено 362 радиоисточника (Уайт и др., 1997; Хельфанд и др., 2015).

Наблюдения проводились на протяжении нескольких сетов в феврале, марте, апреле и ноябре 2017 г., а также в феврале и ноябре 2018 г. в четырех широкополосных фильтрах системы SDSS ( $u, g, r, i$ ) и 16 среднеполосных фильтрах, равномерно покрывающих спектральный диапазон 4000–8000  $\text{\AA}$ . Суммарное время экспозиции подбиралось таким образом, чтобы достичь глубины  $M_{AB} \approx 25^{\text{m}}$  с соотношением сигнал–шум 5 в широкополосных (около 2 ч) и  $M_{AB} \approx 23^{\text{m}}$  с соотношением сигнал–шум 3–5 в среднеполосных фильтрах (около 60 мин в пике кривой чувствительности детектора и около 2 ч на краях диапазона, табл. 1).

### Первичная редукция изображений

Рассмотрим ключевые моменты редукции наблюдательных данных, опуская стандартные и хорошо описанные в литературе (Лаббе и др., 2003; Гавайзер и др., 2006; Молес и др., 2008; Кардамоне и др., 2010) шаги редукции данных, такие как подготовка и вычитание среднего уровня “электронного поля”, подготовка и вычитание среднего уровня темного тока, коррекция за плоское поле, учет вклада фринговой составляющей в красных диапазонах, чистка космических частиц, оценка качества изображений и т.д. После предварительной редукции данных все снимки для каждого фильтра приводятся к единой системе координат, делаются

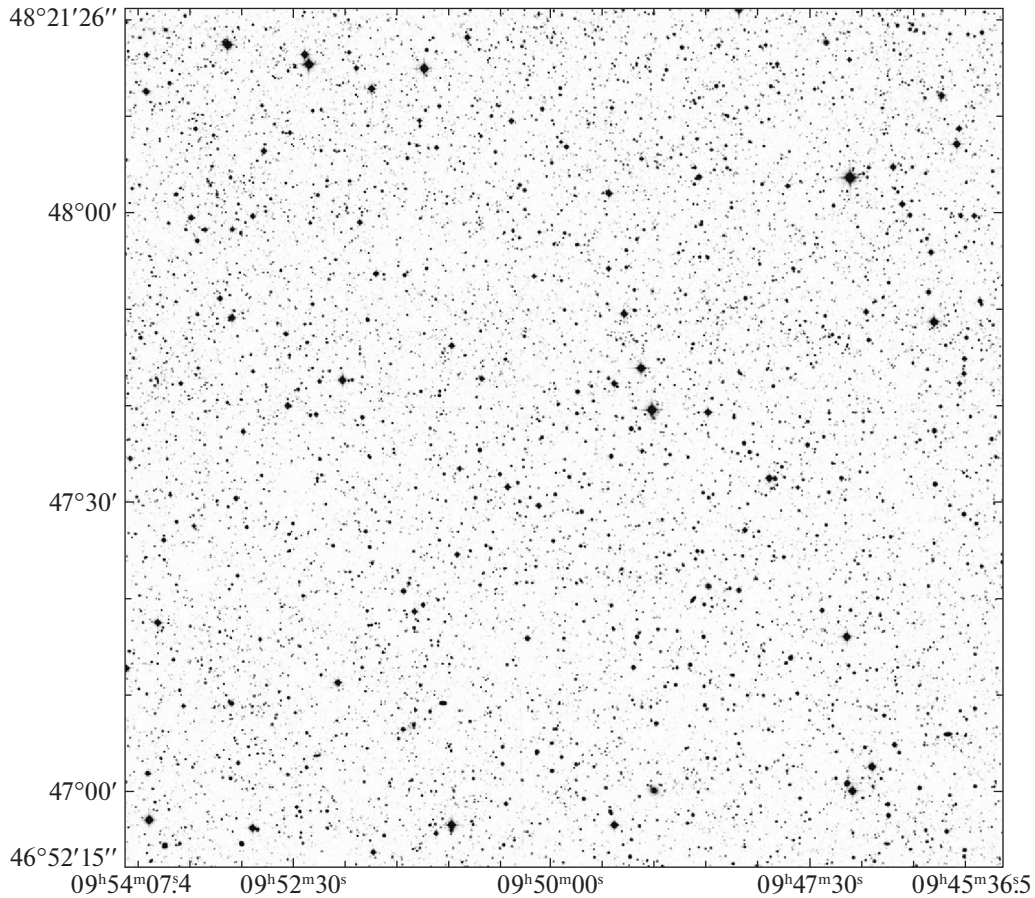
**Таблица 1.** Набор широкополосных и среднеполосных фильтров 1-м телескопа Шмидта БАО НАН. Эффективная длина волны, FWHM, предельная звездная величина, измеренная на уровне сигнал/шум  $\sim 5$

Фильтр	$\lambda_{\text{cen}}, \text{\AA}$	FWHM, $\text{\AA}$	$m_{\text{lim}, 3\sigma}$
$u$ SDSS	3578	338	24.23
$g$ SDSS	4797	860	25.22
$r$ SDSS	6227	770	24.97
$i$ SDSS	7624	857	24.15
mb 400	3978	250	24.37
mb 425	4246	250	24.31
mb 450	4492	250	24.20
mb 475	4745	250	24.31
mb 500	4978	250	24.30
mb 525	5234	250	24.37
mb 550	5496	250	23.86
mb 575	5746	250	24.29
mb 600	5959	250	23.89
mb 625	6234	250	23.51
mb 650	6499	250	23.41
mb 675	6745	250	23.78
mb 700	7002	250	23.47
mb 725	7253	250	23.20
mb 750	7519	250	23.07
mb 775	7758	250	22.97

оценки качества изображений, снимки с плохим качеством изображений отбрасываются. Остальные снимки приводятся к единому качеству изображений, после чего производится сложение снимков с приведением к экспозиции в одну секунду.

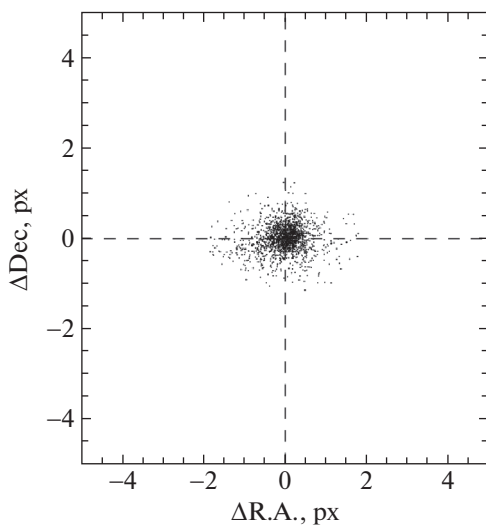
### Астрометрия

Суммарные снимки поля в разных фильтрах приводятся к единой системе координат, а по данным USNO-B (Монет и др., 2003) создается астрометрическая структура, с помощью которой можно пересчитать положения объектов в поле зрения телескопа в R.A. и DEC. Точность астрометрии, достигаемая для объектов исследуемого поля, не хуже 0.3 угл. сек (0.1–0.3 канала) (рис. 3).



**Рис. 2.** Карта поля HS47.5-22, полученная на 1-м телескопе Шмидта БАО.  $RA = 09^{\text{h}}50^{\text{m}}00^{\text{s}}$ ,  $DEC = +47^{\text{d}}35^{\text{m}}00^{\text{s}}$ . Мозаика из  $4 \times 1$  кв. град с перекрытиями 10 угл. мин. Итоговый размер 2.38 кв. град, 16 среднеполосных фильтров с  $FWHM = 250 \text{ \AA}$ , 4 широкополосных фильтра SDSS. Однородное покрытие спектрального диапазона 4000–8000  $\text{\AA}$ ,  $S/N \approx 5$  для  $AB = 23^{\text{m}}$  во всех среднеполосных фильтрах. 144 объекта ROSAT до  $3.5 \times 10^{-14} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , 362 объекта FIRST, 209 квазаров SDSS.

### Детектирование объектов



**Рис. 3.** Точность астрометрии для объектов поля HS47.5-22.

Существуют несколько стратегий использования SExtractor (Бертин, Арно, 1996) для детектирования и фотометрии объектов. Встроенная в программу возможность детектирования объектов на одном изображении и фотометрии на другом — наиболее подходящая схема для фотометрии объектов на снимках, сделанных во многих фильтрах. Важным моментом в этом случае является создание базового изображения, такого, чтобы не потерять объекты с необычными цветовыми характеристиками или объекты с отношением сигнал/шум, близким к пределу обнаружения. Здесь применяются разнообразные подходы: в качестве базового изображения для детектирования объектов используют наиболее глубокий снимок в красном (чтобы не потерять слабые галактики) диапазоне спектра (Вольф и др., 2004); сумму двух или более снимков (как это было сделано для поля HDF, Вильямс и др., 1996); сумму снимков



с наилучшим качеством изображений с весовыми коэффициентами, рассчитанными исходя из шумовых характеристик снимков (Гавайзер и др., 2005);  $\chi^2$ -изображения, предложенные для оптимального детектирования слабых объектов на снимках HDF (Залай и др., 1999). Мы взяли вариант суммы снимков с весовыми коэффициентами, так как в этом случае мы можем использовать базовый снимок не только для детектирования объектов, но и для измерения их морфологических параметров. Весовые коэффициенты рассчитывались по методике, предложенной в (Гавайзер и др., 2005). Детектирование объектов производилось в SExtractor после фильтрации с гауссовским ядром, соответствующим качеству изображений на базовом снимке. Уровень детектирования и анализа определялся так, чтобы число “случайных” объектов на “негативном” базовом снимке не превышало 1–2% от числа обнаруживаемых на базовом снимке объектов. Здесь мы учитывали тот факт, что разброс шумовых отсчетов фона неба симметричен и позволяет сделать грубую оценку числа ложных объектов, обнаруживаемых SExtractor.

#### Фотометрия объектов

Точное распределение энергии в спектрах объектов (SED) может быть построено, только если в каждом фильтре проинтегрированы одни и те же части наблюдаемых объектов. Если не принимать во внимание изменение размера объектов (PSF) от снимка к снимку, то в одинаковых апертурах на разных снимках будут проинтегрированы разные части объектов. Это может привести к ошибкам в цветах объектов до 20% (Кардамоне и др., 2010). Общепринятая техника построения SED объектов состоит в приведении всех снимков к единому качеству изображений, наихудшему среди набора снимков (Лаббе и др., 2003; Капак и др., 2007; Тэйлор и др., 2009). Затем апертуры используются для интегрирования изображений объектов во всех фильтрах. Шумовые характеристики отдельных изображений хорошо описываются дисперсией сигнала, накопленного в каждом канале, поскольку пуассоновский шум сигнала и шум считывания детектора не коррелированы. Однако обработка изображений (сдвиги, сложения и другие процедуры) вносит корреляцию между соседними каналами, малые ошибки при вычитании фона ночного неба также могут влиять на шумы. Понимание свойств шумов необходимо, поскольку именно они определяют глубину снимков и ошибки при фотометрии объектов. Прямые измерения зависимости дисперсии отсчетов (rms) от среднего значения фона неба и от линейного размера  $N = \sqrt{A}$ , где  $A$  — площадь апертуры

интегрирования, дают более реалистичную оценку шумовых характеристик, чем формальная гауссовская оценка шумов  $\sigma(N) = N\langle\sigma\rangle$ . В SExtractor'e оценка ошибок фотометрии делается именно на основе гауссовой оценки шумов, что приводит к существенному занижению ошибок фотометрии. Для оценки реальных шумовых характеристик на изображениях, готовых к фотометрии, в каждом фильтре мы проводили измерения потоков в более чем 1000 непересекающихся круговых апертурах, случайно расположенных в областях, свободных от объектов. Размеры апертур меняются от 0.5 до 20 угл. сек. Дисперсию сигнала мы оценивали по гистограммам распределения числа отсчетов для каждого размера апертуры. Дисперсия отсчетов зависит от размера апертуры и растет с ее увеличением. По завершении фотометрии объектов полученные таким образом оценки шумов добавляются в квадратурах к ошибкам фотометрии, полученным в SExtractor'e с учетом геометрических размеров объекта.

#### Создание полного каталога объектов

Выборка объектов поля HS47.5-22 построена на основе глубоких ( $M_{AB} \approx 25^m$ ) снимков в широкополосных фильтрах  $g\_SDSS$ ,  $r\_SDSS$  и  $i\_SDSS$ . Каждая из четырех площадок обрабатывалась отдельно: с использованием своих фотометрических нуль-пунктов, оценкой шумовых характеристик снимков и т.д. Переменность объектов оценивалась между сетями наблюдений с помощью наблюдений в фильтре  $r\_SDSS$  и корректировалась с учетом разницы звездных величин в фильтре  $r\_SDSS$ . Астрометрическая привязка также проводилась для каждого поля отдельно после выделения и расчета фотометрических характеристик объектов с помощью SExtractor'a. Полученные каталоги объектов объединялись в общий каталог с использованием астрометрических координат, при этом потоки объектов с совпадающими координатами усреднялись. Общее число объектов поля HS47.5-22 до  $R_{AB} \approx 24.5^m$  составляет около 85 000. Полная выборка объектов поля (28 564 объекта) ограничена предельной звездной величиной  $R_{AB} \approx 22.5^m$ , до которой получены снимки в среднеполосных фильтрах с отношением сигнал/шум  $\sim 5-10$ .

#### АЛГОРИТМ ОТБОРА ОБЪЕКТОВ

В самом начале производилась покоординатная идентификация объектов с другими обзорами. Мы использовали инфракрасную фотометрию WISE (Мейснер и др., 2018), глубокую широкополосную фотометрию и спектральные данные SDSS (Пэрис и др., 2018), фотометрию DECaLS (Дей и др.,

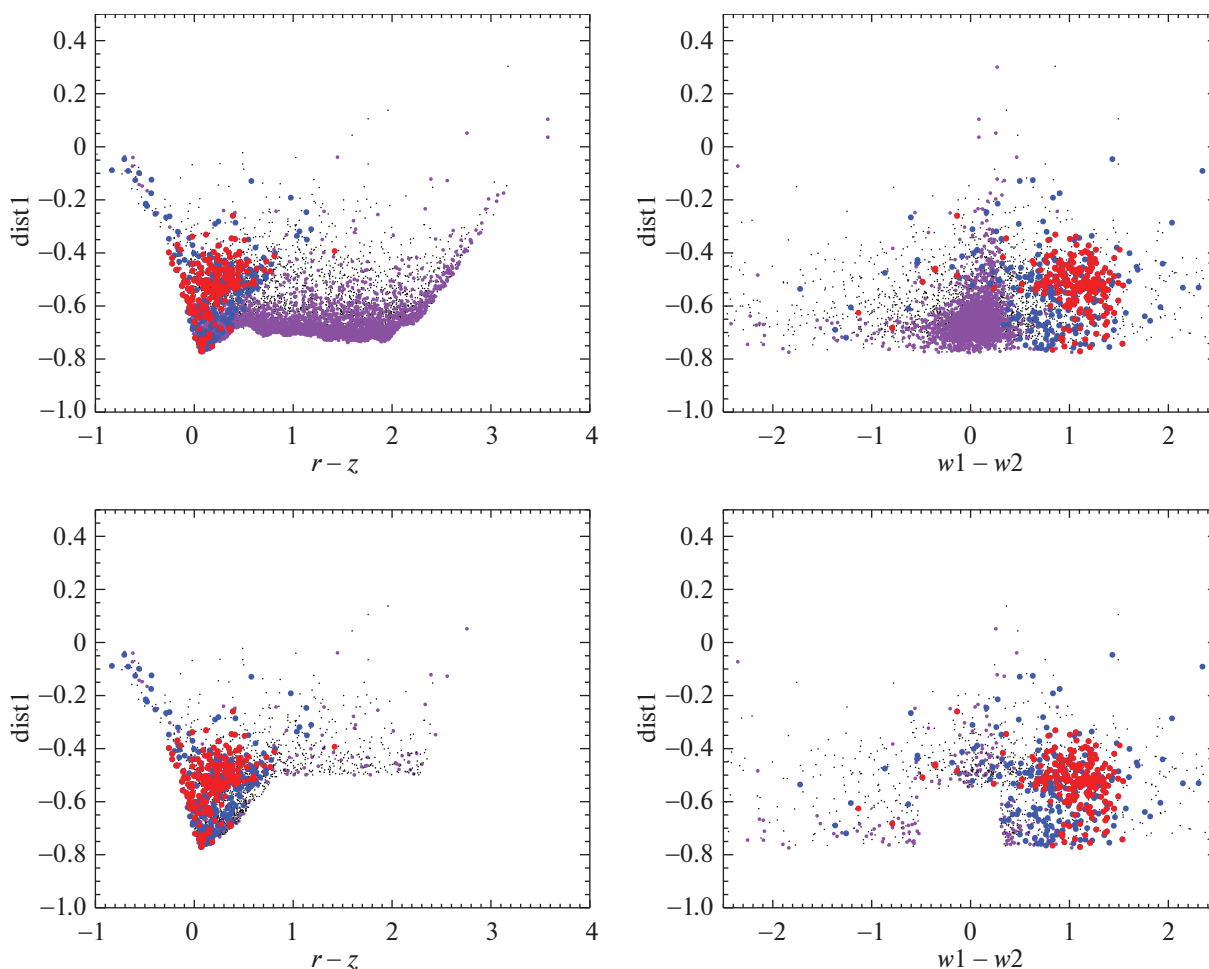
2019), данные морфологии из обзора DECaLS и данные о собственных движениях объектов из обзора GAIA (Коллаборация Гайя и др., 2018). Мы также идентифицировали рентгеновские источники ROSAT (Мольтхаген и др., 1997) и радиоисточники FIRST (Беккер и др., 1995).

Нами была изучена морфология квазаров в поле HS47.5-22 по данным DECaLS. Использовалась выборка квазаров из обзора SDSS. Исследование показало, что 97% квазаров являются звездобразными источниками, остальные 3% классифицируются как протяженные объекты, являясь при этом квазарами с яркой подстилающей галактикой на  $z < 1$ . В то же время морфологическая классификация DECaLS отлично зарекомендовала себя для классификации звезд-галактик до величины  $R_{SDSS} = 22.2$ , при более слабых значениях далекие компактные галактики начинают классифицироваться как звездобразные объекты. Это было использовано как критерий отбора, который практически не влияет на полноту выборки квазаров, при этом позволяя исключить из выборки протяженные объекты. Поскольку в данной работе акцент делается на изучение далеких квазаров яркостью  $M_{145} > -24^m$ , у которых вклад подстилающей галактики в общую светимость крайне мал, вероятность потери объектов при использовании этого критерия также крайне мала. Изучение протяженных объектов данного поля, в том числе сейфертовских галактик, приводится в работе Гроховской и др. (2022).

Следующим шагом стала разработка алгоритма автоматического отбора по данным широкополосной и среднесплошной оптической фотометрии. С одной стороны, этот алгоритм основан на том, что звезды многочисленны и образуют узкую последовательность в цветовом пространстве. С другой стороны, квазары, особенно на  $z > 2.5$ , разбросаны в цветовом пространстве гораздо шире, и их количество на порядок меньше. Поэтому мы можем рассчитать для каждого объекта расстояния до ближайших соседей в цветовом пространстве и через расстояния оценить плотность окружающих соседей. Для звезд эта плотность будет значительно выше. Кроме того, использование евклидова расстояния до ближайших соседей в цветовом пространстве позволяет эффективно отбирать необычные объекты, лежащие на удалении от области, занимаемой звездами (Кови и др., 2007). Дополнение оптической фотометрии инфракрасными данными позволяет выделять такие объекты еще более эффективно. В частности, это позволяет отделить подавляющее большинство звезд при поиске кандидатов в квазары. Данный метод может применяться как для широкополосных, так и для среднесплошных фотометрических данных. Однако такой подход хорошо работает

для фотометрии с большим соотношением сигнал-шум. При переходе к слабым объектам звездная последовательность начинает расширяться за счет ошибок фотометрии, различная глубина фотометрии в разных фильтрах приводит к разному уширению последовательности звезд в разных цветах, в отдельных фильтрах появляются выбросы. Все это сильно усложняет применение данного метода для поиска слабых необычных объектов. Исходя из этого, нами был разработан комбинированный метод поиска квазаров по данным широкополосной оптической фотометрии, инфракрасной фотометрии и среднесплошной оптической фотометрии, позволяющий надежно отбирать слабые квазары с полнотой выборки  $>95\%$  в диапазоне красных смещений от 0 до 6 и определять их фотометрическое красное смещение с высокой точностью. Алгоритм отбора кандидатов в квазары разработан для выделения кандидатов среди звездобразных объектов поля, и эффективно работает по нашим наблюдательным данным до звездной величины  $r_{SDSS} = 22.5^m$ . Его условно можно разделить на три этапа. Первый — выделение в цветовом пространстве  $(g - r, r - z, i - z)$  последовательности звезд (такой набор фильтров используется, потому что для них глубина имеющихся фотометрических данных максимальна и однородна, а для объектов до  $r_{SDSS} = 22.5^m$  практически не происходит уширения звездной последовательности). Это осуществляется вычислением евклидова расстояния до 150-го соседа для каждого объекта. Число 150 было выбрано экспериментальным путем, при этом звездная последовательность выделяется наилучшим образом, а эффективность выделения известных в поле квазаров максимальна. Полученное расстояние отражает плотность окружающих объектов в цветовом пространстве и позволяет выделять уникальные объекты, отличающиеся по спектральным распределениям энергии от звезд. Обозначив логарифм данного расстояния как  $\text{dist}1$ , мы построили графики распределения объектов, где черными точками отмечены все звездобразные объекты поля, красными — спектрально подтвержденные квазары, синими — отобранные вручную по среднесплошным распределениям энергии квазары (рис. 4). Далее, на графиках были выделены и отброшены области с высокой плотностью объектов, не содержащие при этом известных квазаров, а также областей с вероятным расположением далеких квазаров. Такой подход позволяет отбрасывать звезды, оставляя все квазары нетронутыми, даже если в инфракрасных цветах будет выброс. Таким образом, из 5490 звездобразных объектов поля было отобрано 1355 кандидатов в квазары.

Кроме того, были изучены возможности использования астрометрических данных GAIA для выделения звезд от внегалактических объектов. Для



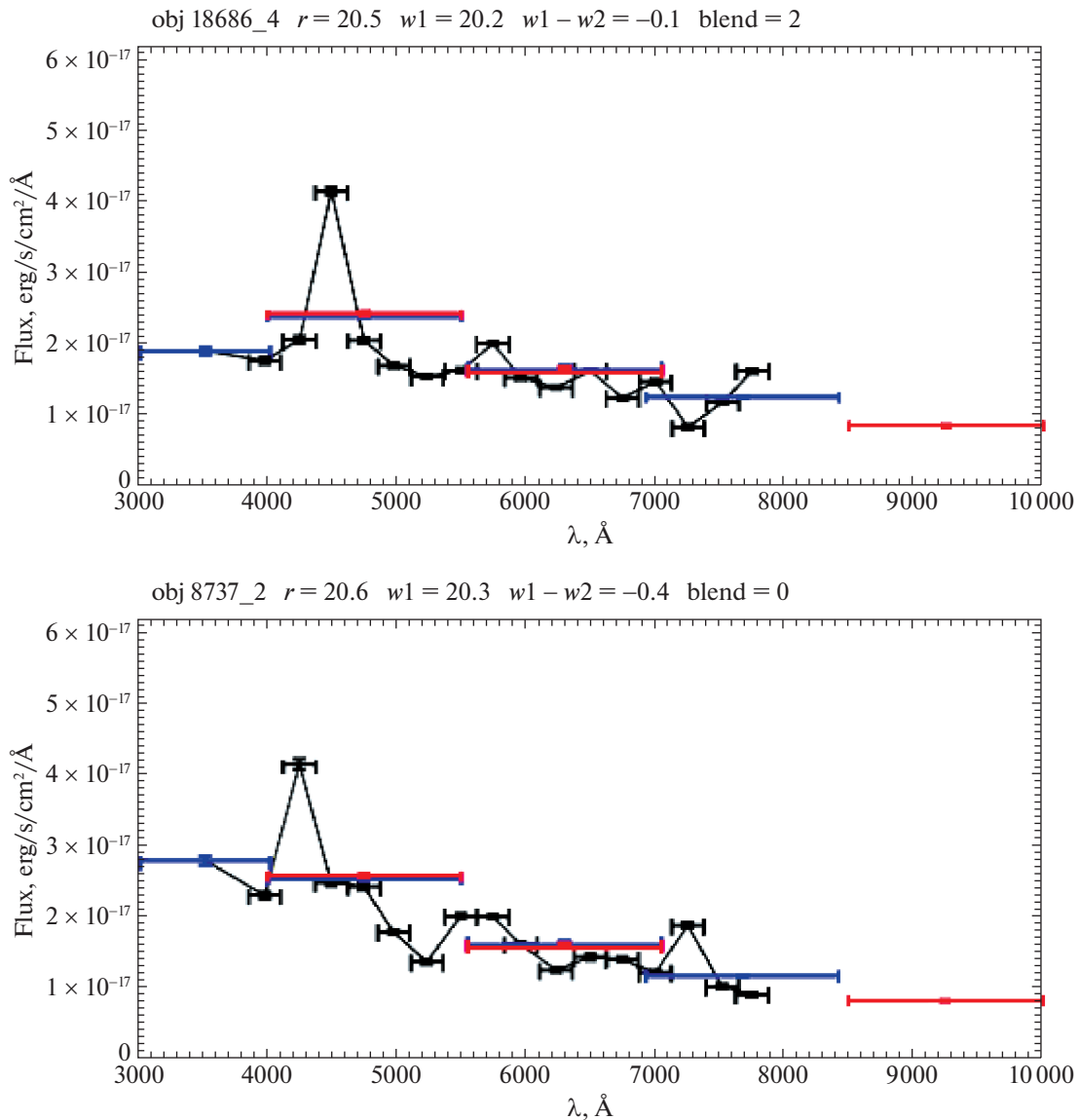
**Рис. 4.** Комбинация логарифма расстояния в цветовом пространстве ( $\text{dist1}$ ) с цветовыми критериями  $r - z$  (DECaLS, Дей и др., 2019) и  $w1 - w2$  ([3.4]–[4.7] мкм) (WISE, Мейснер и др., 2018). Спектроскопически подтвержденные квазары отмечены красным цветом, а кандидаты в квазары, выбранные вручную по данным среднеполосной фотометрии, синим. Фиолетовым выделены объекты, имеющие собственные движения на уровне более  $3\sigma$  по данным Gaia (Коллаборация Гаия и др., 2018). На верхних рисунках показаны все объекты, на нижних — выбранные объекты после применения критериев.

исследования брались звездообразные объекты по морфологии DECaLS, отобранные на предыдущем шаге из областей, не содержащих известных квазаров, и являющиеся, предположительно, звездами. Исследование показало, что наличие собственного движения позволяет отбросить более 90% таких звезд до  $r_{\text{SDSS}} = 20.5^m$  и отдельные звезды до  $r_{\text{SDSS}} = 21^m$ . При этом для квазаров с известными спектральными данными ошибок в определении собственных движений обнаружено не было. Для более слабых объектов точность измерений GAIA недостаточна. Звезды, отбираемые по собственным движениям из полного каталога звездообразных объектов, отмечены на цветовых диаграммах фиолетовыми точками (рис. 4).

На втором этапе были построены среднеполосные спектральные распределения энергии объектов выборки, рассматриваемые как низкодиспер-

сионные спектры (рис. 5). Каждый из них просматривался вручную. В итоговую выборку были отобраны 682 объекта из 1355, классифицированные как квазары. Остальные 673 объекта по среднеполосным спектральным распределениям энергии были классифицированы как звезды, из-за выбросов в данных либо из-за низкой глубины и пространственного разрешения инфракрасной фотометрии отличающиеся от большинства звезд.

На последнем этапе фотометрические красные смещения определялись с помощью пакета ZEBRA (Фельдман и др., 2006) с использованием опорных спектров из библиотеки спектров квазаров LePhare (Арно и др., 1999), правильность определения контролировалась вручную. На рис. 6 показано соотношение фотометрических и спектроскопических (SDSS) красных смещений объектов. Также мы провели спектроскопию отдельных объ-



**Рис. 5.** Среднеполосные спектральные распределения энергии, рассматриваемые как низкодисперсионный спектр (черная кривая). Также показаны данные широкополосной фотометрии 1-м телескопа Шмидта (синие отрезки) и фотометрия обзора DECaLS (красные отрезки).

ектов на телескопе БТА (Большой азимутальный телескоп САО РАН) для проверки качества классификации и определения красных смещений.

красные смещения. Каталог квазаров после публикации будет выложен в открытый доступ на сайте САО РАН.

### ИТОГОВЫЙ КАТАЛОГ КВАЗАРОВ

Итоговый каталог квазаров содержит данные о 682 квазарах, организованные по столбцам так, как указано в табл. 2. 209 из них имеют спектроскопию SDSS. Для остальных 473 впервые проведена классификация и определены красные смещения по данным среднеполосной фотометрии на 1-м телескопе Шмидта. Также для четырех из них была проведена спектроскопия на телескопе БТА САО РАН и определены спектроскопические

### ОЦЕНКА ПОЛНОТЫ ОТБОРА КВАЗАРОВ

Мы промоделировали полноту отбора квазаров, используя предел обнаружения эмиссионных линий в среднеполосных фильтрах. Учитывались распределения каждой эмиссионной линии по эквивалентным ширинам (Чилингарян, 2003) и уширение линий из-за красного смещения. Линия считалась зарегистрированной, если она регистрировалась на уровне  $3\sigma$  над континуумом. В расчете использовались шесть эмиссионных линий:  $L\alpha$ , CIV, CIII,

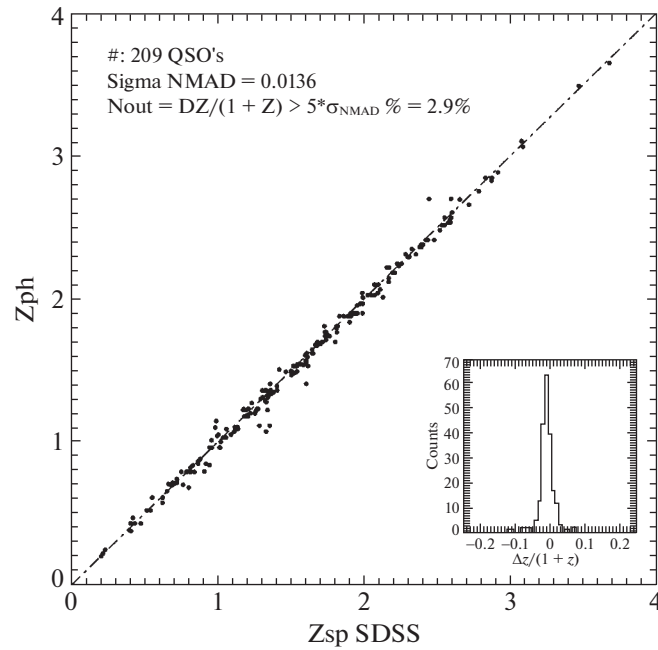
Таблица 2. Описание столбцов каталога квазаров

Столбец	Единицы	Описание	Столбец	Единицы	Описание
ID	—	Unique object ID	m625	mag	mb625-band magnitude
ra	degree	R.A., J2000	er625	mag	mb625-band magnitude error
dec	degree	decl., J2000	m650	mag	mb650-band magnitude
zph	—	photometric redshift	er650	mag	mb650-band magnitude error
zsp	—	spectroscopic redshift	m675	mag	mb675-band magnitude
m400	mag	mb400-band magnitude	er675	mag	mb675-band magnitude error
er400	mag	mb400-band magnitude error	m700	mag	mb700-band magnitude
m425	mag	mb425-band magnitude	er700	mag	mb700-band magnitude error
er425	mag	mb425-band magnitude error	m725	mag	mb725-band magnitude
m450	mag	mb450-band magnitude	er725	mag	mb725-band magnitude error
er450	mag	mb450-band magnitude error	m750	mag	mb750-band magnitude
m475	mag	mb475-band magnitude	er750	mag	mb750-band magnitude error
er475	mag	mb475-band magnitude error	m775	mag	mb775-band magnitude
m500	mag	mb500-band magnitude	er775	mag	mb775-band magnitude error
er500	mag	mb500-band magnitude error	mu	mag	u-SDSS magnitude
m525	mag	mb525-band magnitude	eru	mag	u-SDSS magnitude error
er525	mag	mb525-band magnitude error	mg	mag	g-SDSS magnitude
m550	mag	mb550-band magnitude	erg	mag	g-SDSS magnitude error
er550	mag	mb550-band magnitude error	mr	mag	r-SDSS magnitude
m575	mag	mb575-band magnitude	err	mag	r-SDSS magnitude error
er575	mag	mb575-band magnitude error	mi	mag	i-SDSS magnitude
m600	mag	mb600-band magnitude	eri	mag	i-SDSS magnitude error
er600	mag	mb600-band magnitude error			

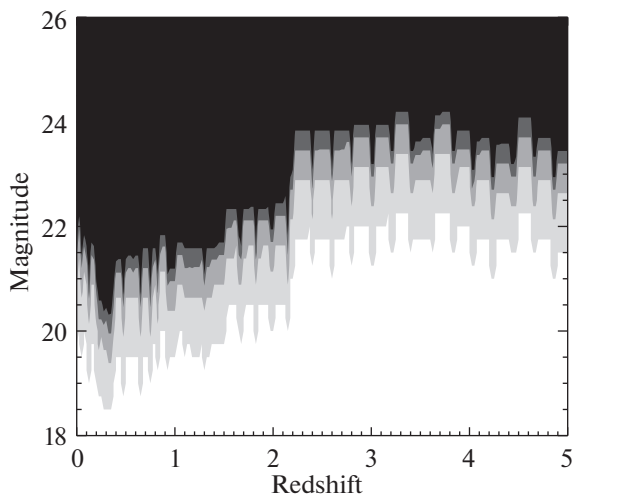
MgII, H $\beta$ , H $\alpha$ . Видно, что при больших красных смещениях ( $z > 2.2$ ) вероятность обнаружения линий оценивается в 80% и выше для объектов ярче  $AB = 22.5^m$  (рис. 7). В свою очередь, на красных смещениях  $1 < z < 2.2$  полнота отбора более 90% достигается применением широкополосных критериев  $u - g < 0.6$  и  $w1 - w2 > 0.4$  (Ричардс и др., 2002) (рис. 8). Таким образом, полученная выборка квазаров имеет полноту более 80% во всем исследуемом диапазоне красных смещений, поэтому для изучения пространственной плотности и функции светимости квазаров коррекция за неполноту выборки не требуется.

## ИЗУЧЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ КВАЗАРОВ

Для построения функции пространственной плотности и функции светимости квазаров использовались фотометрические красные смещения. Была учтена геометрия сопутствующего объема и рассчитаны абсолютные звездные величины квазаров на длине волны 145 НМ. Для вычисления абсолютных звездных величин брались данные фотометрии в фильтре  $i_{SDSS}$ , рассчитывалась К-поправка (Оке, Сэнделл, 1968), и проводился пересчет на  $\lambda = 145$  НМ по шаблонному спектру квазара с наклоном континуума  $\alpha = -0.75$ , также учитывалось межгалактическое поглощение,



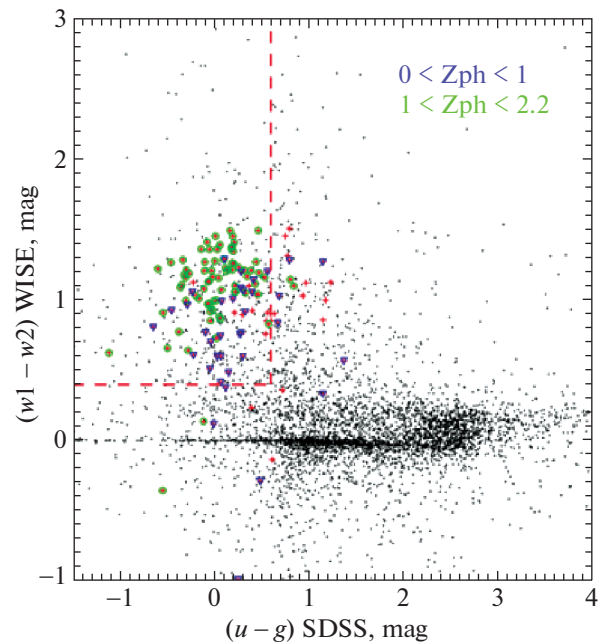
**Рис. 6.** Точность определения среднеполосных фотометрических красных смещений по данным 1-м телескопа Шмидта. По вертикальной оси фотометрическое красное смещение, по горизонтальной оси спектроскопическое красное смещение по данным обзора SDSS.



Total completeness, %, LEVELS = [10, 30, 50, 80, 95]

**Рис. 7.** Моделирование полноты отбора квазаров по среднеполосным фотометрическим данным. Цветовая градация от белого до черного указывает на уровни полноты 95, 80, 50, 30 и 10% соответственно.

согласно модели Мадау (1995). Была проведена коррекция за неполноту выборки, согласно построенной модели. Но так как полученная зависимость полноты выборки от красного смещения практически равномерна и имеет значение не меньше 80%, коррекция за неполноту не приводит к существенному изменению формы кривых пространственной плотности и функции светимости.



**Рис. 8.** Отбор квазаров на красном смещении  $z < 2.2$  по критериям  $(u - g) < 0.6$  и  $(w1 - w2) > 0.4$ . Синим и зеленым отмечены известные в поле квазары, а также квазары, отобранные вручную по среднеполосным спектральным распределениям энергии. Полнота отбора объектов на  $0 < z < 1$  равна 73%, на  $1 < z < 2.2$  равна 92% до  $r_{SDSS} = 22.5^m$ .

График распределения квазаров по абсолютной звездной величине и красному смещению приведен на рис. 9.

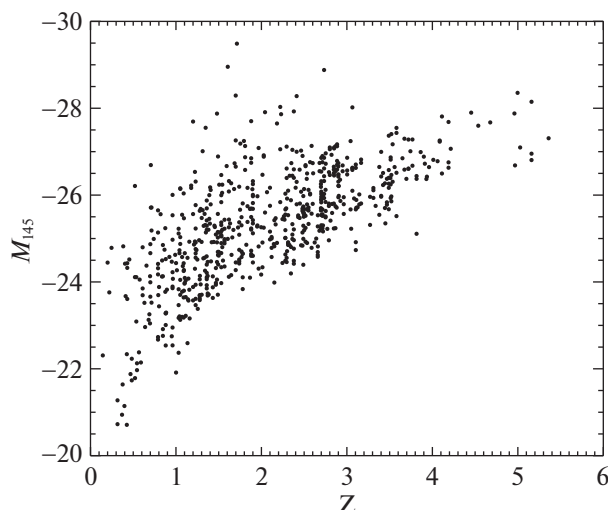
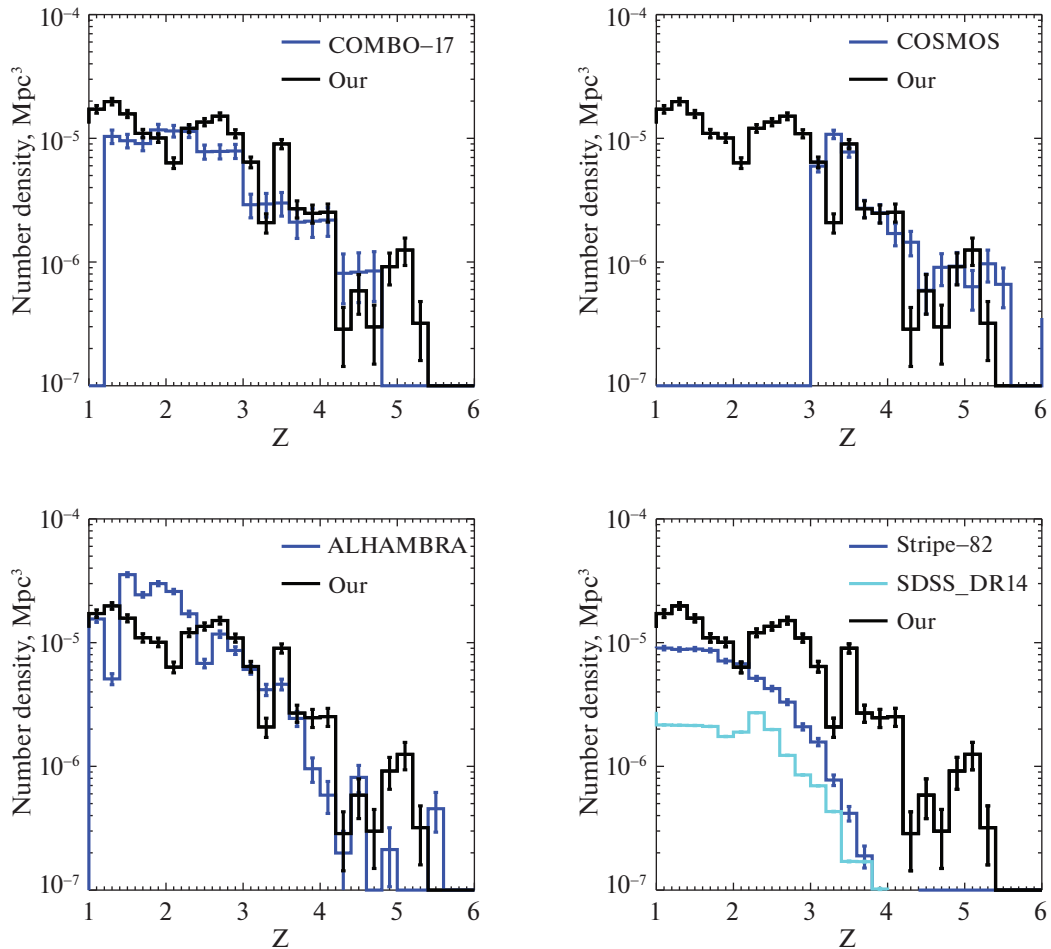


Рис. 9. Зависимость абсолютной звездной величины квазаров на длине волны 145 нм от красного смещения.

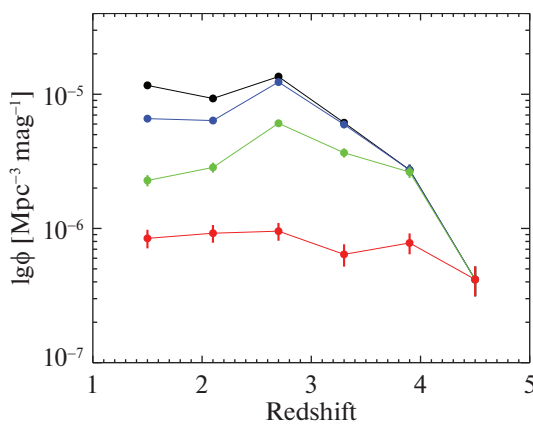
Мы сравнили пространственную плотность и функцию светимости квазаров, рассчитанную по нашим данным и по данным других обзоров.

Наш обзор дает нам 682 квазара в поле размером 2.38 кв. град. Для сравнения функций пространственной плотности квазаров мы использовали данные следующих обзоров:

- SDSS-DR14 (отбор на основе данных широкополосной фотометрии и инфракрасных цветов, 9376 кв. град, 899 098 квазаров) (Пэрис и др., 2018). Активные ядра отбирались в два этапа. На первом создавался каталог кандидатов в квазары, на втором их природа подтверждалась мультиобъектной спектроскопией. Основным методом отбора кандидатов была классификация объектов по методике Бови и др. (2012) по данным оптической фотометрии SDSS и инфракрасной фотометрии WISE, выборка получила название “ядро” (CORE). Кроме этого, кандидаты для спектроскопии отбирались из внешних источников: оптические отождествления каталога радиисточников FIRST (Беккер и др., 1995), каталога рентгеновских источников SPIDERS на базе обзора ROSAT (Вогс и др., 1999), а также каталога переменных источников TDSS (Моргансон и др., 2015). Глубина обзора ограничена  $g_{\text{dred}} < 22.5$ ;
- Stripe-82 (отбор на основе данных переменности и широкополосной фотометрии) (Паланк-Делабуриль и др., 2016). В течение 10 лет было проведено несколько десятков фотометрических наблюдений площадки stripe\_82 размером 94.5 кв. град. Это позволило выделить переменные объекты поля, и по характеру переменности отобрать квазары. Итоговая выборка QSO\_VAR\_S82 состоит из 16 243 объектов. Заявленная глубина выборки  $g_{\text{dred}} < 22.5$ . Авторы оценивают полноту выборки в 70–90%;
- ALHAMBRA (среднеполосная и широкополосная фотометрия, 2.79 кв. град, 1079 квазаров) (Чавес-Монтеро и др., 2017). Использовался набор из 20 среднеполосных фильтров в интервале длин волн 3500–9700 Å, а также три стандартных широкополосных инфракрасных фильтра *J*, *H* и *K* (Мэтьют и др., 2012). Наблюдались восемь площадок размером от 0.19 до 0.50 кв. град, общей площадью 2.38 кв. град. Глубина выборки ограничена величиной в среднеполосном фильтре с центральной длиной волны 675 нм:  $M_{678} < 23.5$ , что приблизительно соответствует  $r_{\text{SDSS}} < 24$ . Всего было отобрано 1079 объектов — 585 по двум эмиссионным линиям и 494 по трем и более эмиссионным линиям. Полнота выборок оценивается авторами соответственно в 73 и 67% на  $z < 2$  и в 85 и 77% на  $z > 2$ ;
- COSMOS (среднеполосная и широкополосная фотометрия, морфология, 2 кв. град, 155 квазаров на красном смещении  $z > 3$ ) (Мастерс и др., 2012). Фотометрические наблюдения в обзоре COSMOS проводились на 8.3-м телескопе Субару, 4-м телескопах KPNO и CTIO, а также 3.6-м телескопе



**Рис. 10.** Сравнение пространственной плотности квазаров по нашим данным и по данным других обзоров (COMBO-17, Вольф и др., 2003; COSMOS, Мастерс и др., 2012; ALHAMBRA, Чавес-Монтеро и др., 2017; Stripe-82, Паланк-Делабруиль и др., 2016; SDSS-DR14, Пэрис и др., 2018).



**Рис. 11.** Зависимость пространственной плотности квазаров от красного смещения, построенная для разных диапазонов светимости. Яркость рассчитывалась для длины волны 145 нм в системе покоя. Черная кривая — для квазаров в поле ярче  $-24^m$ ; синяя — для квазаров ярче  $-25^m$ ; зеленая — ярче  $-26^m$ ; красная — ярче  $-27^m$ .

CFHT (Капак и др., 2007), для морфологической классификации объектов используются снимки с телескопа HST. Используемые фотометрические данные — это широкополосный, среднеполосный и узкополосный фотометрические каталоги, всего 29 фильтров в диапазоне 0.1–8.0 мкм. Наблюдалось единое поле площадью 1.64 квадратных градусов. Брались только звездообразные объекты, отобранные по снимкам с телескопа им. Хаббла. Классификация по среднеполосным спектрам делалась в два этапа, сперва автоматически с использованием шаблонных спектров методом максимального правдоподобия, затем визуально. Выборка ограничена диапазоном звездных величин  $16 < I < 25$ . Также для существенного числа объектов проводилась спектроскопия на телескопах Кека и VLT. Несмотря на период наблюдений в несколько лет, переменность объектов при построении SED не учитыва-



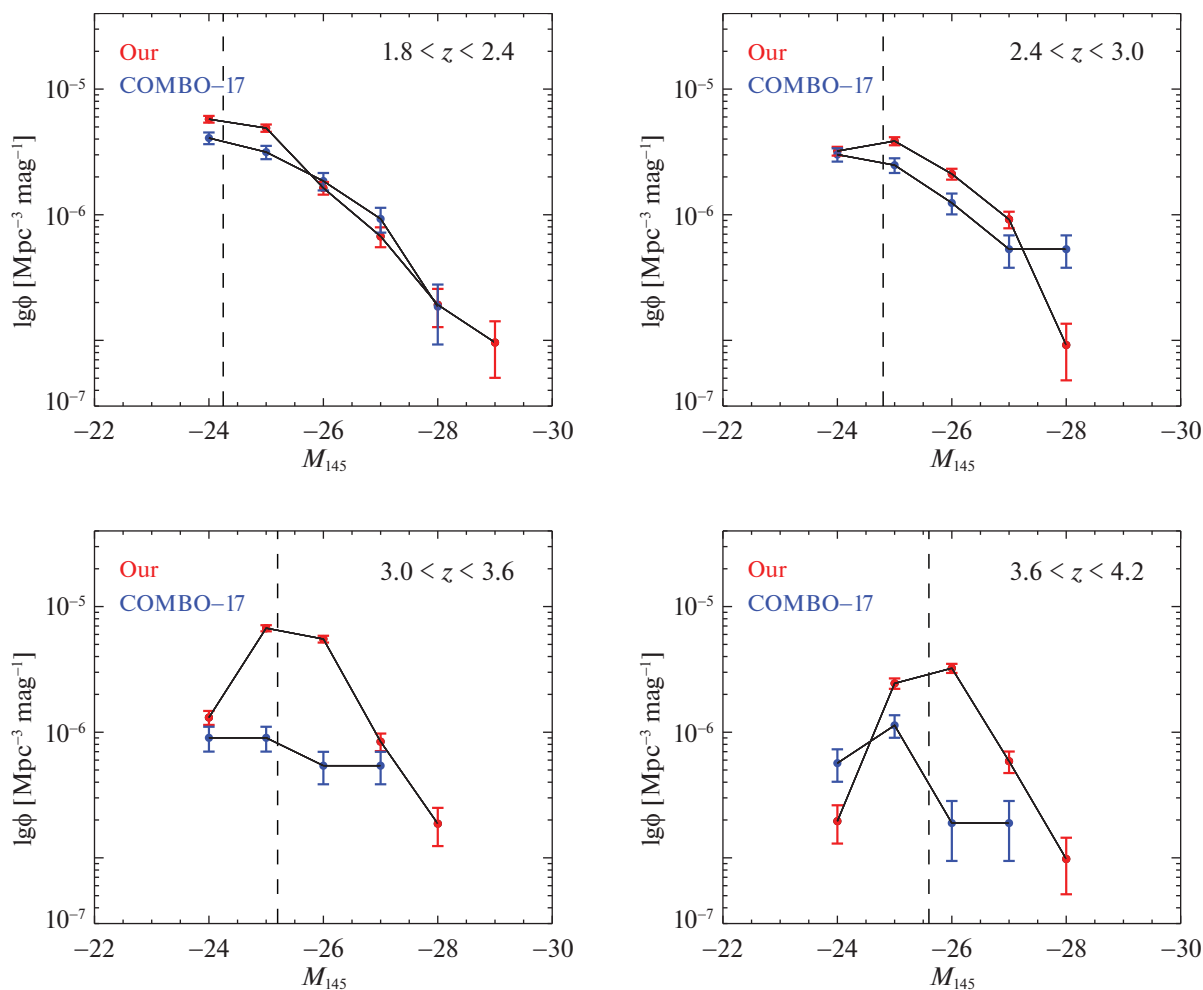


Рис. 12. Функция светимости квазаров по нашим данным и по данным обзора COMBO-17 (Вольф и др., 2003), построенная для разных диапазонов красного смещения. Пунктирной линией отмечена граница, левее которой полнота нашей выборки становится менее 80% из-за ограничения по глубине.

лась. Всего было отобрано 155 квазаров на  $z > 3.1$ ;

- COMBO-17 (среднеполосная фотометрия, 0.78 кв. град, 192 квазара) (Вольф и др., 2003). В нем использовались 5 широкополосных  $UBVRI$ -фильтров, и 12 среднеполосных фильтров шириной от 140 до 270 Å. При этом среднеполосные фильтры расположены по длинам волн со значительными промежутками. Всего наблюдалось 3 площадки общей площадью 0.78 кв. град. Выборка объектов ограничена диапазоном звездных величин  $17 < R < 24$ . Всего было отобрано 192 объекта.

Анализируя доступные данные, мы можем видеть разницу в пространственной плотности по

данным разных обзоров. Для SDSS-DR14, Stripe-82, ALHAMBRA и COMBO-17 пространственная плотность начинает уменьшаться в диапазоне красных смещений  $2 < z < 2.5$ , тогда как по нашим данным уменьшение начинается только при  $z = 3$ . По данным обзора COSMOS, в диапазоне  $3 < z < 5$  распределение пространственной плотности квазаров совпадает с нашими данными (рис. 10).

График пространственной плотности квазаров, построенный для разных диапазонов светимости (рис. 11), наглядно демонстрирует, что для объектов ярче  $-24^m$ ,  $-25^m$  и  $-26^m$  максимум пространственной плотности соответствует  $z = 2.7$ . В то же время для самых ярких объектов (ярче  $-27^m$ ) пространственная плотность квазаров остается практически постоянной вплоть до  $z = 4$ . Это можно объяснить ограничением выборки по глубине и по

терей слабых активных ядер на больших красных смещениях.

Сравнение графиков функций светимости квазаров по нашим данным и по данным обзора COMBO-17 (рис. 12) показывает, что мы имеем похожую картину на  $z < 3$ , а на  $z > 3$  пространственная плотность квазаров средней светимости ( $-25^m$  и  $-26^m$ ) по нашим данным получается существенно выше.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе выборки из 682 квазаров поля HS47.5-22, ограниченной по потоку до  $r_{SDSS} = 22.5^m$ , нами изучена зависимость пространственной плотности квазаров от красного смещения. Полученные данные хорошо согласуются с данными обзора COSMOS в диапазоне красных смещений  $3 < z < 5$ . По нашим данным, уменьшение пространственной плотности квазаров начинается на  $z = 2.7$ , что хорошо согласуется с рентгеновскими данными (Мияши и др., 2000). При этом в обзоре COMBO-17 спад начинается уже на  $z = 2.5$ , в обзоре SDSS-DR14 — на  $z = 2.4$ , в обзоре ALHAMBRA — на  $z = 2.2$ , а в обзоре Stripe-82 — на  $z = 1.8$ . Эти отличия мы связываем с тем, что с увеличением глубины выборки и улучшением качества отбора квазаров уменьшается влияние селекционных эффектов и увеличивается полнота выборки на больших красных смещениях. График пространственной плотности квазаров, построенный для разных диапазонов светимости, демонстрирует отсутствие значимого спада пространственной плотности ярких квазаров вплоть до  $z = 4$  (рис. 11). При этом более слабые активные ядра демонстрируют спад пространственной плотности, обусловленный ограничением выборки по глубине. Это хорошо видно в распределении квазаров по светимости и красному смещению (рис. 9). Полученная нами функция светимости квазаров хорошо согласуется с данными обзора COMBO-17 на  $z < 3$  (рис. 12). На  $z > 3$  функция светимости остается практически неизменной по нашим данным (не считая потери слабых квазаров из-за ограничения выборки по глубине), в то время как в обзоре COMBO-17 наблюдается ее существенное снижение.

Мы благодарим наших коллег из CAO РАН и БАО НАН, которые помогли нам в модернизации 1-м телескопа Шмидта и сделали возможными эти наблюдения. Мы благодарим команды обзоров SDSS, DECaLS, WISE, FIRST, ROSAT и GAIA за данные в открытом доступе, которые мы использовали в нашем исследовании. Наблюдения на телескопах CAO РАН выполняются при поддержке

Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта “Наука и университеты”. Настоящая работа проводилась при поддержке гранта РФФ 21-12-00210.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Антонуччи (R. Antonucci), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **31**, 473 (1993).
2. Арно и др. (S. Arnouts, S. Cristiani, L. Moscardini, S. Matarrese, F. Lucchin, A. Fontana, et al.), *MNRAS* **310**, 540 (1999).
3. Баум (W.A. Baum), *IAU Symp.* **15**, 390 (1962).
4. Беккер и др. (R.H. Becker, R.L. White, and D.J. Helfand), *Astrophys. J.* **450**, 559 (1995).
5. Бертин, Арно (E. Bertin and S. Arnouts), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **117**, 393 (1996).
6. Бови и др. (J. Bovy, A.D. Myers, J.F. Hennawi, D.W. Hogg, R.G. McMahon, D. Schiminovich, et al.), *Astrophys. J.* **749**, 41 (2012).
7. Бойль и др. (B.J. Boyle, R. Fong, T. Shanks, and B.A. Peterson), *MNRAS* **243**, 1 (1990).
8. Бойль и др. (B.J. Boyle and R.J. Terlevich), *MNRAS* **293**, L49 (1998).
9. Буска и др. (N.G. Busca, T. Delubac, J. Rich, S. Bailey, A. Font-Ribera, D. Kirkby, et al.), *Astron. Astrophys.* **552**, A96 (2013).
10. Вильямс и др. (R.E. Williams, B. Blacker, M. Dickinson, W.V.D. Dixon, H.C. Ferguson, A.S. Fruchter, et al.), *Astrophys. J.* **112**, 1335 (1996).
11. Ворс и др. (W. Voges, B. Aschenbach, T. Boller, H. Bräuninger, U. Briel, W. Burkert, et al.) *Astron. Astrophys.* **349**, 389 (1999).
12. Вольф и др. (C. Wolf, K. Meisenheimer, H.-J. Roser, S.V.W. Beckwith, F.H. Chaffee, J. Fried, et al.), *Astron. Astrophys.* **365**, 681 (2001).
13. Вольф и др. (C. Wolf, L. Wisotzki, A. Borch, S. Dye, M. Kleinheinrich, and K. Meisenheimer), *Astron. Astrophys.* **408**, 499 (2003).
14. Вольф и др. (C. Wolf, K. Meisenheimer, M. Kleinheinrich, A. Borch, S. Dye, M. Gray, et al.), *Astron. Astrophys.* **421**, 913 (2004).
15. Гавайзер и др. (E. Gawiser and MUSYC Collaboration), *Am. Astron. Soc Meet. Abstracts* **207**, 157.01 (2005).
16. Гавайзер и др. (E. Gawiser, P.G. van Dokkum, D. Herrera, J. Maza, F.J. Castander, L. Infante, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **162**, 1 (2006).
17. Гаотонг и др. (H. Zhang, S. Xue, D. Burstein, X. Zhou, Z. Jiang, H. Wu, et al.), *Astron J* **127**, 2579 (2004).
18. Гаро, Лейтен (G. Haro and W.J. Luyten), *Boletin de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya* **3**, 37 (1962).
19. Гебхарт и др. (K. Gebhardt, R. Bender, G. Bower, A. Dressler, S.M. Faber, A.V. Filippenko, et al.), *Astrophys. J. (Lett)* **539**, L13 (2000).

20. Гроховская и др. (A. Grokhovskaya, S.N. Dodonov, T.A. Movsessian, and S.S. Kotov), arXiv e-prints, arXiv:2204.07012 (2022).
21. Дей и др. (A. Dey, D.J. Schlegel, D. Lang, R. Blum, K. Burleigh, X. Fan, et al.), *Astrophys. J.* **157**, 168 (2019).
22. Джуитт (D. Jewitt), *Earth Moon and Planets* **92**, 465 (2003).
23. Ди Помпео и др. (M.A. DiPompeo, J. Bovy, A.D. Myers, and D. Lang), *MNRAS* **452**, 3124 (2015).
24. Додонов и др. (S.N. Dodonov, S.S. Kotov, T.A. Movsesyan, and M. Gevorkyan), *Astrophys Bull* **72**, 473 (2017).
25. Ду и др. (P. Du, C. Hu, K.-X. Lu, Y.-K. Huang, C. Cheng, J. Qiu, et al.), *Astrophys. J.* **806**, 22 (2015).
26. Залай и др. (A.S. Szalay, A.J. Connolly, and G.P. Szokoly), *Astrophys. J.* **117**, 68 (1999).
27. Капак и др. (P. Capak, H. Aussel, M. Ajiki, H.J. McCracken, B. Mobasher, N. Scoville, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **172**, 99 (2007).
28. Кардамоне и др. (CN Cardamone PG van Dokkum CM Urry Y Taniguchi E Gawiser G. Brammer, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **189**, 270 (2010).
29. Кауфман, Хаенхельт (G. Kauffmann and M. Haehnelt), *MNRAS* **311**, 576 (2000).
30. Кови и др. (K.R. Covey, Ž. Ivezić, D. Schlegel, D. Finkbeiner, N. Padmanabhan, R.H. Lupton, et al.), *Astron. J.* **134**, 2398 (2007).
31. Коллаборация Гайа и др. (Gaia Collaboration, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, A.G.A. Brown, A. Vallenari, C. Babusiaux, et al.), *Astron. Astrophys.* **595**, A1 (2016).
32. Коллаборация Гайа и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, and C. Babusiaux), *Astron. Astrophys.* **616**, A1 (2018).
33. Корменди, Ричстон (J. Kormendy and D. Richstone), *Ann. Rev. of Astron. Astrophys.* **33**, 581 (1995).
34. Котов (S. Kotov), Res Reposit of Saint Petersburg State University (2016).
35. Лаббе и др. (I. Labbé, M. Franx, G. Rudnick, N.M. Förster Schreiber H.-W. Rix. A. Moorwood, et al.), *Astrophys. J.* **125**, 1107 (2003).
36. Лури и др. (X. Luri, A.G.A. Brown, L.M. Sarro, F. Arenou, C.A.L. Bailer-Jones, A. Castro-Ginard, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, A9 (2018).
37. Мадау (P. Madau), *Astrophys. J.* **441**, 18 (1995).
38. Маркарян (B.E. Markarian), *Astrofizika* **3**, 24 (1967).
39. Мастере и др. (D. Masters, P. Capak, M. Salvato, F. Civano, B. Mobasher, B. Siana, et al.), *Astrophys. J.* **755**, 169 (2012).
40. Мейксин, Мадау (A. Meiksin and P. Madau), *Astrophys. J.* **412**, 34 (1993).
41. Мейснер и др. (A.M. Meisner, D. Lang, and D.J. Schlegel), *Res Not Am Astron Soc* **2**, 1 (2018).
42. Мияши и др. (T. Miyaji, G. Hasinger, and M. Schmidt), *Astron. Astrophys.* **353**, 25 (2000).
43. Молес и др. (M. Moles, N. Benítez, J.A. Aguerri, E.J. Alfaro, T. Broadhurst, J. Cabrera-Cão, et al.), *Astron. J.* **136**, 1325 (2008).
44. Мольтхаген и др. (K. Molthagen, H.J. Wendker, and U.G. Briel), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **126**, 509 (1997).
45. Монет и др. (D.G. Monet, S.E. Levine, B. Canzian, H.D. Ables, A.R. Bird, C.C. Dahn, et al.), *Astrophys. J.* **125**, 984 (2003).
46. Моргансон и др. (E. Morganson, P.J. Green, S.F. Anderson, J.J. Ruan, A.D. Myers, M. Eracleous, et al.), *Astrophys. J.* **806**, 244 (2015).
47. Мортлок и др. (D.J. Mortlock, S.J. Warren, B.P. Venemans, M. Patel, P.C. Hewett, R.G. McMahon, et al.), *Nature* **474**, 616 (2011).
48. Мэтьют и др. (I. Matute I. Márquez, J. Masegosa, C. Husillos, A. del Olmo, J. Perea, et al.), *Astron. Astrophys.* **542**, A20 (2012).
49. Оке, Сэндедж (J.B. Oke and A. Sandage), *Astrophys. J.* **154**, 21 (1968).
50. Паланк-Делабруиль и др. (N. Palanque-Delabrouille, Ch. Magneville, Ch. Yèche, I. Pâris, P. Petitjean, E. Burtin, et al.), *Astron. Astrophys.* **587**, A41 (2016).
51. Пенг (C.Y. Peng), *Astrophys. J.* **671**, 1098 (2007).
52. Пэрис и др. (I. Pâris, P. Petitjean, É. Aubourg, A.D. Myers, A. Streblyanska, B.W. Lyke, et al.), *Astron. Astrophys.* **613**, A51 (2018).
53. Рисалити, Луссо (G. Risaliti and E. Lusso), *Astronomische Nachrichten* **338**, 329 (2017).
54. Ричардс и др. (G.T. Richards, X. Fan, H.J. Newberg, M.A. Strauss, D.E. Vanden Berk, D.P. Schneider, et al.), *Astrophys. J.* **123**, 2945 (2002).
55. Ричардс и др. (G.T. Richards, A.D. Myers, C.M. Peters, C.M. Krawczyk, G. Chase, N.P. Ross, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **219**, 39 (2015).
56. Сильверман и др. (J.D. Silverman, P.J. Green, W.A. Barkhouse, D.W. Kim, M. Kim, B.J. Wilkes, et al.), *Astrophys. J.* **679**, 118 (2008).
57. Тэйлор и др. (E.N. Taylor, M. Franx, P.G. van Dokkum, R.F. Quadri, E. Gawiser, E.F. Bell, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **183**, 295 (2009).
58. Уайт и др. (R.L. White, R.H. Becker, D.J. Helfand, and M.D. Gregg), *Astrophys. J.* **475**, 479 (1997).
59. Уотсон и др. (D. Watson, K.D. Denney, M. Vestergaard, and T.M. Davis), *Astrophys. J. (Lett)* **740**, L49 (2011).
60. Уррю, Падовани (C.M. Urry and P. Padovani), *PASP* **107**, 803 (1995).
61. Фельдман и др. (R. Feldmann, C.M. Carollo, C. Porciani, S.J. Lilly, P. Capak, Y. Taniguchi, et al.), *MNRAS* **372**, 565 (2006).

62. Хаехнелт, Риз (M.G. Haehnelt and M.J. Rees), *MNRAS* **263**, 168 (1993).
63. Хайман, Лоэб (Z. Haiman and A. Loeb), *Astrophys. J.* **503**, 505 (1998).
64. Хекман, Бест (T.M. Heckman and P.N. Best), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **52**, 589 (2014).
65. Хельфанд и др. (D.J. Helfand, R.L. White, and R.H. Becker), *Astrophys. J.* **801**, 26 (2015).
66. Хиксон и др. (P. Hickson, B.K. Gibson, and K.A.S. Callaghan), *MNRAS* **267**, 911 (1994).
67. Хогг (D.W. Hogg), arXiv e-prints, astro-ph/9905116 (1999).
68. Чавес-Монтеро и др. (J. Chaves-Montero, S. Bonoli, M. Salvato, N. Greisel, L.A. Díaz-García, C. López-Sanjuan, et al.), *MNRAS* **472**, 2085 (2017).
69. Чен (J.-S. Chen), *IAU Symp.* **161**, 17 (1994).
70. Чилингарян (I.V. Chilingarian), *Astronet* (2003).
71. Ян и др. (L. Yan, E. Donoso, C.-W. Tsai, D. Stern, R.J. Assef, P. Eisenhardt, et al.), *Astrophys. J.* **145**, 55 (2013).
72. Янке, Маччио (K. Jahnke and A.V. Macciò), *Astrophys. J.* **734**, 92 (2011).

# ПАРАМЕТРЫ ВОЛНЫ РЭДКЛИФФА ПО МАЗЕРАМ, РАДИОЗВЕЗДАМ И ЗВЕЗДАМ ТИПА Т ТЕЛЬЦА

© 2022 г. В. В. Бобылев<sup>1\*</sup>, А. Т. Байкова<sup>1</sup>, Ю. Н. Мишуров<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

Поступила в редакцию 28.04.2022 г.

После доработки 19.05.2022 г.; принята к публикации 20.06.2022 г.

Показано наличие волны Рэдклиффа, как в положениях, так и в вертикальных скоростях мазеров и радиозвезд, принадлежащих Местному рукаву. При этом складывается впечатление, что структура Рэдклиффа не является волной в полном смысле слова. Она больше напоминает локальный высокоамплитудный всплеск, быстро сходящий на нет. Причем наибольшую амплитуду эта структура имеет в непосредственной близости от Солнца, где главными “вкладчиками” являются звезды Пояса Гулда. На основе спектрального анализа мазеров получены следующие оценки геометрических и кинематических характеристик волны: наибольшее значение вертикальной координаты  $z_{\max} = 87 \pm 4$  пк и длина волны  $\lambda = 2.8 \pm 0.1$  кпк, амплитуда возмущения вертикальных скоростей достигает значения  $W_{\max} = 5.1 \pm 0.7$  км/с и длина волны, найденная по вертикальным скоростям  $\lambda = 3.9 \pm 1.6$  кпк. Волна Рэдклиффа проявляется и в положениях очень молодых звезд, не достигших стадии главной последовательности. Выборка таких звезд была извлечена нами из базы Gaia DR2  $\times$  AllWISE, по ним получены следующие оценки:  $z_{\max} = 118 \pm 3$  пк и длина волны  $\lambda = 2.0 \pm 0.1$  кпк.

*Ключевые слова:* мазеры, радиозвезды, звезды типа Т Тельца, волна Рэдклиффа.

DOI: 10.31857/S0320010822070026

## ВВЕДЕНИЕ

Вблизи Солнца известна волна Рэдклиффа, распространяющаяся приблизительно вдоль Местного рукава (рукава Ориона). Впервые она была обнаружена Алвесом и др. (2020) из анализа распределения молекулярных облаков. Они выделили узкую цепочку из газовых облаков, вытянутых практически в одну линию, расположенную под наклоном около  $30^\circ$  к галактической оси  $y$ . По мнению этих авторов, длина волны составляет около 2 кпк, имеет максимальное значение амплитуды около 160 пк и является затухающей. Природа возникновения волны Рэдклиффа в настоящее время до конца не установлена. Например, согласно Флеку (2020), причиной такой волны может быть неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, возникающая на границе раздела между галактическим диском и гало, вращающимися с разными скоростями.

Донада, Фигуэрос (2021) по ОВ-звездам и рассеянными звездным скоплениям (РЗС) моложе 30 млн лет впервые попытались найти эволюционную связь между компонентами, связанными

с волной Рэдклиффа. Построение галактических орбит исследуемых объектов позволило сделать заключение о том, что их скорости не противоречат простой модели гармонического движения в вертикальном направлении, т.е. вертикальные скорости имеют периодическую структуру.

В работе Туласидхарана и др. (2022) по молодым звездам и РЗС, расположенным в около-солнечной области радиусом 3 кпк, изучены их вертикальные скорости. Эти авторы пришли к выводу, что волна Рэдклиффа может являться частью более масштабного периодического процесса, развивающегося в диске Галактики. Причем амплитуда вертикальных колебаний зависит от возраста звездного населения. По их мнению, основным механизмом обнаруженных вертикальных колебаний может служить реакция галактического диска на внешнее возмущение.

Свигум и др. (2022) попытались выяснить связь волны Рэдклиффа с Местным рукавом. Для этого были использованы молодые звезды и РЗС с высокоточными данными из каталога Gaia EDR3 (Браун и др., 2021). Эти авторы нашли, что массивные звезды и РЗС находятся внутри и ниже по течению от волны Рэдклиффа. Они

\*Электронный адрес: vbobylev@gaoran.ru

## ДАННЫЕ

*Выборка мазеров и радиозвезд с РСДБ-измерениями*

заклучили, что волна Рэдклиффа является газовым резервуаром, важным для изучения процессов звездообразования в Местном рукаве и Галактике.

В работе Лаллемента и др. (2022) были объединены фотометрические данные о звездах из каталога Gaia EDR3 с измерениями 2MASS (Скрутские и др., 2006) для построения высокоточной трехмерной карты межзвездного поглощения. Показано наличие волнообразных отклонений от плоскости Галактики в распределении пыли с амплитудой до 300 пк в различных направлениях. В частности, проявление волны Рэдклиффа было обнаружено в распределении пылевой компоненты в Местном спиральном рукаве.

Ли и Чен (2022) по данным о молодых звездах нашли связь между возмущенными положениями и вертикальными скоростями этих объектов. При этом вертикальные скорости звезд вычислялись без использования лучевых скоростей (из-за отсутствия таких измерений в используемой выборке). Поэтому результаты этих авторов следует считать предварительными.

В настоящее время имеется более 200 тригонометрических параллаксов мазеров, измеренных с высокой астрометрической точностью (Рид и др., 2019; Хирота и др., 2020). Случайные ошибки РСДБ-измерений большинства из этих источников составляют менее 0.020 миллисекунд дуги (мсд). В работе Бобылева, Байковой (2022) по данным об этих мазерах была получена оценка амплитуды скорости вертикальных возмущений  $f_W = 5.2 \pm 1.5$  км/с и длины волны этих возмущений  $\lambda = 2.6 \pm 0.7$  кпк (волны в радиальном от центра Галактики направлении  $R$ ). Был сделан вывод о влиянии галактической спиральной волны плотности на вертикальные скорости мазеров. Также было подтверждено наличие волны Рэдклиффа в пространственном распределении мазеров и радиозвезд, принадлежащих Местному рукаву. В настоящей работе мы хотим детально рассмотреть вертикальные скорости локальной выборки мазеров, распределенных вдоль Местного рукава. Источниками мазерного излучения являются протозвезды различных масс и очень молодые массивные звезды с оболочками. Такие звезды должны иметь весьма тесную связь с газовыми облаками, по которым впервые была обнаружена волна Рэдклиффа.

Целью настоящей работы является подтверждение проявлений волны Рэдклиффа в положениях и скоростях различных данных, уточнение геометрических и кинематических характеристик волны. Для достижения этой цели мы применяем спектральный анализ к координатам и вертикальным скоростям мазеров и радиозвезд с измеренными тригонометрическими параллаксами, принадлежащих Местному рукаву, а также к большой выборке маломассивных звезд типа Т Тельца.

Источниками мазерного излучения являются звезды с протяженными газо-пылевыми оболочками, в которых возникает эффект накачки. Эффектом мазерного излучения обладают как молодые звезды и протозвезды различной массы, так и старые звезды, например, мириды. В настоящей работе мы рассматриваем наблюдения только молодых объектов, которые тесно связаны с областями активного звездообразования.

Используем две крупные компиляции — Рид и др. (2019) и Хироты и др. (2020). Ридом и др. (2019) дана информация о 199 мазерах с результатами РСДБ-наблюдений различных авторов на нескольких радиочастотах в рамках проекта BeSSeL (The Bar and Spiral Structure Legacy Survey<sup>1</sup>). В работе Хироты и др. (2020) описан каталог из 99 источников мазерного излучения, наблюдавшихся на частоте 22 ГГц по программе VERA (VLBI Exploration of Radio Astrometry<sup>2</sup>). Между выборками Рида и др. (2019) и Хироты и др. (2020) имеется большой процент общих измерений. Известен также ряд новых результатов определения параллаксов мазеров, выполненных после 2020 г. (Сюй и др., 2021; Сакаи и др., 2022; Биан и др., 2022).

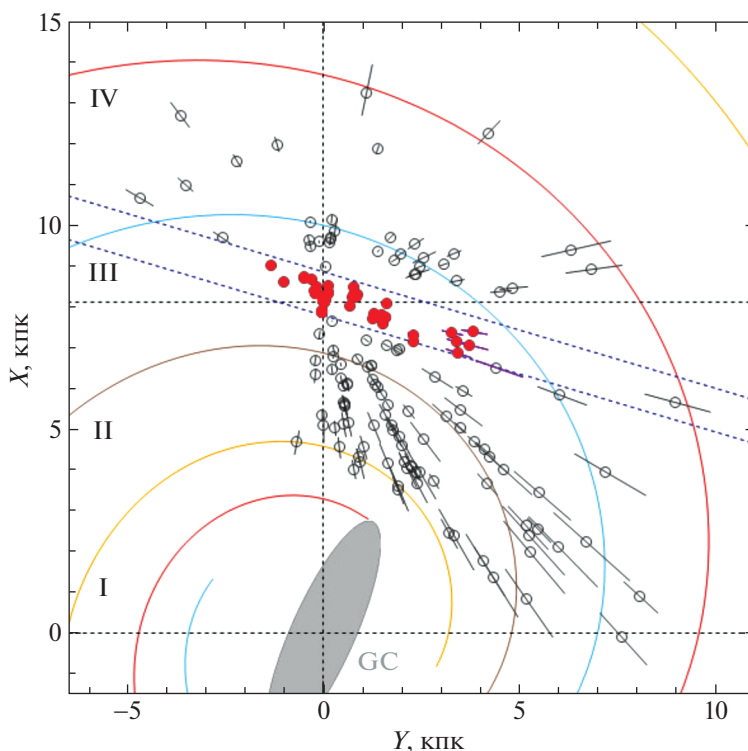
Кроме собственно источников мазерного излучения, радионаблюдение которых осуществляется в узких линиях, в нашем списке имеются радиозвезды, наблюдения которых выполнены РСДБ-методом в континууме на частоте 8.4 ГГц (Торрес и др., 2007; Дзиб и др., 2011; Ортиз-Леон и др., 2018; Гайи и др., 2018). Это очень молодые звезды и протозвезды типа Т Тельца, расположенные главным образом в области пояса Гулда и Местного рукава.

Отметим, что Алвесом и др. (2020) оценки расстояний до молекулярных облаков были взяты из каталога Цукер и др. (2020). Применяя фотометрический метод оценивания расстояний, Цукер и др. (2020) нашли отличное согласие своих оценок со средними расстояниями до ряда близких областей звездообразования, полученными по тригонометрическим параллаксам РСДБ-методом. Таким образом, было показано, что разница в оценках расстояний не превышает 10% в области 0.1–2.5 кпк.

Распределение мазерных источников с относительными ошибками параллаксов менее 15% дано на рис. 1. Мазеры из центральной части Галактики ( $R < 4$  кпк) здесь не показаны. На этом рисунке

<sup>1</sup><http://bessel.vlbi-astrometry.org>

<sup>2</sup><http://veraserver.mtk.nao.ac.jp>



**Рис. 1.** Распределение мазеров и радиозвезд с ошибками тригонометрических параллаксов менее 15% в проекции на галактической плоскости  $XY$ , показан четырехрукавный спиральный узор с углом закрутки  $i = -13^\circ$ , отмечен центральный галактический бар, GC — центр Галактики.

использована система координат, в которой ось  $X$  направлена от центра Галактики на Солнце, направление оси  $Y$  совпадает с направлением вращения Галактики. Четырехрукавный спиральный узор с углом закрутки  $i = -13^\circ$  дан согласно работе Бобылева, Байковой (2014). Здесь этот узор построен со значением  $R_0 = 8.1$  кпк, римскими цифрами пронумерованы следующие четыре спиральные рукава: I — Щита, II — Киля—Стрельца, III — Персея и IV — Внешний рукав. Красными кружками отмечены звезды, отобранные для анализа волны Рэдклиффа. Количество таких объектов составляет 68. Из-за сильной скученности ряда ближайших мазеров в районе ассоциаций Ориона, Тельца или Скорпиона—Центавра, их проекции сливаются в соответствующую каждой ассоциации точку на рисунке. Двумя голубыми пунктирными линиями, расположенными под наклоном к оси  $Y$ , обозначены границы области отбора источников. В координатах  $x, y$ , где ось  $x$  направлена от Солнца в центр Галактики, а ось  $y$  в сторону вращения Галактики (совпадает с осью  $Y$  на рис. 1), выражения для ограничительных линий имеют следующий вид:  $x = 0.286y - 0.8$  и  $x = 0.286y + 0.3$ . Таким образом, здесь ширина зоны отбора составляет чуть меньше

1.2 кпк. Также было использовано ограничение на гелиоцентрическое расстояние звезд,  $r < 4$  кпк.

#### Выборка YSO из базы Gaia DR2 $\times$ AllWISE

Мартоном и др. (2019) произведен отбор молодых галактических звездных объектов из комбинации орбитальных наблюдений космических спутников — WISE (Райт и др., 2010), Planck (Адам и др., 2016) и Gaia (Прусти и др., 2016). Эта база имеет название Gaia DR2  $\times$  AllWISE. Она содержит более 100 млн объектов различной природы, которые разделены на четыре основных класса — молодые звездные объекты (Young Stellar Objects, далее YSO), звезды главной последовательности, проэволюционировавшие звезды и внегалактические объекты. Для каждой звезды определена вероятность принадлежности к каждому из четырех рассматриваемых классов. Оценки вероятности были найдены с использованием звездных величин  $G$  из каталога Gaia DR2 (Браун и др., 2018), инфракрасных фотометрических полос  $W1$ – $W4$  из каталога WISE и  $J, H, K$  из каталога 2MASS. Чтобы решить, как источник связан с пылевой областью, Мартон и др. (2019) использовали индекс прозрачности пыли ( $\tau$ ) для каждого объекта из карты Planck.

Параллаксы, собственные движения и лучевые скорости звезд из базы Gaia DR2 × AllWISE были взяты из каталога Gaia DR2 в работе Крисановой и др. (2020). Оказалось, что имеется очень мало измеренных лучевых скоростей для этих звезд. Это не позволяет вычислить полноценные пространственные скорости звезд. Поэтому в настоящей работе мы анализируем только пространственное распределение отобранных молодых звезд.

Как оказалось, характер выборки очень сильно зависит от критериев отбора. Экспериментально мы нашли (Бобылев, Байкова, 2020) такие ограничения на значения вероятностей, которые позволяют отобрать из базы Gaia DR2 × AllWISE наиболее молодые звезды, не достигшие стадии главной последовательности:

$$\begin{aligned} \text{LY} > 0.95, \quad \text{SY} > 0.98, \\ \text{LMS} < 0.5, \quad \text{SMS} < 0.5, \\ \text{SE} < 0.5, \quad \text{SEG} < 0.5, \end{aligned} \quad (1)$$

где SY — вероятность того, что звезда является YSO, найденная без привлечения фотометрических полос W3 и W4 из каталога WISE; LMS — вероятность того, что звезда находится на стадии главной последовательности, найденная с привлечением всех фотометрических полос из каталога WISE; SMS — вероятность того, что звезда находится на стадии главной последовательности, найденная без привлечения фотометрических полос W3 и W4 из каталога WISE; SE — вероятность того, что это эволюционирующая звезда, найденная без привлечения фотометрических полос W3 и W4 из каталога WISE; SEG — вероятность того, что это внегалактический источник, найденная без привлечения фотометрических полос W3 и W4 из каталога WISE.

Известно, что тригонометрические параллаксы звезд из каталога Gaia DR2 имеют систематический сдвиг относительно инерциальной системы координат (Линдегрэн и др., 2018). В работе Линдегрена и др. (2018) показано, что значение такой поправки составляет  $\Delta\pi = -0.029$  мсд. Это значение мы использовали при вычислении расстояний  $r$  до звезд через из параллаксы,  $r = 1/\pi_{\text{true}}$ . При этом использование поправки уменьшает расстояния до звезд, так как  $\pi_{\text{true}} = \pi + 0.029$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Для изучения периодической структуры в координатах и скоростях звезд используем спектральный анализ на основе стандартного линейного преобразования Фурье исходной последовательности  $z(y')$ :

$$\begin{aligned} F(z(y')) &= \int z(y') e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} y'} dy' = \\ &= U(\lambda) + jV(\lambda) = A(\lambda) e^{j\varphi(\lambda)}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $A(\lambda) = \sqrt{U^2(\lambda) + V^2(\lambda)}$  — амплитуда спектра, а  $\varphi(\lambda) = \text{arctg}(V(\lambda)/U(\lambda))$  — фаза спектра. Особенностью настоящего подхода является поиск не просто монохроматической волны с постоянной амплитудой, а волны, наиболее точно описывающей исходные данные, спектр которого совпадает с главным пиком (лепестком) вычисленного спектра в диапазоне длин волн от  $\lambda_{\min}$  до  $\lambda_{\max}$  (внутри этих границ спектр плавно уменьшается начиная с максимального значения, а вне — начинает увеличиваться).

В итоге имеем искомую плавную кривую, аппроксимирующую исходные данные, которая вычисляется по формуле обратного преобразования Фурье в определенном нами диапазоне длин волн:

$$z(y') = 2k \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} A(\lambda) \cos\left(\frac{2\pi y'}{\lambda} + \varphi(\lambda)\right) d\lambda, \quad (3)$$

где  $k$  — коэффициент, вычисляющийся из условия минимума невязки.

### Мазеры и радиозвезды

Как видно на рис. 2, мазеров не так много, чтобы выбирать их в какой-либо узкой зоне. Мы отобрали практически все источники, расположенные в Местном спиральном рукаве

Положения мазеров были спроектированы на ось  $y'$ , расположенную под углом  $-16^\circ$  к оси  $y$ . И уже в этой, повернутой, системе координат был проведен спектральный анализ положений и вертикальных скоростей отобранных мазеров.

В итоге из анализа положений источников были получены следующие оценки максимального значения координаты  $z$  ( $z_{\max}$ , которое достигается при  $y' = -0.28$  кпк) и длины волны  $\lambda$ :

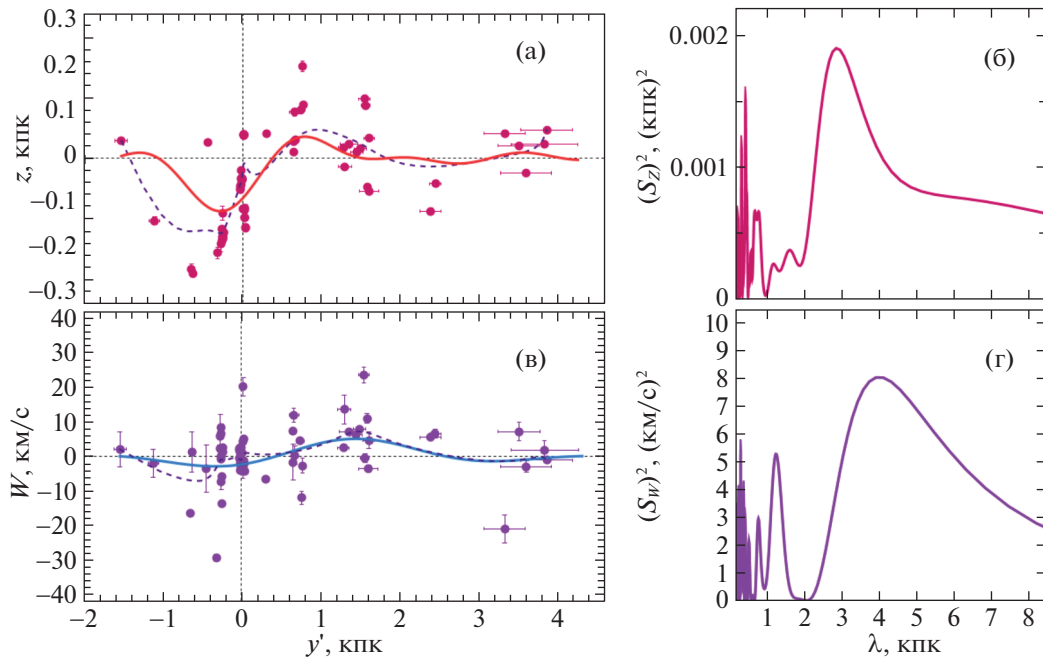
$$\begin{aligned} z_{\max} &= 87 \pm 4 \text{ кпк}, \\ \lambda &= 2.8 \pm 0.1 \text{ кпк}. \end{aligned} \quad (4)$$

Из анализа вертикальных скоростей  $W$  мазеров получена оценка максимального значения их скорости возмущения  $W_{\max}$  (которое достигается при  $y' = 1.4$  кпк) и длина волны этих возмущений  $\lambda$ :

$$\begin{aligned} W_{\max} &= 5.1 \pm 0.7 \text{ км/с}, \\ \lambda &= 3.9 \pm 1.6 \text{ кпк}. \end{aligned} \quad (5)$$

Результаты спектрального анализа отражены на рис. 2. Интересно отметить величину значимости (sig) главного пика в каждом из отмеченных на рис. 2б и 2г случаях  $\text{sig}_z = 1.0000$  и  $\text{sig}_W = 0.9948$ .





**Рис. 2.** Координаты мазеров  $z$  в зависимости от расстояния  $y'$  (а) и их спектр мощности (б), вертикальные скорости мазеров  $W$  в зависимости от расстояния  $y'$  (в) и их спектр мощности (г); периодические кривые, показанные сплошными жирными линиями, отражают результаты спектрального анализа, пунктирными линиями показаны сглаженные средние значения.

Эти значения говорят о том, что наиболее надежно определены параметры волны в положениях, и менее надежно — в вертикальных скоростях мазеров. Пунктирными линиями на рис. 2а и 2в показаны сглаженные средние значения данных. Хорошее согласие в поведении сплошных и пунктирных линий в околосолнечной области говорит о надежности проведенного спектрального анализа.

Оценка ошибок искомым параметров была выполнена с применением статистического моделирования методом Монте-Карло на основе выполнения 100 циклов вычислений. При этом числе циклов средние значения решений практически совпадают с решениями, полученными по исходным данным без добавления ошибок измерения. Ошибки измерения добавлялись в координаты источников  $y'$ ,  $z$  и их вертикальные скорости  $W$ .

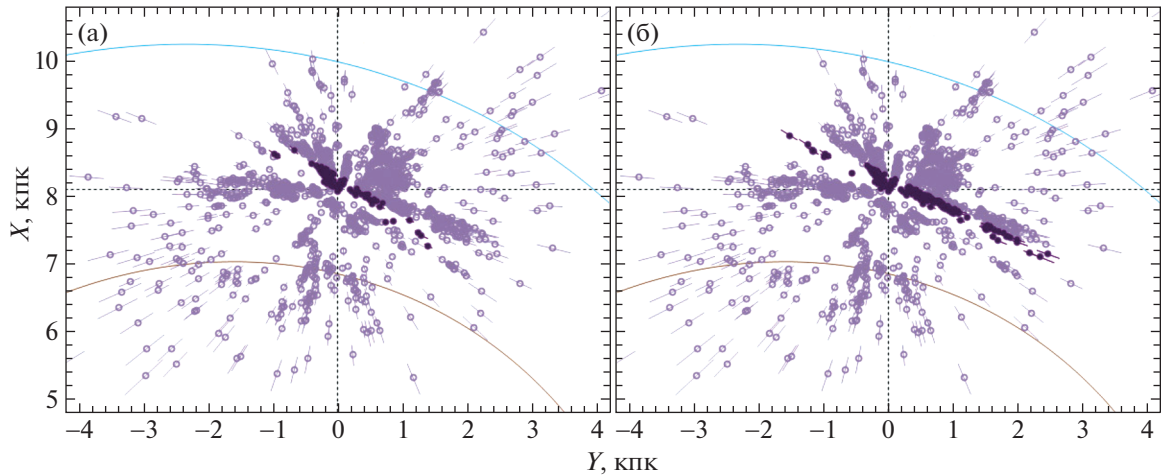
Согласно оценке Алвеса и др. (2020), длина волны Рэдклиффа  $\lambda = 2.7 \pm 0.2$  кпк, амплитуда достигает значения  $z_{\max} = 160 \pm 30$  пк, а ширина структуры  $60 \pm 15$  пк. Видим отличное согласие нашей оценки  $\lambda$  в решении (4) с результатом Алвеса и др. (2020).

### YSO

На рис. 3 дано распределение 2268 YSO с ошибками тригонометрических параллакссов менее

10%. В этом распределении есть одна особенность, неприятная для изучения волны Рэдклиффа. А именно, хорошо виден свободный от звезд коридор вдоль луча зрения, ориентированный под углом около  $30^\circ$  к оси  $Y$ . Поэтому, если производить отбор звезд для анализа волны Рэдклиффа, строго следовать данным Алвеса и др. (2020), то в узкой зоне (0.22 кпк), проходящей под углом  $30^\circ$  к оси  $Y$ , получим дефицит относительно далеких звезд (рис. 3а), которые могут трассировать волну Рэдклиффа. При выборе звезд из зоны, проходящей под углом  $25^\circ$  к оси  $Y$ , получаем достаточно звезд для анализа (рис. 3б).

На рис. 4 дана диаграмма показатель цвета—абсолютная звездная величина, построенная по выборке звезд из зоны, проходящей под углом  $25^\circ$  к оси  $Y$  (рис. 3б). Показанная на рисунке главная последовательность проведена согласно работе Зари и др. (2018). Мелкие детали нас интересуют мало, поэтому диаграмма построена без учета поглощения. Главное здесь то, что использование критериев отбора (1) позволяет отобрать действительно очень молодые звезды, не достигшие стадии главной последовательности. Как показано в работе Бобылева, Байковой (2020), отобранные с использованием этих критериев звезды имеют очень маленькую дисперсию остаточных скоростей 6–7 км/с.



**Рис. 3.** Распределение 2268 YSO в проекции на галактическую плоскость  $XY$  — серые кружки с барирами ошибок, выборка звезд из зоны шириной 0.22 кпк — темные кружки, проходящей под углом  $30^\circ$  к оси  $Y$  (а) и под углом  $25^\circ$  к оси  $Y$  (б); даны два фрагмента четырехрукавного спирального узора с углом закрутки  $i = -13^\circ$ .

При анализе положений звезд, отобранных из зоны, проходящей под углом  $30^\circ$  к оси  $Y$  (рис. 3а), найдены амплитуда  $a_z = 52 \pm 3$  пк и длина волны  $\lambda_z = 1.6 \pm 0.1$  кпк. Видим, что здесь величина  $\lambda_z$  значительно меньше, чем найденная по мазерам в решении (4).

При анализе положений звезд, отобранных из зоны, проходящей под углом  $25^\circ$  к оси  $Y$  (рис. 3б), получены следующие оценки амплитуды  $z_{\max}$  (ко-

торое достигается при  $y' = -0.4$  кпк) и длины волны  $\lambda$ :

$$\begin{aligned} z_{\max} &= 118 \pm 3 \text{ пк,} \\ \lambda &= 2.0 \pm 0.1 \text{ кпк.} \end{aligned} \quad (6)$$

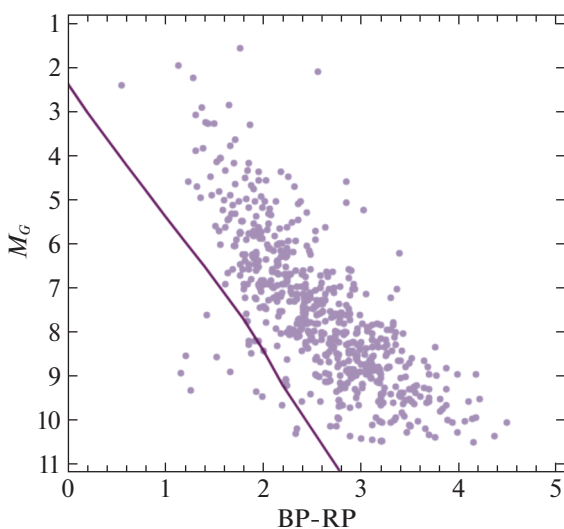
Результаты спектрального анализа этой выборки звезд отражены на рис. 5.

## ОБСУЖДЕНИЕ

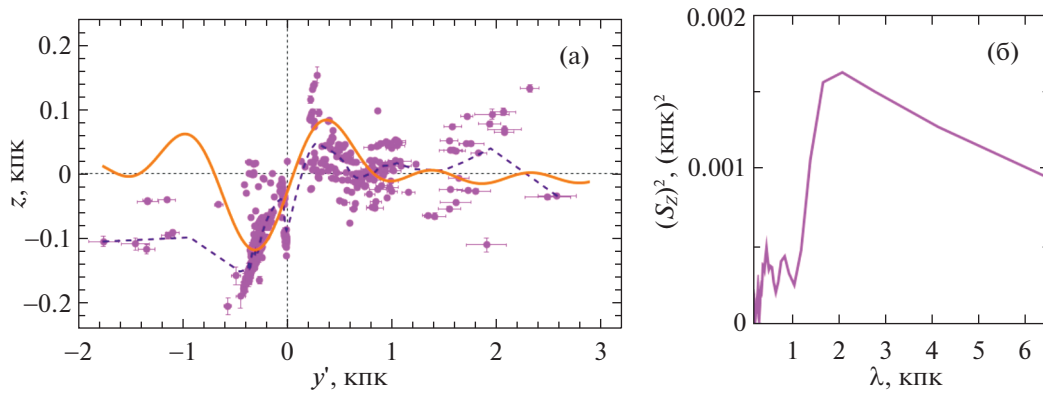
Полученные результаты представляют несомненный интерес, связанный с вопросом о происхождении Пояса Гулда. В свете обнаружения волны Рэдклиффа можно согласиться с мнением Алвеса и др. (2020) о том, что гипотеза Блау (1965) о взрыве гиперновой не проходит. Эта гипотеза и раньше сталкивалась с рядом трудностей. Новая гипотеза должна объяснить крупномасштабные отклонения от галактической плоскости и осцилляции в вертикальных скоростях звезд во всем Местном рукаве, причем Пояс Гулда является активным участником процесса.

В диске Галактики известны возмущения вертикальных скоростей газа и звезд различной природы и масштабов (Лопес-Корредойра и др., 2014; Видроу и др., 2014; Антоха и др., 2018; Ванг и др., 2020; Туласидхаран и др., 2022).

Наиболее крупномасштабные возмущения связаны с искривлением галактического диска. Происхождение волны Рэдклиффа, скорее всего, с этим эффектом не связано. Как известно из наблюдений (Поджио и др., 2020), заметный рост



**Рис. 4.** Диаграмма показатель цвета—абсолютная звездная величина, построенная по звездам из базы Gaia DR2  $\times$  AllWISE с относительными ошибками параллакса менее 10%, сплошной линией отмечена главная последовательность.



**Рис. 5.** Координаты YSO  $z$  в зависимости от расстояния  $y'$  (а) и их спектр мощности (б), кривая отражает результаты спектрального анализа, периодическая жирная линия отражает результат спектрального анализа, пунктирная линия показывает сглаженные средние значения координат.

вертикальных скоростей звезд из-за этого эффекта начинается довольно далеко от Солнца — при  $r > 4$  кпк в направлении антицентра Галактики.

Другое масштабное явление, приводящее к возмущениям положений и скоростей звезд вообще и вертикальных скоростей в частности — галактическая спиральная волна плотности. Проявление возмущений от волны плотности в вертикальных скоростях мазеров с измеренными тригонометрическими параллаксами впервые, по-видимому, было установлено в работе Бобылева, Байковой (2015). В работе Бобылева, Байковой (2022) было подтверждено то, что галактическая спиральная волна плотности оказывает заметное влияние на вертикальные скорости мазеров. Причем было показано, что такое влияние сильнее проявляется в радиальном от центра Галактики направлении, где была получена амплитуда скорости возмущения  $f_W = 5.2 \pm 1.5$  км/с. Мы видим, что эта скорость вертикальных возмущений больше той, что была найдена в решении (5).

Часто обсуждаются модели, где вертикальные волны в галактическом диске могут быть вызваны падением на диск или близким пролетом массивного тела. Это может быть карликовая галактика-спутник Млечного Пути, либо просто сгусток темной материи большой массы. В этом отношении уместно отметить модели Комерона, Торры (1994) или Бекки (2009), которые призваны объяснить происхождение Пояса Гулда в результате косоугольного падения на галактическую плоскость массивного ударника — высокоскоростного облака или сгустка темной материи. Возможно, что при соответствующей массе такого ударника образуется и волна Рэдклиффа.

Интересно отметить, что согласно оценке Алвес и др. (2020), масса газовой структуры Рэдклиффа, протянувшейся на  $\sim 2.5$  кпк, составляет более  $3 \times 10^6 M_\odot$ . При этом масса Пояса Гулда, имеющего общую протяженность около 1 кпк, по различным оценкам (Бобылев, 2014), составляет примерно  $1 \times 10^6 M_\odot$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ выборки мазеров и радиозвезд с измеренными методом РСДБ тригонометрическими параллаксами, принадлежащих Местному рукаву, показал наличие волны Рэдклиффа, как в их положениях, так и в вертикальных скоростях.

Из построенных нами графиков (в хорошем согласии с результатами других авторов) видно, что структура Рэдклиффа не является волной в полном смысле слова. Она больше напоминает локальный высокоамплитудный всплеск, быстро сходящийся на нет. Причем наибольшую амплитуду, около 120 пк, эта структура имеет в непосредственной близости от Солнца, где главными “вкладчиками” являются звезды Пояса Гулда.

По выборке мазеров получены следующие оценки геометрических и кинематических характеристик волны: максимальное значение амплитуды вертикальных возмущений составляет  $z_{\max} = 87 \pm 4$  пк с длиной волны  $\lambda = 2.8 \pm 0.1$  кпк, амплитуда возмущения вертикальных скоростей достигает значения  $W_{\max} = 5.1 \pm 0.7$  км/с, а длина волны, найденная по вертикальным скоростям, составляет  $\lambda = 3.9 \pm 1.6$  кпк.

Подтверждено наличие волны Рэдклиффа в положениях очень молодых звезд из базы Gaia DR2  $\times$  AllWISE. В подавляющем большинстве это маломассивные звезды типа Т Тельца. Такие звезды были нами отобраны из достаточно узкой зоны, расположенной под углом  $25^\circ$  к оси  $y$ . Гелиоцентрические расстояния до них не превышают 3 кпк. По этим звездам найдены амплитуда  $z_{\max} = 118 \pm 3$  пк и длина волны  $\lambda = 2.0 \pm 0.1$  кпк. Мы считаем, что наиболее надежные параметры волны Рэдклиффа определены по мазерам. Однако изученная выборка звезд из базы Gaia DR2  $\times$  AllWISE интересна тем, что это действительно очень молодые звезды. Мы планируем в дальнейшем отождествить их с финальной версией Gaia с целью детального изучения их кинематических свойств.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адам и др. (Planck Collaboration, R. Adam, P.A.R. Ade, N. Aghanim, M.I.R. Alves, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, 10 (2016).
- Алвес и др. (J. Alves, C. Zucker, A.A. Goodman, et al.), *Nature* **578**, 237 (2020).
- Антоха и др. (T. Antoja, A. Helmi, M. Romero-Gomez, D. Katz, C. Babusiaux, R. Drimmel, D.W. Evans, F. Figueras, E. Poggio, et al.), *Nature* **561**, 360 (2018).
- Бекки (K. Bekki), *MNRAS* **398**, L36 (2009).
- Бян и др. (S.B. Bian, Y. Xu, J.J. Li, Y.W. Wu, B. Zhang, X. Chen, Y.J. Li, Z.H. Lin, C.J. Hao, and D.J. Liu), et al.), *Astron. J.* **163**, 54 (2022).
- Блаау (A. Blaauw), *Koninkl. Ned. Akad. Wetenschap.* **74**, No. 4 (1965).
- Бобылев В.В., *Астрофизика* **57**, 625 (2014) [V.V. Bobylev, *Astrophysics* **57**, 583 (2014)].
- Бобылев, Байкова (V.V. Bobylev and A.T. Bajkova), *MNRAS* **437**, 1549 (2014).
- Бобылев, Байкова (V.V. Bobylev and A.T. Bajkova), *MNRAS* **447**, L50 (2015).
- Бобылев, Байкова (V.V. Bobylev and A.T. Bajkova), arXiv: 2007.04124 (2020).
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., *Письма в Астрон. журн.* **48**, (2022), в печати [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, *Astron. Lett.* **48**, (2022)].
- Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, de Bruijne, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, M. Biermann, D.W. Evans, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, 1 (2018).
- Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, M. Biermann, O.L. Creevey, D.W. Evans, et al.), *Astron. Astrophys.* **649**, 1
- Ванг и др. (H.-F. Wang, M. López-Corredoira, Y. Huang, J. Chang, H.-W. Zhang, J.L. Carlin, et al.), *Astrophys. J.* **897**, 119 (2020).
- Видроу и др. (L.M. Widrow, J. Barber, M.H. Chequers, and E. Cheng), *MNRAS* **440**, 1971 (2014).
- Гайи и др. (P.A.B. Galli, L. Loinard, G.N. Ortiz-León, M. Kounkel, S.A. Dzib, A.J. Mioduszewski, L.F. Rodriguez, L. Hartmann, et al.), *Astrophys. J.* **859**, 33 (2018).
- Дзиб и др. (S. Dzib, L. Loinard, L.F. Rodriguez, A.J. Mioduszewski, and R.M. Torres), *Astrophys. J.* **733**, 71 (2011).
- Донада, Фигуэрос (J. Donada and F. Figueras), arXiv: 2111.04685 (2021).
- Зари и др. (E. Zari, H. Hashemi, A.G.A. Brown, K. Jardine, and P.T. de Zeeuw), *Astron. Astrophys.* **620**, 172 (2018).
- Комерон, Торра (F. Comerón and J. Torra), *Astron. Astrophys.* **281**, 35, (1994).
- Крисанова О.И., Бобылев В.В., Байкова А.Т., *Письма в Астрон. журн.* **46**, 395 (2020) [O.I. Krisanova, V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, *Astron. Lett.* **46**, 370 (2020)].
- Лаллемент и др. (R. Lallement, J.L. Vergely, C. Babusiaux, and N.L.J. Cox), arXiv: 2203.01627 (2022).
- Ли, Чен (G.-X. Li and B.-Q. Chen), arXiv: 2205.03218 (2022).
- Линдегрэн и др. (Gaia Collaboration, L. Lindegren, J. Hernandez, A. Bombrun, S. Klioner, U. Bastian, M. Ramos-Lerate, A. de Torres, H. Steidelmuller, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, 2 (2018).
- Лопес-Корредойра и др. (M. López-Corredoira, H. Abedi, F. Garzón, and F. Figueras), *Astron. Astrophys.* **572**, A101 (2014).
- Мартон и др. (G. Marton, P. Ábrahám, E. Szegedi-Elek, et al.), *MNRAS* **487**, 2522 (2019).
- Ортиз-Леон и др. (G.N. Ortiz-León, L. Loinard, S.A. Dzib, P.A.B. Galli, M. Kounkel, A.J. Mioduszewski, L.F. Rodriguez, R.M. Torres, et al.), *Astrophys. J.* **865**, 73 (2018).
- Поджио и др. (E. Poggio, R. Drimmel, R. Andrae, C.A.L. Bailer-Jones, M. Fouesneau, M.G. Lattanzi, R.L. Smart, A. Spagna, et al.), *Nature Astron.* **4**, 590 (2020).
- Прусти и др. (Gaia Collaboration, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, A.G.A. Brown, A. Vallenari, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, U. Bastian, M. Biermann, et al.), *Astron. Astrophys.* **595**, A1 (2016).
- Райт и др. (E.L. Wright, P.R.M. Eisenhardt, A.K. Mainzer, et al.), *Astrophys. J.* **140**, 1868 (2010).
- Рид и др. (M.J. Reid, N. Dame, K.M. Menten, A. Brunthaler, X.W. Zheng, Y. Xu, J. Li, N. Sakai, et al.), *Astrophys. J.* **885**, 131 (2019).
- Сакаи и др. (N. Sakai, H. Nakanishi, K. Kurahara, D. Sakai, K. Hachisuka, J.-S. Kim, and O. Kameya), *Publ. Astron. Soc. Japan* **74**, 209 (2022).

33. Свиггум и др. (C. Swiggum, J. Alves, E. D'Onghia, R.A. Benjamin, L. Thulasidharan, C. Zucker, E. Poggio, R. Drimmel, J.S. Gallagher III, A. Goodman et al.), arXiv: 2204.0600 (2022).
34. Скрутские и др. (M.F. Skrutskie, R.M. Cutri, R. Stiening, M.D. Weinberg, S. Schneider, J.M. Carpenter, C. Beichman, R. Capps, T. Chester, et al.), *Astron. J.* **131**, 1163 (2006).
35. Сюй и др. (Y. Xu, S.B. Bian, M.J. Reid, J.J. Li, K.M. Menten, T. M. Dame, B. Zhang, A. Brunthaler, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **253**, 9 (2021).
36. Торрес и др. (R.M. Torres, L. Loinard, A.J. Mioduszewski, and L.F. Rodriguez), *Astrophys. J.* **671**, 1813 (2007).
37. Туласидхаран и др. (L. Thulasidharan, E. D'Onghia, E. Poggio, R. Drimmel, J.S. Gallagher III, C. Swiggum, R.A. Benjamin, and J. Alves), et al.), *Astron. Astrophys.* **660**, 12 (2022).
38. Флек (R. Fleck), *Nature* **583**, E24 (2020).
39. Хирота и др. (VERA collaboration, T. Hirota, T. Nagayama, M. Honma, Y. Adachi, R.A. Burns, J.O. Chibueze, Y.K. Choi, K. Hachisuka, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **70**, 51 (2020).
40. Цукер и др. (C. Zucker, J.S. Speagle, E.F. Schlafly, G.M. Green, D.P. Finkbeiner, A. Goodman, and J. Alves), *Astron. Astrophys.* **633**, A51 (2020).

## ВСПЫШКИ 2012 ГОДА СВЕРХНОВОЙ 2009ip: ОТ СЦЕНАРИЯ К МОДЕЛИ

© 2022 г. Н. Н. Чугай<sup>1\*</sup>

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

Поступила в редакцию 03.08.2022 г.

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

Представлены сферическая и несферическая модели двух наблюдавшихся вспышек 2012 г. уникальной сверхновой 2009ip. Модели основаны на сценарии, в котором вспышка в августе 2012 г. порождается взрывным выбросом оболочки LBV-предсверхновой. Модель предсказывает существование ненаблюдавшейся вспышки, связанной с выходом ударной волны на поверхность LBV и последующим диффузионным высвечиванием сброшенной оболочки. Первая наблюдавшаяся вспышка в августе 2012 г. — результат свечения оболочки сверхновой, вызванного дополнительным выделением тепловой энергии центральным источником, а более мощная вспышка в конце сентября 2012 г. — результат ударного взаимодействия сверхновой с околосредней оболочкой. Получены оценки массы сброшенной оболочки сверхновой и кинетической энергии в рамках сферической и несферической моделей.

*Ключевые слова:* звезды — эволюция, сверхновые, SN 2009ip.

DOI: 10.31857/S0320010822080022

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхновая SN 2009ip в галактике NGC7259 — это комплекс явлений, последовавший после обнаружения вспышки 28/08/2009 (Маза и др., 2009) с абсолютной величиной  $-14.5$  зв. вел. Предсверхновая найдена на архивном изображении галактики NGC7259, полученном телескопом им. Хаббла (в дальнейшем *HST*), с абсолютной величиной  $-9.5$  (Смит и др., 2010), и эти авторы сделали вывод, что предсверхновая была LBV-звездой с массой  $50-80 M_{\odot}$  (Смит и др., 2010). Через два года после обнаружения SN 2009ip испытала серию вспышек в интервале  $-10.5...-13.5$  зв. вел. на протяжении 160 дней (Пасторелло и др., 2013).

Ключевые события случились после 8 августа 2012 г., когда SN 2009ip вначале вспыхнула до  $-15$  зв. вел. (вспышка 2012a), а затем в конце сентября 2012 г. произошла основная мощная вспышка с максимумом  $-18$  зв. вел. (вспышка 2012b) (Пасторелло и др., 2013) с последующим монотонным падением светимости. В декабре 2021 г. в фильтре F606W *HST* абсолютная величина составила  $-8.5$  зв. вел., на одну звездную величину слабее по сравнению с  $-9.5$  в 1999 г. (Смит и др.,

2022), и авторы пришли к заключению, что LBV-звезда исчезла.

Начиная с момента обнаружения, в спектре присутствовали сильные водородные эмиссионные линии с полушириной  $800-1000 \text{ км с}^{-1}$  (Пасторелло и др., 2013; Маргутти и др., 2014), указывающие на мощную потерю массы. Первый спектр (09/08/2012) вспышки 2012a показал широкие водородные линии с профилями типа P Cyg и скоростями в крыльях до  $14000 \text{ км с}^{-1}$  (Пасторелло и др., 2013). Этот факт лег в основу сценария, в котором вспышка 2012a вызвана взрывом предсверхновой, а последующая более мощная оптическая вспышка 2012b обусловлена ударным взаимодействием сброшенной оболочки сверхновой с околосредней оболочкой (Мауэрхан и др., 2013; Пасторелло и др., 2013). Альтернативная возможность предполагает два взрывных события, связанных, соответственно, со вспышками 2012a и 2012b и с ударным околосредним взаимодействием после второго взрыва, который предположительно имел место 13/09/2012 (Маргутти и др., 2014). Детализация данного сценария ограничена аналитическими оценками. Для сценария взрыва сверхновой в начале августа 2012 г. также отсутствует моделирование кривой блеска, и, более того, нет оценок энергии взрыва и сброшенной массы

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

сверхновой. Между тем этот сценарий заслуживает серьезного внимания, поскольку он допускает лишь один взрыв.

Идентификация предсверхновой SN 2009ip с массивной звездой LBV-класса предполагает, что наблюдаемые в этом случае явления, вероятно, связаны с термоядерными вспышками в кислородном ядре, которые инициируются неустойчивостью из-за образования пар (Вусли, 2017; Смит и др., 2022). Сверхновые, порождаемые такими вспышками, сокращенно именуется PPISN (pulsational pair-instability supernovae). Вместе с тем следует подчеркнуть, что полного подобия между вспышкой 2012a, которая ассоциируется со вспышкой сверхновой, и моделями вспышек PPISN (Вусли, 2017) нет. Основное несоответствие состоит в том, что спектры SN 2009ip в период вспышки 2012a показывают высокие скорости, до 13 000–14 000 км с<sup>-1</sup>, в синем крыле абсорбции H $\alpha$  (Пасторелло и др., 2013), которые в 5–10 раз выше скорости сброшенной оболочки в моделях PPISN.

В предлагаемой работе исследуется сценарий одиночного взрыва LBV-звезды, связанного со вспышкой 2012a сверхновой SN 2009ip. Будет представлена модель, предполагающая взрывной выброс оболочки (вспышка 2012a) и последующее ее взаимодействие с околозвездной оболочкой (вспышка 2012b). Поскольку излучение SN 2009ip показывает значительную поляризацию (Мауэрхан и др., 2014), будут исследованы две модели, со сферическим и несферическим распределением околозвездного вещества.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИВОЙ БЛЕСКА

### 2.1. Предварительные соображения

Исходя из того, что вспышка 2012a обусловлена взрывным выбросом массы LBV-предсверхновой, мы примем начальный радиус равным  $70 R_{\odot}$  в соответствии с эволюционными моделями LBV-звезд с массой 80–90  $M_{\odot}$  (Вусли, 2017). При таком радиусе начальная вспышка, связанная с выходом ударной волны (назовем ее вспышкой 2012a0), может заметно превысить светимость вспышки 2012a. Поскольку к тому же кривая блеска начальной вспышки будет иметь довольно острый начальный пик, непохожий на кривую блеска вспышки 2012a, следует допустить, что начальная вспышка 2012a0 не наблюдалась и, следовательно, взрыв сверхновой произошел заметно раньше начала вспышки 2012a, но после вспышки 24/07/2012 со звездной величиной  $V \approx 17.4$  (Дрейк, 2012).

Наряду со взрывным выбросом оболочки сверхновой (вспышка 2012a), как увидим ниже, приходится допустить дополнительное продолжительное выделение тепловой энергии в оболочке  $\sim 2 \times 10^{48}$  эрг. Кривая блеска сверхновой рассчитывается в рамках аналитической модели диффузионного высвечивания гомологически расширяющейся оболочки с учетом адиабатического охлаждения и выделения дополнительной тепловой энергии (Арнетт, 1982). Последующее ударное взаимодействие оболочки сверхновой с околозвездным газом описывается численно в приближении тонкого слоя (Джулиани, 1982; Шевалье, 1982). Конкретная реализация модели взаимодействия и кривой блеска описана ранее (Чугай, 2001, 2021). По этой причине детальное описание модели опустим, но напомним, что торможение оболочки сверхновой в плотном околозвездном газе сопровождается формированием внешней (прямой) и обратной ударных волн с образованием холодной плотной оболочки (CDS = cold dense shell) между ними. CDS-оболочка может быть оптически толстой, и в этом случае мы увидим гладкий континуум без широких абсорбционных линий; такая картина имела место в SN 1998S в течение первого месяца (Чугай, 2001).

Мы рассмотрим сферический и несферический варианты распределения околозвездного газа. В пользу несферичности свидетельствует значительная поляризация излучения SN 2009ip (Мауэрхан и др., 2014), а также относительно малая величина фотометрического радиуса фотосферы на стадии вспышки 2012b по сравнению с радиусом CDS-оболочки (см. ниже). Несферическая модель будет рассчитана с использованием сферической модели, в которой светимость будет уменьшена на фактор несферичности, равный отношению видимых площадей несферичной фотосферы и площади поверхности сферической фотосферы  $\xi = A_{ns}/A_s < 1$ . В первом приближении это отношение равно отношению квадратов фотометрического радиуса фотосферы (Маргутти и др. 2014) и радиуса сферической модельной фотосферы. В действительности, однако, фотометрический радиус, определяемый на основе чернотельного приближения, меньше геометрического, поскольку выходящий поток из атмосферы с рассеянием и поглощением меньше чернотельного на фактор  $\sqrt{\epsilon}/(1 + \sqrt{\epsilon}) < 1$ , где  $\epsilon$  — вероятность гибели кванта на один акт экстинкции (Михалас, 1978). Подчеркнем, что в несферической модели оболочка сверхновой является сферической, а отклонение от сферичности предполагается только для околозвездной оболочки.

Предварительное моделирование вспышки 2012b показывает, что приемлемое описание крутого подъема светимости вспышки 2012b

**Таблица 1.** Параметры модели сверхновой и околозвездной оболочки

Модель	$E_{51}^a$	$M/M_{\odot}$	$t_{inj}$ (d)	$L_{0,40}^b$	$M_{cs}/M_{\odot}$	$r_{1,15}^c$	$r_{2,15}$
sm	0.34	0.2	24	90	1.3	8.4	13
nsm	2	0.8	22	110	3.2	8.8	13.4

**Примечание.** Единицы:  $a$   $10^{51}$  эрг;  $b$   $10^{40}$  эрг  $s^{-1}$ ;  $c$   $10^{15}$  см.

достигается при резком падении плотности в оболочке сверхновой во внешних слоях  $\rho \propto v^{-\omega}$  with  $\omega \geq 20$ . Распределение плотности внутри предполагается однородным. Околозвездная оболочка также должна иметь резкую внутреннюю границу для того, чтобы гарантировать быстрый начальный рост светимости. Зона внутри околозвездной оболочки предположительно образована ветром умеренной плотности с параметром плотности  $w = \dot{M}/u = 10^{14}$  г  $cm^{-1}$ , что соответствует темпу потери массы  $1.5 \times 10^{-4} M_{\odot}$ ,  $год^{-1}$  при скорости 1000 км  $s^{-1}$ . Околозвездная оболочка расширяется также со скоростью  $u = 1000$  км  $s^{-1}$ . При массе околозвездной оболочки  $\sim 1 M_{\odot}$  оптическая толщина околозвездной оболочки по томсоновскому рассеянию  $\tau < 1$ , что позволяет пренебречь эффектами диффузионной задержки излучения по сравнению со световым временем  $r/c$  и использовать приближение мгновенного выхода излучения. Моделирование показало, что эффект конечной скорости света также не влияет заметно на форму кривой блеска.

Значения параметров модели (кинетическая энергия, масса оболочки сверхновой, масса и радиус околозвездной оболочки) ограничиваются кривой блеска и максимальной скоростью расширения невозмущенной оболочки сверхновой, которая определена по лучевой скорости синего крыла абсорбционных компонентов  $H\alpha$ ,  $H\beta$  на стадии 2012a и линии He I 10830 Å на стадии 2012b.

## 2.2. Результаты моделирования

Для описания кривой блеска сверхновой (вспышка 2012a), как отмечалось, нужно допустить, помимо взрыва, еще и медленную накачку тепловой энергии в оболочку. Зависимость мощности источника от времени взята в виде

$$L = L_0(t/t_{inj})^p \exp[-(t/t_{inj})^2], \quad (1)$$

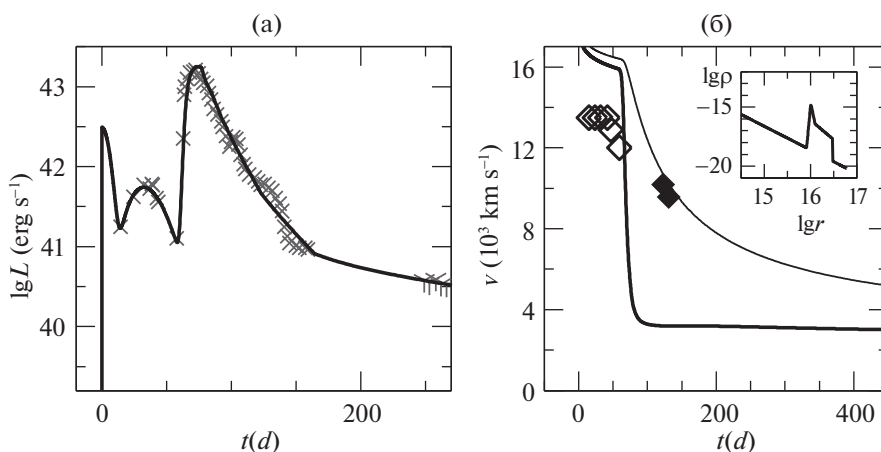
где показатель степени  $p$  заключен в пределах 1.5–2, а время  $t$  отсчитывается от принятого нами момента взрыва сверхновой JD 2456133.5 (25/07/2012).

В интервале около месяца после максимума вспышки 2012b CDS является оптически толстой, судя по гладкому континууму. Поскольку в

сферической модели масса и оптическая толщина CDS падают с уменьшением энергии, то должна быть минимальная величина энергии сферической модели; моделирование показало, что кинетическая энергия сверхновой в сферической модели не должна быть заметно ниже  $4 \times 10^{50}$  эрг. Для сферической модели sm (табл. 1) принята величина  $E = 3.4 \times 10^{50}$  эрг. В несферической модели (nsm) с параметром несферичности  $\xi = 0.05$  минимальная величина энергии оказывается значительно выше  $E = 2 \times 10^{51}$  эрг (табл. 1, рис. 1). Таблица 1 содержит энергию, массу сброшенной оболочки сверхновой, характерное время дополнительной инъекции тепловой энергии в оболочку, параметр мощности центрального источника, массу околозвездной оболочки ( $M_{cs}$ ), внутренний и внешний радиусы околозвездной оболочки.

Обе модели описывают болометрическую кривую блеска вспышки 2012a и 2012b и удовлетворительно согласуются с наблюдаемыми максимальными скоростями на стадии около 100 дней, когда CDS-оболочка уже прозрачна в континууме. Подчеркнем, что модельная скорость расширения невозмущенной оболочки может превышать максимальную измеренную по линиям поглощения, но не может быть меньше оценки скорости невозмущенной оболочки сверхновой. На очень поздней стадии (400 дней) в спектре, полученном на Кеск-2 (Грэхам и др., 2017), скорость излучающего газа, оцениваемая по крыльям эмиссионных линий  $H\beta$ , He I 7065 Å и Fe II 5018 Å, составляет 1500–2000 км  $s^{-1}$ , что заметно ниже скорости CDS и максимальной скорости невозмущенной оболочки сверхновой в сферической модели (рис. 1). В рамках сферической модели это означает, что вклад CDS и оболочки сверхновой в излучение указанных линий сравнительно мал, а доминирующим источником излучения линий могли бы быть плотные облака околозвездного газа, испытавшие ударное взаимодействие с оболочкой сверхновой, в соответствии с моделью промежуточной компоненты эмиссионных линий в SN 1988Z (Чугай, Данziger, 1994). В несферической модели, однако, скорость CDS на 400 день (1400 км  $s^{-1}$ ) близка к полуширине эмиссионных линий, а следовательно, в этом





**Рис. 1.** (а) — Болومترическая кривая блеска (толстая линия) в сферической модели (модель sm, табл. 1) в сравнении с наблюдательной кривой блеска (кресты — Маргутти и др., 2014, Y-символы — Грэхам и др., 2017). Первый ненаблюдавшийся максимум соответствует диффузионному высвечиванию сверхновой после выхода ударной волны, второй максимум соответствует вспышке 2012a и отражает свечение сверхновой, связанное с дополнительным выделением тепловой энергии центральным источником, третий максимум — результат ударного взаимодействия оболочки сверхновой с околозвездной оболочкой. (б) — Модельная скорость CDS-оболочки (толстая линия) и граничная скорость невозмущенной оболочки сверхновой (тонкая линия) в сравнении с максимальной скоростью в синем крыле абсорбции по линиям H $\alpha$  и H $\beta$  (незаполненные ромбы) и He I 10830 Å (заполненные ромбы). На вкладке показано распределение плотности в околозвездной оболочке.

случае CDS может быть источником эмиссионных линий.

Заметим, что кривая блеска вспышки 2012b обусловлена в основном светимостью обратной ударной волны. Это позволяет понять, почему в сферической модели требуется большая масса околозвездной оболочки по сравнению с оболочкой сверхновой (табл. 1). В самом деле, при небольшой массе оболочки сверхновой кинетическая светимость обратной ударной волны и радиационная эффективность малы из-за низкой плотности оболочки сверхновой. Компенсация светимости достигается в модели за счет более эффективного торможения сгребенной оболочки, и, следовательно, большей скорости обратной ударной волны из-за большей массы околозвездной оболочки.

Естественной реализацией несферической модели могло бы быть взаимодействие сферической оболочки сверхновой с околозвездной оболочкой, имеющей геометрию плотного экваториального диска (тора). Подобная структура околозвездной среды рассматривалась для объяснения сосуществования широких эмиссионных линий и линий с промежуточной шириной (intermediate component) в спектре сверхновой In SN 1988Z (Чугай, Данziger, 1994). Похожий сценарий привлекается для объяснения поляризации псевдоконтинуума SN 2009ip, предположительно возникающего в области ударного взаимодействия сверхновой с внутренней границей тороидальной околозвездной оболочки (Мауэрхан и др., 2014). В модели дисковой (тороидальной) околозвездной оболочки

параметр несферичности  $\xi = 0.05$  соответствует экваториальному поясу на сфере в интервале широт  $\pm 3^\circ$ , при угле наклона  $90^\circ$ . Выбранная величина  $\xi = 0.05$  приблизительно отражает соотношение между квадратами фотометрического радиуса фотосферы и радиуса околозвездной оболочки с учетом возможной поправки на отличие реального потока излучения от чернотельного.

При высоком контрасте плотности диска (тора) относительно разреженного набегающего потока оболочки сверхновой вещество околозвездного диска практически не ускоряется, и возникает картина, в которой область ударного взаимодействия на внутренней границе тора “проваливается” вглубь гомологически расширяющейся оболочки сверхновой. В рассматриваемой картине ударное взаимодействие сверхновой с внутренней границей тора может играть роль внутреннего источника энергии для излучения квазиконтинуума, на фоне которого будут формироваться абсорбционные компоненты широких линий в оболочке сверхновой. С другой стороны, присутствие абсорбционных линий в спектре является серьезной проблемой для сферической модели без внутреннего источника квазиконтинуума и это обстоятельство можно рассматривать как дополнительный аргумент в пользу несферической модели.

Интересно, что падение светимости вспышки 2012b после максимума хорошо описывается степенным законом  $L \propto t^{-6}$ , который вытекает из модели ударного взаимодействия гомологически расширяющейся однородной оболочкой сверхновой с

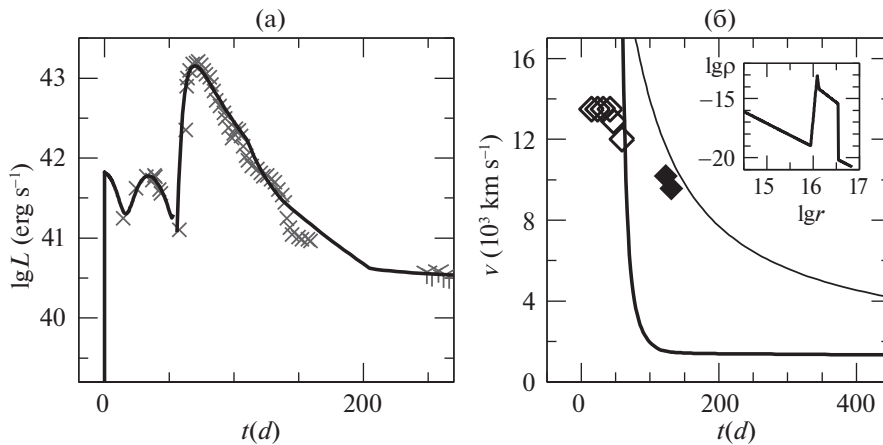


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для несферической модели (модель psm, табл. 1).

неподвижной сферической стенкой радиуса  $R$ . В самом деле, скорость набегающего потока сверхновой на радиусе  $R$  уменьшается со временем как  $v \propto R/t$ , а плотность падает как  $\rho \propto t^{-3}$ . Следовательно, светимость обратной ударной волны  $L \propto R^2 \rho v^3 \propto t^{-6}$ . Эта простая модель может отражать ситуацию ударного взаимодействия с плотной тороидальной околозвездной оболочкой, которая слабо ускоряется разреженным потоком сверхновой.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель работы заключалась в моделировании двух вспышек сверхновой 2009ip в 2012 г. в рамках сценария взрывного выброса оболочки LBV-предсверхновой. В основе моделирования лежит предположение, по которому вспышка сверхновой соответствует слабой вспышке в августе 2012 г. (вспышка 2012a), тогда как мощная вспышка 2012b в конце сентября 2012 г. — результат ударного взаимодействия оболочки сверхновой с околозвездной оболочкой (Пасторелло и др., 2013; Мауэрхан, 2013). Модель предсказывает, что взрывной выброс оболочки LBV-предсверхновой неизбежно приводит к интенсивной, но ненаблюдавшейся, начальной вспышке 2012a0 со светимостью  $\sim 10^{42}$  эрг  $s^{-1}$  и длительностью около недели, которая предшествовала вспышке 2012a.

Кривые блеска обеих вспышек 2012a и 2012b и скоростей расширения оболочки сверхновой могут быть воспроизведены как в сферической модели, так и в модели с тороидальной (дискковой) околозвездной оболочкой. Однако, если в сферической модели достаточно энергии взрыва  $\sim 3 \times 10^{50}$  эрг, то в несферической модели требуется гораздо большая энергия взрыва,  $\sim 2 \times 10^{51}$  эрг, что может оказаться не вполне совместимым с моделями вспышек PPISN (Вусли, 2017). Таким образом,

с феноменологической точки зрения асферическая модель предпочтительна, хотя она ставит серьезную проблему для теории.

Подчеркнем две особенности представленных моделей. Во-первых, модельная кривая блеска сверхновой (вспышка 2012a, рис. 1 и 2) нуждается в дополнительной продолжительной инъекции тепловой энергии. Источником энергии предположительно служит продолжающаяся термоядерная вспышка. Во-вторых, взрывной выброс оболочки, связанный со вспышкой 2012a, сопровождается начальной вспышкой длительностью около недели сразу после выхода ударной волны (вспышка 2012a0). Существование этой вспышки в SN 2009ip около 25/07/2012 пока не исключается наблюдениями.

Начальная модельная вспышка 2012a0 по сути является родовым признаком сценария взрыва LBV-предсверхновой с радиусом  $\sim 70 R_{\odot}$  и может быть использована для тестирования этого сценария. В этой связи важно подчеркнуть, что при малом радиусе предсверхновой, например  $10 R_{\odot}$ , начальный пик светимости 2012a0 в модели оказывается довольно слабым, на уровне начальной светимости вспышки 2012a. Поскольку полной аналогии между SN 2009ip и моделями PPISN нет, возможность малого радиуса предсверхновой полностью исключить нельзя. Это замечание имеет непосредственное отношение к тесту сценария LBV-предсверхновой, основанному на присутствии/отсутствии начального пика 2012a0 в наблюдениях.

После завершения вспышки 2012a оставшаяся звезда с массой предсверхновой за вычетом  $\sim 4 M_{\odot}$  оболочки сверхновой и околозвездной оболочки через некоторое время, вероятно, испытала коллапс с образованием черной дыры, так как по данным фотометрии декабря 2021 г. LBV-предсверхновая исчезла (Смит и др., 2022).

Поскольку масса предсверхновой по данным *HST*-фотометрии 1999 г. составляла  $50\text{--}80 M_{\odot}$  (Смит и др., 2010), то масса черной дыры должна быть в том же интервале,  $50\text{--}80 M_{\odot}$ .

SN 2009ip уникальна лишь отчасти, благодаря длительному ряду наблюдательных данных. Что же касается явлению вспышки 2012a и основной вспышки 2012b, то сходное фотометрическое и спектральное поведение показывает сверхновая SN 2010mc (Офек и др., 2013; Смит и др., 2010). Впрочем, о полной аналогии говорить преждевременно, поскольку для SN 2010mc отсутствуют спектры на стадии, соответствующей вспышке 2012a SN 2009ip, по которым можно было бы сказать, что взрыв сверхновой SN 2010mc имел место задолго до основной вспышки.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 19-12-00229 и РФФИ и Немецкого научно-исследовательского сообщества в рамках научного проекта 21-52-12032.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арнетт (W.D. Arnett), *Astrophys. J.* **253**, 785 (1982).
2. Вусли (S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **836**, 244 (2017).
3. Грэхэм и др. (M.L. Graham, A. Bigley, J.C. Mauerhan, I. Arcavi, D.A. Howell, S. Valenti, C. McCully, A.V. Filippenko, and G. Hosseinzadeh), *MNRAS* **469**, 1559 (2017).
4. Джулиани (J.L. Giuliani), *Astrophys. J.* **245**, 903 (1981).
5. Дрейк (A.J. Drake), *Astron. Telegram*. 4334 (2012).
6. Маза и др. (J. Maza, et al.), *Cent. Bur. Electron. Telegram*. 1928 (2009).
7. Маргутти и др. (R. Margutti, D. Milisavljevic, A.M. Soderberg, R. Chornock, B.A. Zauderer, K. Murase, C. Guidorzi, N.E. Sanders, et al.), *Astrophys. J.* **780**, 21 (2014).
8. Мауэрхан и др. (J. Mauerhan, G. Williams, N. Smith, P.S. Smith, A.V. Filippenko, J.L. Hoffman, P. Milne, D.C. Leonard, K.I. Clubb, O.D. Fox, and P.L. Kelly), *MNRAS* **442**, 1166 (2014).
9. Мауэрхан и др. (J. Mauerhan, N. Smith, A.V. Filippenko, et al.), *MNRAS* **430**, 1801 (2013).
10. Михалас (D. Mihalas), *Stellar atmospheres* (San Francisco: Freeman and Co., 1978).
11. Офек и др. (E.O. Ofek, M. Sullivan, S.B. Cenko, et al.), *Nature* **494**, 66 (2013).
12. Пасторелло и др. (A. Pastorello, E. Cappellaro, C. Inserra, et al.), *Astrophys. J.* **767**, 1 (2013).
13. Смит и др. (N. Smith, J. Andrews, A.V. Filippenko, et al.), *MNRAS* **515**, 715 (2022).
14. Смит и др. (N. Smith, J.C. Mauerhan, and J.L. Prieto), *MNRAS* **438**, 1191 (2014).
15. Смит и др. (N. Smith, A. Miller, W. Li, A.V. Filippenko et al.), *Astron. J.* **139**, 1452 (2010).
16. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **508**, 6023 (2021).
17. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **326**, 1448 (2001).
18. Чугай, Данцигер (N.N. Chugai and I.J. Danziger), *MNRAS* **268**, 173 (1994).
19. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **259**, 302 (1982).

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ И НУКЛЕОСИНТЕЗА В ТЕРМОЯДЕРНОЙ СВЕРХНОВОЙ

© 2022 г. С. И. Глазырин<sup>1,2,3\*</sup>, И. В. Панов<sup>1,4\*\*</sup>

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

<sup>2</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

<sup>3</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>4</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),  
Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 23.05.2022 г.

После доработки 14.06.2022 г.; принята к публикации 20.06.2022 г.

Рассмотрен нуклеосинтез на стадии дефлаграционного горения белого карлика. Расчеты горения были сделаны с помощью развитой ранее гидродинамической модели, реализованной в коде FRONT3D, учитывающем турбулентность. С помощью проведенных гидродинамических расчетов были созданы траектории пассивных частиц, использованные в дальнейшем для моделирования нуклеосинтеза. Показано, что расчетные распространенности элементов от кислорода до железа и никеля, полученные в развитой модели нуклеосинтеза, находятся в согласии как с наблюдениями, так и с расчетами по другим моделям.

*Ключевые слова:* сверхновые и остатки сверхновых, ядерные реакции, бета-распад.

**DOI:** 10.31857/S0320010822080034

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхновые являются значимыми событиями в жизни любой галактики. Во-первых, большая доля выделяющейся энергии этих объектов уходит в виде кинетической энергии, что поддерживает активность в галактиках и выносит вещество остатка в окружающую среду. Во-вторых, взрывной нуклеосинтез ответственен за образование элементов вплоть до железного пика. С учетом высокой скорости разлета остатка сверхновой, такие события являются важными источниками новых элементов и влияют на химическую эволюцию во Вселенной.

Наиболее реалистичным сценарием взрыва сверхновых типа Ia является термоядерное горение белых карликов. В этом случае удается объяснить малое разнообразие наблюдаемых параметров вспышек SNIa (по сравнению с другими типами сверхновых), а также особенности наблюдаемого спектра. В частности, SNIa выделяются сильной линией SiII в спектре при отсутствии водорода, а также набором линий других металлов (Филиппенко, 1997). Белые карлики являются вырожденными

звездами и состоят преимущественно из углерода и кислорода, горение которых приводит к образованию кремния.

В центре изолированных белых карликов отсутствуют активные ядерные реакции. Поэтому горение, которое приводит к взрыву сверхновой, должно быть инициировано каким-либо внешним воздействием. Обычно различают два варианта инициирования, каждый из которых связан с двойными системами (Уилан, Ибен, 1973; Веббинк, 1979, 1984; Ибен, Тутуков, 1984). Первый — столкновение белых карликов в результате их постепенного сближения. Этот вариант представляет большой интерес с точки зрения нуклеосинтеза, но не рассматривается в этой статье. Второй вариант — неустойчивость белого карлика, возникающая при приближении его массы к предельной (чандраскаровской). Такое происходит в двойной системе с невырожденным компонентом в результате перетекания вещества на вырожденную звезду. Из-за неустойчивости центр белого карлика может разогреться настолько, что возникнет распространяющийся фронт горения (пламя). Это горение даже в медленном (дозвуковом) режиме распространяется с большой скоростью (несколько процентов от скорости звука), что приводит к прогоранию боль-

\* Электронный адрес: [glazyrin@itep.ru](mailto:glazyrin@itep.ru)

\*\* Электронный адрес: [igor.panov@itep.ru](mailto:igor.panov@itep.ru)

шей части звезды за времена порядка нескольких секунд. Собственно термоядерные реакции начинаются на фронте горения, и догорание продолжается за фронтом (из-за высокой температуры). Структура фронта горения исследовалась в ряде работ (см., например, Хохлов, 1995; Тиммс, Вусли, 1992; Хиллебрандт, Нимейер, 2000), при этом сетка реакций была ограничена реакциями ( $\alpha$ ,  $x$ -реакциями). Эти реакции дают основной вклад в энерговыделение, корректный расчет которого важен для воспроизведения структуры фронта горения. Чаще всего это основные 16 ингредиентов:  $p$ ,  $n$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^{24}\text{Mg}$ ,  ${}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^{32}\text{S}$ ,  ${}^{36}\text{Ar}$ ,  ${}^{40}\text{Ca}$ ,  ${}^{44}\text{Ti}$ ,  ${}^{48}\text{Cr}$ ,  ${}^{52}\text{Fe}$ ,  ${}^{56}\text{Ni}$ ,  ${}^{60}\text{Zn}$ . В некоторых работах число ингредиентов возрастает до 383, как, например, в пост-процессинговых расчетах Травалио (2004). Мы рассматривали то же количество химических элементов, а число изотопов незначительно отличалось. Используемая в настоящей работе модель рассматривает все значимые парные реакции из базы данных Раушера и Тилеманна (2000).

Представленный в данной работе подход к расчету нуклеосинтеза состоит из двух частей. Первая часть — гидродинамика горения звезды. На этом этапе рассчитывается распространение пламени по звезде с учетом ее неоднородного распределения плотности. Гидродинамическая модель первого этапа учитывает влияние параметров среды, а также развитие неустойчивостей пламени на скорость горения. Кроме этого, согласованным образом учитывается динамическое расширение звезды из-за разогрева ее внутренних частей. На втором этапе подключается модель детальной кинетики ядерных реакций, с помощью которой рассчитывается синтез новых изотопов при эволюции определенных частиц среды, которые переносятся вместе с течением. В результате определяется как пространственное распределение образовавшихся элементов, так и их изотопный состав. В данной работе мы ограничиваемся дефлаграционным (дозвуковым) режимом горения звезды и нуклеосинтезом на этой стадии. Такое горение не приводит к полноценному взрыву сверхновой типа Ia, но может объяснять некоторые слабые вспышки типа SN2008ha. Кроме этого, в нормальных сверхновых Ia стадия дефлаграционного горения предшествует детонации и происходит в основном в центре звезды, поэтому представленные результаты справедливы для центральных областей остатка.

Статья состоит из нескольких разделов: в разделе 2 рассмотрена гидродинамическая модель горения звезды, в разделе 3 представлены результаты применения этой модели к горению белого карлика чандрасекаровской массы. В разделе 4 рассмотрены результаты нуклеосинтеза.

## 2. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В развитой гидродинамической модели (Глазырин, 2013) значительную роль в распространении пламени играет турбулентность. Мы исследуем звезду с момента возникновения пламени, когда уже присутствует слабая турбулентность (характерные скорости пульсаций значительно меньше скорости распространения пламени). Она возникает на стадии медленного распределенного горения, которая длится сотни лет и предшествует дальнейшему взрывному процессу, приводящему к вспышке сверхновой. Такая слабая турбулентность усиливается неустойчивостью Рэлея—Тейлора—Ландау (Рэлей, 1883; Тейлор, 1950; Ландау, 1944), которой подвержен фронт пламени (скачок плотности на фронте горения направлен скачку давления, возникающему из-за гравитационных сил в звезде). Неустойчивость быстро переходит на нелинейную стадию и стадию перемешивания, что в итоге ускоряет пламя за счет усиленного теплопереноса. Кроме того, турбулентная диффузия приводит к размытию скачка плотности.

Прямое численное моделирование фронта горения, в котором разрешаются все необходимые масштабы задачи, является недоступным для современных численных возможностей, так как все интересные нас эффекты проявляются на масштабах звезды, которые на много порядков больше, чем толщина пламени. По этой причине пламя рассматривается как тонкая поверхность, на которой проходят реакции и энерговыделение. Скорость горения на этой поверхности (т.е. величина скорости пламени в системе отсчета реагентов, находящихся перед фронтом) задается в виде явной функции состояния среды. Эта функция может быть получена только исходя из расчетов, в которых разрешается структура фронта горения, полученная ранее (Тимс, Вусли, 1992).

Для описания влияния турбулентности и ее взаимодействия с течением и пламенем была использована так называемая  $k-\epsilon$ -модель, учитывающая энергию турбулентных пульсаций и ее затухание (см. Глазырин, 2013, и ссылки там). Для текущих расчетов важно, что эта модель турбулентности хорошо воспроизводит процессы перемешивания, обусловленные неустойчивостями Рэлея—Тейлора (РТ) и Кельвина—Гельмгольца (КГ). Большое преимущество такой модели состоит в том, что она хорошо воспроизводит средние трехмерные свойства турбулентности в расчетах с меньшей пространственной размерностью. Отметим, что похожая модель (Симоненко и др., 2007) использовалась для описания горения на поверхности нейтронных звезд.

Коротко приведем уравнения модели горения (подробно система гидродинамических уравнений

с горением и метод их решения описаны ранее, Глазырин, 2014):

$$\partial_t \rho + \partial_i(\rho v_i) = 0, \quad (1)$$

$$\partial_t(\rho v_i) + \partial_j(\rho v_i v_j + p \delta_{ij}) = -\partial_j R_{ij} + \rho g_i, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \partial_t E + \partial_i(v_i(E + p)) = \\ = -G_2 + \rho \epsilon + \partial_i(p a_i - Q_i^T). \end{aligned} \quad (3)$$

В правой части уравнений показаны члены, которые описывают турбулентный вклад в динамику:  $R_{ij}$  — тензор Рейнольдса,  $G_2$  — генерационный член турбулентности,  $a_i$  — турбулентная величина, пропорциональная градиенту плотности,  $\epsilon$  — скорости диссипации турбулентной энергии,  $Q_i^T$  — поток энергии за счет теплопроводности, включающий вклад турбулентных пульсаций,  $g_i$  — гравитационное ускорение. Возникающая турбулентность значительным образом влияет на динамику пламени и скорость горения, увеличивая ее на несколько порядков.

При горении звезды характерный временной масштаб горения на фронте пламени значительно меньше гидродинамического времени. Это означает, что можно рассмотреть пламя как тонкую поверхность, отделяющую сгоревшее вещество от несгоревшего. В этом случае фронт описывается поверхностью, которая движется с нормальной скоростью  $u_n$  относительно покоящегося вещества. В одномерном случае радиус фронта горения описывается динамическим уравнением

$$\frac{dR_b}{dt} = v(R_b) + u_n(\rho(R_b), T(R_b), k_{\text{turb}}(R_b)). \quad (4)$$

Так как фронт пламени не разрешается в деталях (со структурой горения), скорость горения задается как функция параметров среды. Сама эта функция получена из микроскопического моделирования фронта горения и учитывает турбулентные поправки (через энергию турбулентных пульсаций  $k_{\text{turb}}$ ). В общем 3D случае уравнения, определяющие динамику горения, описаны, например, в Рейнеке и др. (1999). Такой подход не требует высокого пространственного разрешения, и результаты расчета горения на гидродинамическом этапе слабо зависят от этого разрешения.

### 3. ГОРЕНИЕ БЕЛОГО КАРЛИКА

Согласно сценарию взрыва сверхновых Ia с одним вырожденным компонентом, взрыв происходит в звезде, которая становится неустойчивой при достижении предела — чандрасекаровской массы  $M \approx 1.4M_\odot$ . Центральная плотность таких звезд составляет несколько единиц на  $10^9$  г/см<sup>3</sup>.

Механизм инициирования пламени довольно сложен и связан с длительной предысторией

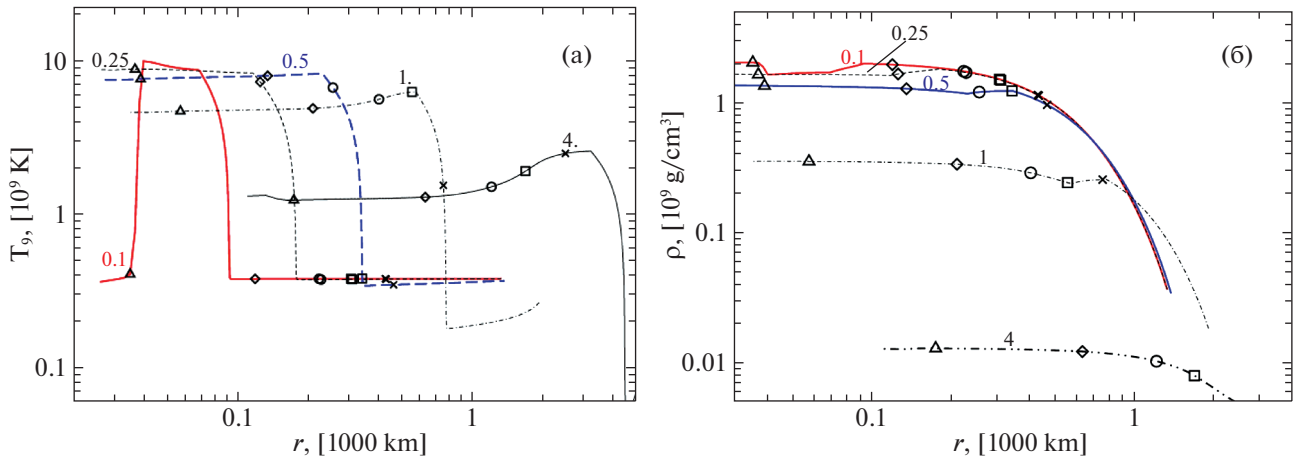
медленного горения центральной части звезды. Этот этап не может быть описан моделью, которая используется для описания взрыва сверхновой, и поэтому значения характерных параметров течения в звезде были взяты из расчетов Нонака и др. (2012). Согласно этим расчетам, медленное горение происходит в турбулентной среде с величиной турбулентных пульсаций  $v' = 16$  км/с и характерным масштабом турбулентных вихрей  $L = 200$  км, а начальное положение пламени отстоит от центра на  $r = 50$  км.

В наших расчетах рассматривалась звезда с центральной плотностью  $\rho_c = 2 \times 10^9$  г/см<sup>3</sup>, что является довольно типичным значением. Так как при такой плотности и температуре в несколько тысяч градусов Кельвина вещество находится в сильно вырожденном состоянии, знание  $\rho_c$  при начальном химическом составе (предполагаем по массе  $0.5^{12}\text{C} + 0.5^{16}\text{O}$ ) позволяет получить структуру звезды, интегрируя стационарные уравнения гидродинамики.

На рис. 1 изображены пространственные профили плотности и температуры в разные моменты времени, полученные в результате расчета. В используемой модели положение фронта пламени известно явным образом. На графиках профилей температуры и плотности продвижение фронта горения заметно по росту значений  $T_9(t)$  и  $\rho(t)$  (особенно хорошо это видно на профилях температуры для моментов времени  $t = 1$  и  $4$  с для плотности при значениях  $t = 0.1, 0.5$  и  $1$  с). Турбулентность, которая возникает в окрестности пламени, за счет развития неустойчивости Рэлея—Тейлора—Ландау приводит к размытию профилей температуры. В начальный момент пламя распространяется в обоих направлениях (внутрь и наружу звезды). Для момента времени  $t = 0.1$  с имеют место два скачка в температуре (аналогичные скачки есть в плотности, но они менее выражены). Внутренний фронт пламени быстро достигает центра из-за высокой скорости при большой плотности вещества. Основное влияние на динамику звезды оказывает внешний фронт горения. Из-за малости скорости горения по отношению к скорости звука звезда расширяется, ее средняя плотность падает. При этом в каждый момент звезда успевает подстроиться под квазистатическое равновесие.

Скорость горения зависит, с одной стороны, от плотности среды, а с другой — от интенсивности турбулентности, которая усиливается со временем, что поддерживает высокий темп горения.

Так как рассматривается только дефлаграционный этап горения, то скорости вещества остаются дозвуковыми, и кинетическая энергия остатка мала: в представленном расчете она составляет  $E_{\text{kin}} \approx 1.6 \times 10^{49}$  эрг на момент  $t = 4$  с. Переход в



**Рис. 1.** Характеристики белого карлика в разные моменты времени после начала горения для профиля плотности (а) и профиля температуры (б). Шифр кривых — время в секундах. Значками обозначены номера траекторий пассивных частиц, вдоль которых проводится детальный расчет нуклеосинтеза (треугольник — 5; ромб — 100; кружок — 200; квадрат — 250; крест — 300).

детонацию привел бы к значительному ускорению вещества (на порядок).

Расчеты нуклеосинтеза проводились на стадии постобработки в нескольких лагранжевых точках. Для их осуществления в расчетах взрыва белого карлика использовался алгоритм пассивных частиц, позволявший получить траектории эволюции параметров, движущихся вместе со средой пассивных частиц, вдоль которых и рассчитывался нуклеосинтез.

Из гидродинамических расчетов горения белого карлика были выбраны наиболее характерные траектории, лагранжевы точки которых в начальный момент имеют различную удаленность от центра звезды (от 37 км — траектория № 5, до 430 км — траектория № 300). Эти траектории и были использованы для моделирования нуклеосинтеза. Положение лагранжевых точек на разные моменты времени при эволюции звезды представлены на рис. 1.

На рис. 1 значками показан набор пассивных частиц, которые представляют характерную выборку траекторий. Расположение значков покрывает разнообразие условий по звезде, а также позволяет учесть различие во времени прихода волны горения. Эти частицы в момент возникновения пламени находятся на разных расстояниях от центра звезды, поэтому имеют разную начальную плотность: чем дальше частица находится от центра, тем меньше ее начальная плотность. Это приводит к их различной эволюции (рис. 2): пламя, на котором температура поднимается до значений, при которых начинаются ядерные реакции, постепенно проходит одну точку за другой. Общее расширение звезды постепенно снижает плотность во всех точках, а значит, начальную плотность, при которой запускается активный процесс нуклеосинтеза.

Движение всех пассивных частиц вместе со средой (и общее падение плотности) хорошо видно на пространственных и временных профилях температуры и плотности (рис. 1, 2).

Линии, связывающие значки, показывают изменение характеристик фронта горения для всего рассматриваемого пакета пассивных частиц (300). Из-за общего расширения звезды при горении эта плотность снижается, и на рис. 2 показаны временные зависимости параметров среды для траекторий точек, отмеченных значками на рис. 1. Из-за усиления турбулентности в звезде профили температуры размываются и подъем температуры в тех областях, куда волна приходит позже, становится более плавным. Эти факторы приводят к различию в итогах нуклеосинтеза вдоль радиуса звезды.

Сразу же после взрыва звезда переходит в режим разлета. Это можно увидеть на профилях скорости, изображенных на рис. 3а. Если на малых временах в динамику вовлекается вещество в окрестности фронта горения, то в дальнейшем уже движется вещество всей звезды. Начиная с  $t \approx 0.5$  с профиль скорости становится близок к  $v \propto r$ . Это соответствует гомологическому расширению звезды: за фронтом волны плотность падает в несколько раз, что определяется только микроструктурой пламени. После момента  $t \approx 2$  с профиль скорости уже слабо меняется. Максимальная скорость разлета составляет  $\sim 1400$  км/с, что соответствует дефлаграционному сценарию. Таким образом, относительное распределение элементов на момент окончания гидродинамического расчета ( $t = 4$  с) непосредственно показывает распространение элементов в остатке: оно изображено на рис. 3б. При дальнейшем расширении такое пространственное распределение элементов сохранит-

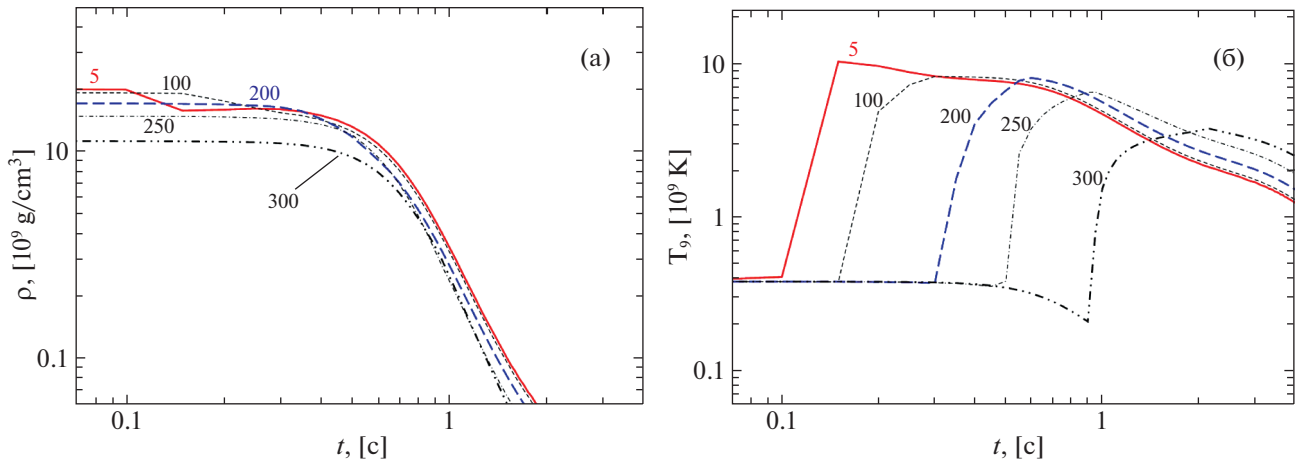


Рис. 2. Временные изменения плотности (а) и температуры (б) для пяти характерных траекторий пассивных частиц. Шифр кривых — номер траектории пассивной частицы. Нумерация начинается от центра звезды.

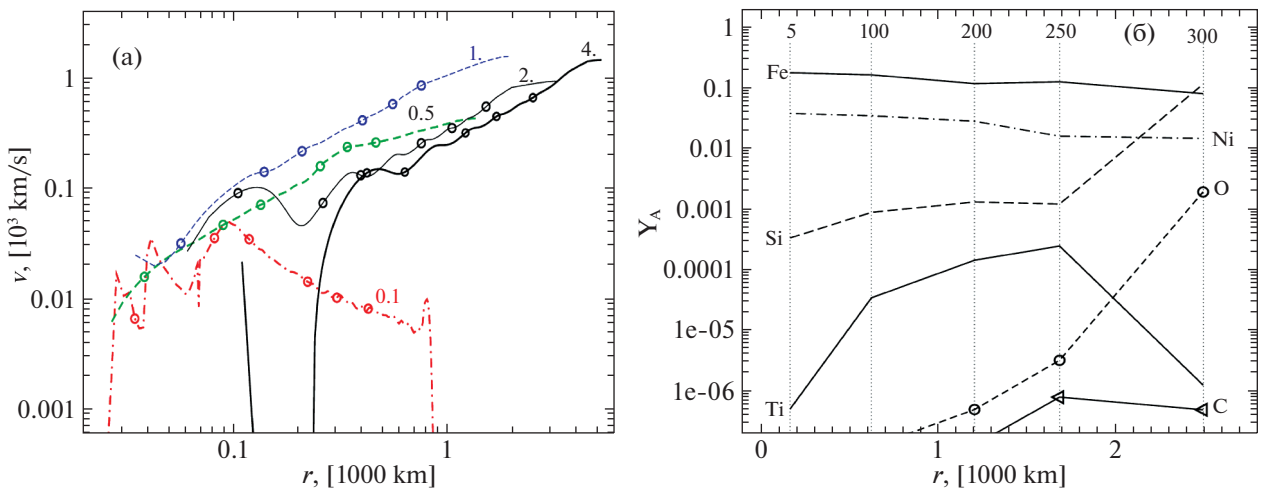


Рис. 3. (а) — Профили скорости в звезде на моменты времени  $t$  от 0.1 с до 4 с, указанные как шифр линий. Кружками обозначены величины  $V(r)$  для соответствующих траекторий. (б) — Пространственное распределение некоторых химических элементов в остатке ( $t = 4$  с): показаны относительные концентрации  $Y_A$  железа, углерода, кислорода, кремния,  $^{44}\text{Ti}$  и  $^{58}\text{Ni}$ , в конце траекторий пяти пассивных частиц, положения которых указаны пунктиром, а номер — цифрой.

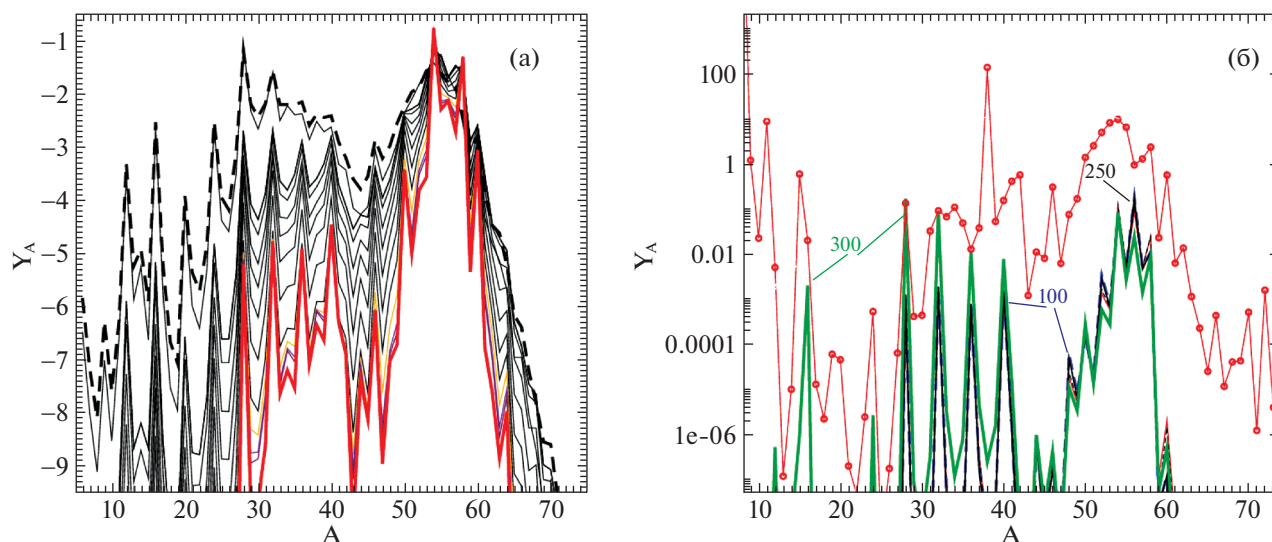
ся. Среди представленных элементов больше всего образуется изотопов железа и никеля. В наиболее удаленных от центра оболочках сохраняется много несгоревшего углерода и кислорода, а количество титана, как продукта их горения, уменьшается.

#### 4. НУКЛЕОСИНТЕЗ

Перейдем к более детальному описанию второго этапа — образования новых элементов в процессе горения. Для этого будем использовать модель нуклеосинтеза, реализованную в коде SYNTHEZ (Блинников, Панов, 1996; Надёжин и др., 1998), которая включает все изотопы элементов от гелия ( $Z = 2$ ) до рутения ( $Z = 44$ ). В ней учитываются все парные реакции между всеми изотопами этих

элементов, а также реакции с нейтронами, протонами и  $\alpha$ -частицами. Кроме того, эта модель учитывает реакции бета-распада и слабого взаимодействия (взаимодействие электронов и позитронов с ядрами и нуклонами), что не было включено в ранние версии кода SYNTHEZ. Слабые взаимодействия важны (Коуэн и др., 2021) и могут заметно изменять отношение электронов к нуклонам и приводить к изменению течения нуклеосинтеза. Скорости термоядерных реакций были рассчитаны по статистической модели (Раушер, Тилеманн, 2000) и основаны на прогнозах ядерных масс, сделанных по обобщенной модели с коррекцией оболочечной структуры (Абуссир и др., 1995). Скорости остальных слабых взаимодействий брались из других расчетов (Ланганке, Мартинец-Пинедо, 2000).





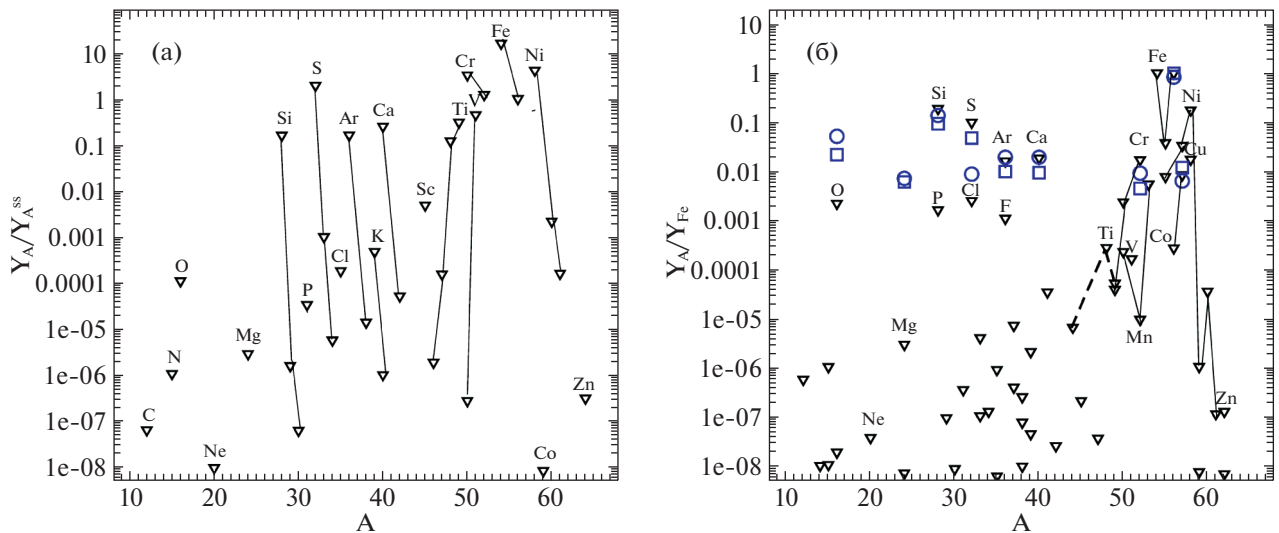
**Рис. 4.** Эволюция химического состава. (а) — Временная эволюция распространенности изотопов  $Y_A$  вдоль одной из траекторий пассивных частиц (№ 50), т.е. сумма всех долей изотопов с атомным весом  $A$ ; начальное распределение (при  $t = 10^{-6}$  с) указано пунктиром; конечное ( $t = 4$  с) — жирной линией. (б) — Конечные распространенности элементов  $Y_A$  ( $\sum_i Y_i(A) = 1$ ), полученные в расчете дефлаграционного горения сверхновой Ia для разных траекторий (шифр индекса — номер траектории); красные кружки и красная линия отражают наблюдения распространенности в солнечной системе в относительных единицах.

Изменение концентрации каждого ядра определяется дифференциальным уравнением. Большое количество уравнений в системе уравнений нуклеосинтеза (порядка тысячи) и необходимость решения этой системы в течение многих временных шагов определяют требования на алгоритм. В коде SYNTHEZ реализован безусловно устойчивый метод Гира (1971) с предиктором-корректором, автоматическим выбором шага и порядка метода, который успешно решает системы жестких дифференциальных уравнений. Для обращения матриц в расчетах используется алгоритм Златева (Эстербю, Златев, 1983). Подробно модифицированная модель нуклеосинтеза описана ранее (Панов и др., 2016).

Пример временной эволюции химического состава вдоль одной из траекторий показан на рис. 4. Видно, что среди элементов выделяются некоторые атомные веса (локальные пики) и что большая часть массы сосредотачивается в районе железного пика еще на стадии NSE. Это связано с энергетической выгодой при переходе в железо и близкие изотопы. И если рис. 4а демонстрирует изменение концентраций по мере прохождения нуклеосинтеза вдоль конкретной траектории (№ 50), то на рис. 4б для нескольких траекторий представлена величина  $Y_A$  — конечная распространенность изотопов с массовым числом  $A$ . Для внешней траектории (№ 300) сохраняется заметное количество кислорода; для траекторий, стартующих в более глубоких областях, образуется повышенное количество промежуточных элементов, так как радиационные

процессы при прохождении более глубоких траекторий интенсивнее и тормозят выгорание легких и промежуточных элементов. Различия в концентрациях изотопов железного пика, образованных вдоль разных траекторий, как правило, меньше, однако для менее обильных концентраций разница достигает порядков.

Чем дальше лагранжева точка находится от центра звезды в начальный момент, тем позже до нее доходит волна горения, за которой начинается значительный подъем температуры. При этом, вследствие общего расширения звезды, плотность постепенно спадает с самого начала динамики взрыва сверхновой. Высокие температура и плотность после прихода волны горения инициируют интенсивные ядерные превращения, в результате которых средний атомный номер элементов увеличивается, приближаясь к элементам железного пика. Этот процесс явно виден на рис. 4а, где с малым шагом по времени показана эволюция различных изотопов. Начальный момент времени соответствует ядерному статистическому равновесию. В дальнейшем доля изотопов с массой  $A \lesssim 50$  значительно снижается. При этом имеется набор изотопов, доля которых снижается медленнее окружающих. К ним относятся изотопы  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Cl}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ , наиболее распространенные для этих элементов. Данные элементы возникают в результате реакций, проходящих по  $\alpha$ -цепочке, поэтому их атомные массы образуют последовательность с шагом 4 по  $A$ .



**Рис. 5.** Расчеты распространенности элементов  $Y_A$ : (а) — усредненная распространенность химических элементов по всей звезде (суммированная по всем траекториям и нормированная на ss-распространенность); (б) — распространенности  $Y_A$ , нормированные на  $^{56}\text{Fe}$  (треугольники). Для сравнения справа приведены расчеты (Маркварт и др., 2015) двух моделей с разным начальным составом: NeO-ядро (квадраты) и C/O ядро (круги); линиями соединены изотопы одного элемента.

Заметная доля изотопа  $^{28}\text{Si}$  показывает, что SNIa являются хорошими источниками кремния. Линии SiII хорошо наблюдаются в спектрах этих сверхновых и считаются одной из их отличительных черт (Филиппенко, 1997).

Представим полученные результаты в нескольких вариантах нормировки, что позволит их сравнить со сторонними данными. При этом следует иметь в виду, что в расчетах рассматриваются разные сценарии: в данной работе только дефлаграционный этап горения, в других может учитываться и детонация. При этом значительная часть нуклеосинтеза происходит при высоких плотностях, что как раз соответствует начальной, дефлаграционной стадии горения. По этой причине подобное сравнение релевантно. На рис. 5 представлено интегральное распределение образованных по всей звезде элементов, нормированное на обобщенную распространенность элементов в солнечной системе. На рис. 5а показаны интегральные распространенности элементов, нормированные на распространенность элементов в солнечной системе. Из рисунка видно, что расчетные значения  $Y_A$  от кремния до никеля неплохо согласуются с наблюдениями. Для тех элементов, для которых отношение  $Y_A/Y_A^{SS}$  близко к единице (Si, S, Ar, Ca, Ti, V, Cr,  $^{56}\text{Fe}$ , Ni), заметную роль в процессе их образования, по-видимому, играют термоядерные сверхновые. Количество изотопа  $^{54}\text{Fe}$ , полученное расчетно, на порядок превышает количество  $^{56}\text{Fe}$ . Аналогичный результат по завышенному результату изотопа с  $A = 54$  получился в наших расчетах нуклеосинтеза (Панов и др., 2016) с моделью

взрыва s3-3d-256-10s (Рёпке, 2005) и совпал с результатами Травалио (2004) и Тилеманна и др. (2003). Скорее всего, причина в используемой базе скоростей реакций или кодах их обработки. Для остальных существуют другие объекты, где происходит их нуклеосинтез.

Зависимость выхода элементов от атомной массы  $A$  ядер, нормированная на выход железа, показана на рис. 5б. Такое представление позволяет провести сравнение с другими расчетами (Маркварт и др., 2015). В хорошем согласии расчеты распространенности элементов от Si до Ca. Распространенность ядер железного пика сопоставить труднее, поскольку в работе Маркварт и др. (2015) приведены только самые распространенные изотопы.

В результате ядерных реакций основная масса вещества переходит в изотопы с атомными номерами  $A = 50-60$  в окрестности железного пика.

Отметим, что результаты расчетов, представленных на рис. 5б, находятся также в удовлетворительном согласии с результатами расчетов других авторов (Травалио и др., 2004; Маэда и др., 2010), хотя модели предсверхновых и ядерные данные для нуклеосинтеза были различны. Отметим, что нормированные на данные наблюдений результаты в работе Травалио и др. (2004) приведены в солнечных массах, в то время как на наших графиках — в относительных единицах, и были получены только для выделенного набора траекторий. Отметим также, что предыдущие расчеты по нашей модели нуклеосинтеза (Панов и др., 2018), в которых в качестве базовых гидродинамических расчетов

использовалась 3D-модель c3-3d-256-10s (Рёпке, 2005), давали примерно равные (по порядку величины) количества  $^{54}\text{Fe}$ – $^{56}\text{Fe}$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ деталей формирования и распространения волны горения и последующего выброса вещества внешних слоев не дают пока однозначного ответа на вопрос, каковы условия протекания взрывного нуклеосинтеза, являющегося основным процессом образования элементов от углерода до железа и никеля. Поэтому важно детальное изучение сверхновых разных типов, в том числе имеющих или лишенных гелиевой и водородной оболочек. В рамках гидродинамической модели были изучены параметры волны горения, возникающей при взрыве белого карлика. Они необходимы для понимания характера изменения профилей плотности и температуры, знание временной зависимости которых позволяет вести расчеты нуклеосинтеза.

В данной работе рассмотрен нуклеосинтез для ряда характерных траекторий при взрыве термоядерной сверхновой, полученных на основе моделирования кодом FRONT3D. Основные результаты таковы: в процессе дефлаграционного горения углеродно-кислородной смеси в областях, нагреваемых волной горения до температур  $T_9 > 5$ , образуются преимущественно элементы железного пика. Во внешних слоях образуются элементы от кислорода до кальция, но в меньшем количестве. Эта разница, отчасти, объясняется отсутствием этапа детонации. И, хотя результаты, полученные на основе расширенной модели нуклеосинтеза и траекторий пассивных частиц, показали неплохое согласие с другими реализациями сценария взрыва белого карлика и расчетами других авторов для ряда химических элементов, мы рассматриваем их как предварительные. Предстоит работа как по уточнению пересчета скоростей реакций в быстро меняющихся условиях взрывного нуклеосинтеза, так и по дальнейшему развитию модели дефлаграционно-детонационного режима развития горения. Будут уточнены скорости ( $n, \gamma$ )- и ( $\gamma, n$ )-реакций и проверены исходные скорости реакций из разных источников данных. Это позволит проводить изучение разных типов сверхновых, проводить более детальный количественный анализ образующихся элементов и лучше понять динамику возникновения химических элементов во Вселенной.

Одной из интересных задач, влияющих на формирование распространенности элементов от углерода до железа и никеля во Вселенной, является сравнение полученных результатов нуклеосинтеза при взрыве белого карлика и нуклеосинтеза в оболочках массивной предсверхновой, потерявшей на пути эволюции значительную часть гелия и

водорода (тип Ic), спектр которых не показывает, в отличие от сверхновой Ia, линий поглощения кремния. Поиск причин существенного отличия относительных концентраций магния и кремния и будет одной из целей дальнейшей работы.

Авторы благодарны С.И. Блинникову, В.П. Утробину и Е.И. Сорокиной за обсуждение моделей взрыва сверхновых и анонимному рецензенту за полезные замечания. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 21-52-12032 ННИО\_a).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абуссир и др. (Y. Aboussir, J.M. Pearson, A.K. Dutta, and F. Tondeur), *At. Data Nucl. Data Tabl.* **61**, 127 (1995).
2. Блинников С.И., Панов И.В., Письма в Астрон. журн. **22**, 39 (1996) [S.I. Blinnikov, I.V. Panov, *Astron. Lett.* **22**, 39 (1996)].
3. Веббинк (R.F. Webbink), *Proceed. of IAU Colloq.* 53, held in Rochester, NY, July 30–August 2, 1979. Ed. H. M. van Horn, V. Weidemann, Univer. Rochester, 1979. p. 426.
4. Веббинк (R.F. Webbink), *Astrophys. J.* **277**, 355 (1984).
5. Гир (C.W. Gear), *Numerical initial value problems in ordinary differential equations* (Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall, 1971).
6. Глазырин С.И., Письма в Астрон. журн. **39**, 249 (2013) [S.I. Glazyrin, *Astron. Lett.* **39**, 221 (2013)].
7. Глазырин (S.I. Glazyrin), *Astrophys. Sp. Sci.* **350**, 683 (2014).
8. Ибен, Тутуков (Jr.I. Iben and A.V. Tutukov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **54**, 335 (1984).
9. Коуэн и др. (J.J. Cowan, C. Sneden, J.E. Lawler, A. Aprahamian, M. Wiescher, K. Langanke, G. Martínez-Pinedo, and F.-K. Thielemann), *Rev. Mod. Phys.* **93**, 015002 (2021).
10. Ланганке, Мартинец-Пинедо (K. Langanke and G. Martinez-Pinedo), *Nucl. Phys. A* **673**, 481 (2000).
11. Ландау Л.Д., *ЖЭТФ* **14**, 240 (1944).
12. Маэда и др. (K. Maeda, F.K. Röpkе, M. Fink, W. Hillebrandt, C. Travaglio, and F.-K. Thielemann), *Astrophys. J.* **712**, 624 (2010).
13. Маркварт и др. (K.S. Marquardt, S.A. Sim, A.J. Ruiter, I.R. Seitenzahl, S.T. Ohlmann, M. Kromer, R. Pakmor, and F.K. Röpke), *Astron. Astrophys.* **580**, A118 (2015).
14. Нонака и др. (A. Nonaka, A.J. Aspden, M. Zingale, A.S. Almgren, J.B. Bell, and S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **745**, id. 73 (2012).
15. Панов и др. (I.V. Panov, I.Yu. Korneev, S.I. Blinnikov, and F. Röpke), *JETP Lett.* **103**, 431 (2016).
16. Панов И.В., Глазырин С.И., Рёпке Ф., Блинников С.И., Письма в Астрон. журн. **44**, 331 (2018) [I.V. Panov, S.I. Glazyrin, F. Röpkе, S.I. Blinnikov, *Astron. Lett.* **44**, Iss. 5, 309 (2018)].

17. Раушер, Тилеманн (T. Rauscher and F.-K. Thielemann), *At. Data Nucl. Data Tabl.* **75**, 1 (2000).
18. Рейнеке и др. (M. Reinecke, W. Hillebrandt, and J.C. Niemeyer), *Astron. Astrophys.* **347**, 739 (1999).
19. Рёпке (F.K. Röpke.), *Astron. Astrophys.* **432**, 969 (2005).
20. Рэлей (L. Rayleigh), *Proceed. of the London Math. Soc.* **14**, 170 (1883).
21. Симоненко и др. (V.A. Simonenko, D.A. Gryaznykh, N.G. Karlykhanov, et al.), *Astron. Lett.* **33**, 80 (2007).
22. Тейлор (G.I. Taylor), *Proceed. of the Royal Soc. of London, Ser. A, Math. and Phys. Sci.* **201**, 192 (1950).
23. Тилеманн и др. (F.-K. Thielemann, D. Argast, F. Brachwitz, W.R. Hix, P. Hoflich, M. Liebendorfer, G. Martinez-Pinedo, A. Mezzacappa, I. Panov, and T. Rauscher), *From Twilight to Highlight: The Physics of Supernovae, Proc. ESO/MPA/MPE Workshop, Garching, Germany*, 331 (2003).
24. Тимс, Вусли (F.X. Timmes and S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **396**, 649 (1992).
25. Травалио и др. (C. Travaglio, W. Hillebrandt, M. Reinecke, and F.-K. Thielemann), *Astron. Astrophys.* **425**, 1029 (2004).
26. Уилан, Ибен (J. Whelan and Jr.I. Iben), *Astrophys. J.* **186**, 1007 (1973).
27. Филиппенко (A.V. Filippenko), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **35**, 309 (1997).
28. Хиллебрандт, Ниемеер (W. Hillebrandt and J.C. Niemeyer), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **38**, 191 (2000).
29. Хохлов (A.M. Khokhlov), *Astrophys. J.* **449**, 695 (1995).
30. Эстербю, Златев (O. Østerby and Z. Zlatev), *Direct Methods for Sparse Matrices. Lecture Notes in Computer Science* (Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo: Springer, V. 157, 1983) [перевод: *Прямые методы для разреженных матриц*. М.: Мир, 1987].

## СОДЕРЖАНИЕ СКАНДИЯ У F-G-K ЗВЕЗД В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ МЕТАЛЛИЧНОСТИ

© 2022 г. Л. И. Машонкина<sup>1\*</sup>, А. М. Романовская<sup>1\*\*</sup>

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

Поступила в редакцию 13.07.2022 г.

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

Построена новая модель атома Sc II с использованием современных атомных данных. С целью ее тестирования проведены расчеты при отказе от предположения о локальном термодинамическом равновесии (не-ЛТР) для трех звезд с надежно определенными параметрами атмосфер — Солнца, HD 61421 (Процион) и HD 84937. Учет отклонений от ЛТР ведет к уменьшению среднеквадратичной ошибки определения содержания по сравнению со случаем ЛТР и согласию в пределах этой ошибки содержания, получаемого по разным линиям Sc II. Солнечное не-ЛТР содержание  $\log \varepsilon_{\text{Sun}} = 3.12 \pm 0.05$  на 0.08 dex превышает метеоритное содержание, рекомендованное Лоддерс (2021). Но согласие в пределах 0.02 dex с метеоритным содержанием получено для Проциона. По спектрам высокого разрешения определено ЛТР и не-ЛТР содержание скандия для 56 звезд в широком диапазоне металличности:  $-2.62 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.24$ . Зависимость  $[\text{Sc}/\text{Fe}]$  от  $[\text{Fe}/\text{H}]$  демонстрирует сходство с поведением элементов  $\alpha$ -процесса: у звезд с  $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$  наблюдается избыток скандия относительно железа ( $[\text{Sc}/\text{Fe}] \sim 0.2$ ), и он уменьшается с ростом  $[\text{Fe}/\text{H}]$  в области более высокой металличности. Содержание скандия коррелирует с содержанием титана. Полученные результаты важны для решения проблемы происхождения скандия.

**Ключевые слова:** атмосферы звезд, формирование спектральных линий в неравновесных условиях, содержание скандия в звездах.

**DOI:** 10.31857/S0320010822080058

### 1. ВВЕДЕНИЕ

С содержанием скандия в звездах связано несколько проблем.

Определения содержания Sc в атмосфере Солнца дают значения, различающиеся между собой более, чем на  $2\sigma$ : от  $\log \varepsilon_{\text{Sun}} = 3.07 \pm 0.04$  (Жанг и др., 2008) до  $\log \varepsilon_{\text{Sun}} = 3.16 \pm 0.04$  (Скотт и др., 2015), и превышающие метеоритное содержание  $\log \varepsilon_{\text{met}} = 3.04 \pm 0.03$  (Лоддерс, 2021). Здесь и далее используется шкала содержания, в которой  $\log \varepsilon(\text{H}) = 12$ .

Скандий демонстрирует различное поведение у звезд спектрального класса A с содержанием железа, близким к солнечному ( $[\text{Fe}/\text{H}]^1 \sim 0$ , нормальные A звезды), и у немагнитных A звезд с сильными линиями металлов (Am звезды,  $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim 0.5$ ). Но

Sc не относится к металлам с сильными линиями. Наоборот, у Am звезд наблюдается дефицит Sc, который может достигать порядка величины (Адельман и др., 2000, и ссылки в их статье). Поэтому содержание скандия играет ключевую роль при классификации звезды, как Am. Но остаются непонятными причины различного поведения Sc и элементов группы Fe у звезд A типа.

Не решена проблема синтеза Sc. Согласно недавним моделям химической эволюции Галактики (Кобаяши и др., 2020), основным источником Sc на протяжении жизни Галактики были сверхновые II типа (SNeII) и гиперновые (HN), но они производят скандий на порядок меньше, чем наблюдается в галактическом веществе. Анализ наблюдательных данных о содержании Sc у звезд в широком диапазоне металличности помогает проверить предположения, заложенные в модели, и установить ограничения на параметры модели. В литературе есть определения содержания Sc у обширных выборок звезд с очень низким содержанием Fe ( $[\text{Fe}/\text{H}] < -2$ ), например, в работах Кэрель и др.

\* Электронный адрес: lima@inasan.ru

\*\* Электронный адрес: annarom@inasan.ru

<sup>1</sup> Для любых двух элементов X и Y:  $[X/Y] = \lg(N_X/N_Y)_{\text{star}} - \lg(N_X/N_Y)_{\text{Sun}}$ .

(2004), Ёнг и др. (2013), Роедерер и др. (2014), но очень мало данных для звезд с  $[\text{Fe}/\text{H}] > -2$ . Жао и др. (2016) получили содержание Sc для 49 звезд-карликов в диапазоне  $-2.6 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.25$  и Реггиани и др. (2017) — для 23 звезд с  $[\text{Fe}/\text{H}]$  между  $-2.8$  и  $-1.5$ .

В настоящей работе рассматриваются две из этих проблем, а именно, касающиеся Солнца и Галактического тренда  $[\text{Sc}/\text{Fe}] - [\text{Fe}/\text{H}]$ . Проблеме скандия у нормальных A звезд и Am звезд будет посвящена наша следующая статья. Мы определяем содержание по линиям Sc II в солнечном спектре с использованием современных атомных данных и подхода к моделированию спектральных линий, свободного от упрощающего предположения о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). Для краткости будем называть его не-ЛТР подходом. Было бы важно найти ответ на вопрос, является ли солнечное атмосферное содержание Sc космическим, или существуют физические процессы, которые изменяют содержание Sc у Солнца по сравнению с метеоритным.

Мы переопределяем содержание Sc у выборки звезд из работы Жао и др. (2016), используя новую модель атома скандия и отказываясь от дифференциального подхода. Жао и др. (2016) определяли  $[\text{Sc}/\text{H}] = \log \varepsilon_{\text{star}} - \log \varepsilon_{\text{sun}}$  для каждой отдельной линии для того, чтобы исключить влияние ошибок в силах осцилляторов (или  $gf$ -величин) на конечный результат. Это был вынужденный подход из-за отсутствия точных атомных параметров линий, он исключил из анализа линии Sc II в диапазоне 4246–4420 Å из-за сильных эффектов блендирования в солнечном спектре. Но именно эти линии наиболее надежно измеряются у звезд с  $[\text{Fe}/\text{H}] < -2$ . В результате для звезд с большим дефицитом металлов Жао и др. (2016) смогли использовать всего лишь от двух до трех линий, а для двух звезд содержание Sc не было получено. В нашей работе использованы лабораторные измерения  $gf$  из работы Лоулер и др. (2019), поэтому для каждой звезды содержание определено для всех наблюдаемых линий Sc II. Для улучшения статистики в диапазоне  $-1.5 < [\text{Fe}/\text{H}] < -1$  в выборку были добавлены пять звезд из работы Машонкина и др. (2003).

Для решения поставленных задач была построена модель атома скандия с использованием вероятностей переходов из работы Лоулер и др. (2019) и скоростей столкновений с электронами из работы Гриве и Рамсботтом (2012). Ранее не-ЛТР метод анализа линий Sc I–Sc II был разработан Жанг и др. (2008) и применен Жао и др. (2016) для определения не-ЛТР содержания Sc.

Статья построена следующим образом. Новая модель атома представлена в разделе 2. Она тестируется в разделе 3 путем анализа линий Sc II в спектрах звезд с надежно определенными параметрами атмосфер — Солнца, HD 61421 (Процион) и HD 84937. В разделе 4 мы определяем ЛТР и не-ЛТР содержание Sc у звезд выборки и анализируем полученную зависимость  $[\text{Sc}/\text{Fe}] - [\text{Fe}/\text{H}]$ . Заключение суммирует наши выводы и рекомендации.

## 2. НОВАЯ МОДЕЛЬ АТОМА СКАНДИЯ

### 2.1. Атомные данные

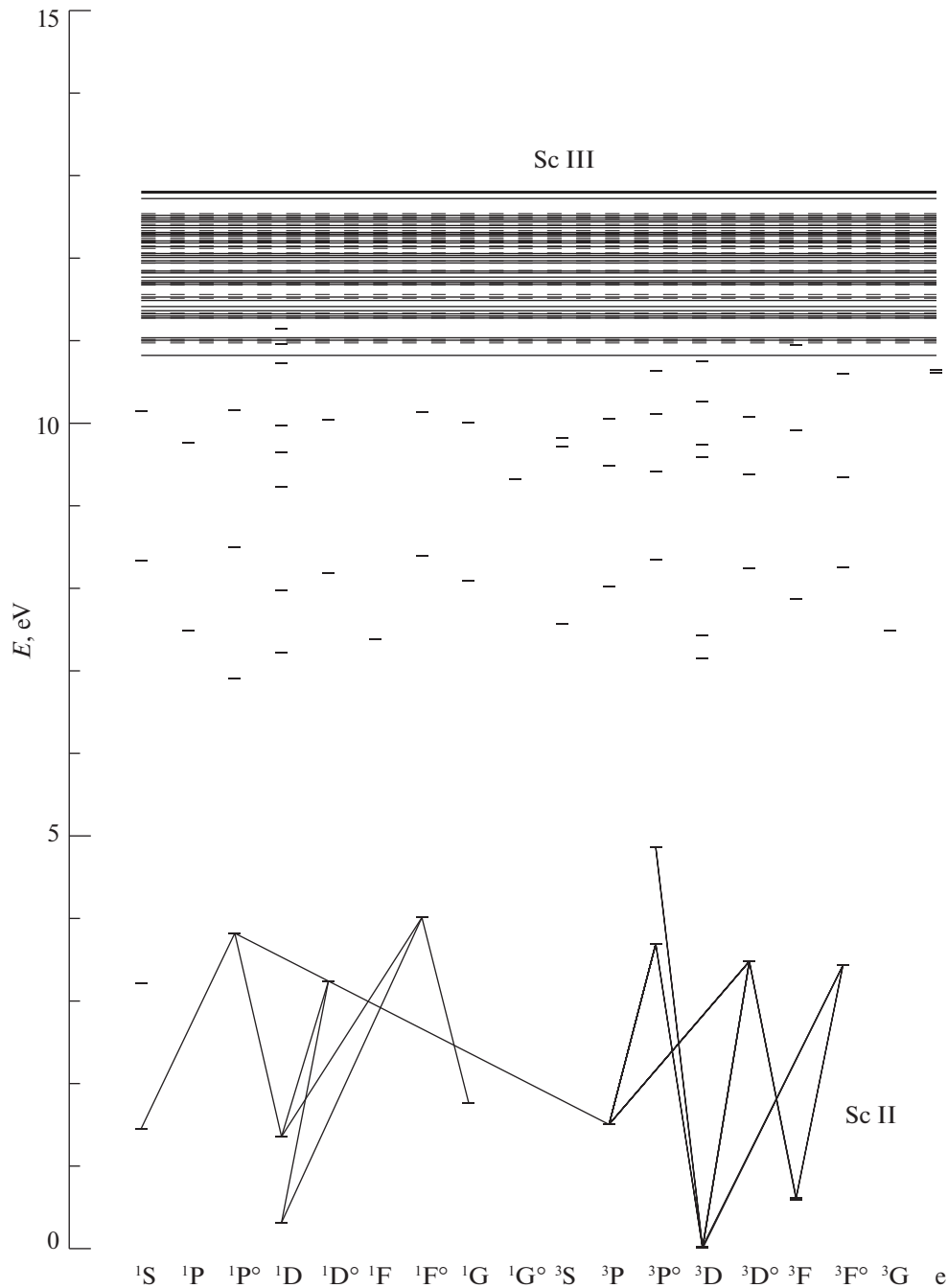
**Энергии уровней.** Модель атома включает три нижних терма Sc I, 888 уровней энергии Sc II и основное состояние Sc III. Энергии уровней взяты из базы экспериментальных данных NIST<sup>2</sup> (Крамиды и др., 2019) и расчетов атомной структуры Куруц (2009)<sup>3</sup>. С энергией ионизации  $\chi = 6.54$  эВ скандий сильно ионизован в атмосферах звезд с эффективной температурой  $T_{\text{eff}} > 4500$  К, причем концентрация Sc I очень сильно зависит от точности расчетов скоростей ионизации и рекомбинации. В отсутствие точных сечений фотоионизации и столкновительных процессов мы исключаем возможность аккуратного расчета статистического равновесия (CP) Sc I. Для уравнивания сохранения числа частиц достаточно иметь три наиболее населенных нижних терма Sc I.

Для основного состояния Sc II  $3d4s^3D$  и низковозбужденного терма  $3d^2^3F$  учтено тонкое расщепление. Высоковозбужденные уровни Sc II с малым разделением по энергии и одинаковой четности были объединены. Такие суперуровни образованы из уровней, предсказанных в расчетах атомной структуры Sc II, но не обнаруженных (пока) в лабораторных измерениях. Средняя энергия объединенного суперуровня вычислялась с учетом статистических весов отдельных уровней. Окончательная модель атома включает 79 четных и 55 нечетных уровней Sc II. Энергии возбуждения самых верхних уровней Sc II меньше энергии ионизации первых ионов на 0.08–0.26 эВ, что намного меньше средней кинетической энергии электронов при температурах вплоть до 20 000 К. Это обеспечивает эффективную связь уровней Sc II с основным состоянием Sc III посредством столкновений. Диаграмма термов представлена на рис. 1.

**Радиативные скорости.** Модель атома включает 4032 разрешенных связанным-связанным (b-b) перехода;  $gf$ -величины взяты из Лоулер и др. (2019) и Куруц (2009). Для переходов

<sup>2</sup><https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>

<sup>3</sup><http://kurucz.harvard.edu/atoms/2101/>



**Рис. 1.** Уровни Sc II, включенные в модель атома, и переходы, в которых образуются линии, использованные при определении содержания скандия в звездах. Сплошные и штриховые горизонтальные линии указывают энергию четных и нечетных суперуровней соответственно. Уровни с нарушением LS-связи представлены в колонке 'e'.

Sc II, которые связаны с низковозбужденными уровнями и в которых может происходить накачка верхних уровней ультрафиолетовым (УФ) излучением, радиативные скорости вычисляются с фойгтовским профилем поглощения (всего, для 21 перехода). Для остальных переходов профиль поглощения доплеровский. Сечения фотоионизации рассчитываются в водородоподобном приближении с использованием эффективного главного

квантового числа вместо главного квантового числа. Заметим, что концентрация Sc II практически не зависит от точности расчетов скоростей ионизации/рекомбинации, поскольку Sc II — это доминирующая стадия ионизации в атмосферах исследуемых объектов.

**Столкновительные скорости.** В атмосферах звезд поздних спектральных типов концентрация

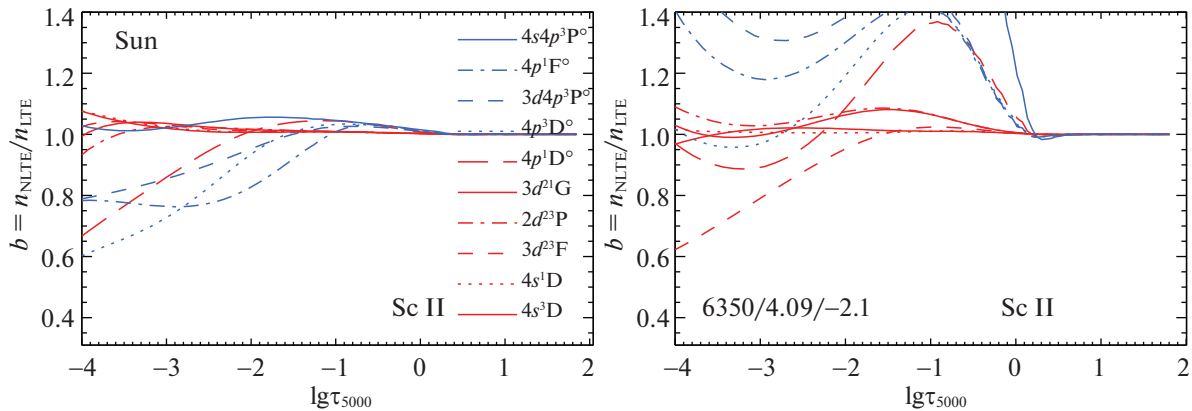


Рис. 2.  $b$ -факторы избранных уровней Sc II в моделях атмосфер 5780/4.44/0 и 6350/4.09/−2.1.

электронов намного меньше концентрации нейтральных атомов водорода, поэтому возбуждение уровней и образование ионов могут происходить в результате столкновений не только с электронами, но и с атомами H I. Для возбуждения электронным ударом мы используем данные Гриве и Рамсботтом (2012), полученные методом R-matrix. Они имеются для 948 b-b переходов Sc II между уровнями с энергией возбуждения  $E_{\text{exc}} \leq 9.5$  эВ. Заметим, что все наблюдаемые линии Sc II образуются между уровнями именно в этом интервале энергий. Для оставшихся b-b переходов скорости столкновений с электронами рассчитываются по формуле ван Регемортера (1962), если переход разрешенный, и эффективная сила столкновений принимается равной 1, если переход запрещенный. Скорости ионизации электронным ударом вычисляются по формуле Ситон (1962) с использованием принятых пороговых сечений фотоионизации.

Для учета столкновений с H I, приводящих к возбуждению уровней и ионизации Sc I и Sc II, мы используем формулу Стинбок и Холвегер (1984). Так как формула приближенная, с точностью лишь по порядку величины, то расчеты сделаны с несколькими значениями масштабирующего коэффициента  $S_{\text{H}} = 0, 0.1$  и 1.

## 2.2. Статистическое равновесие Sc II в атмосферах звезд разной металличности

Система уравнений статистического равновесия и переноса излучения в заданной модели атмосферы решается по программе DETAIL, разработанной Гиддингс (1981) и Батлер (1984) на основе метода ускоренной  $\Lambda$ -итерации (Райбики, Хаммер, 1991, 1992). Пакет расчета непрозрачности был модифицирован Т. Гереном, Й. Ритцем, Л. Машонкиной, как описано в статье Машонкиной и др. (2011).

Всюду в этой работе мы используем плоско-параллельные (1D) модели атмосфер из базы данных MARCS<sup>4</sup> (Густафссон и др., 2008). Для заданных  $T_{\text{eff}}$ , поверхностного ускорения силы тяжести  $\log g$  и  $[\text{Fe}/\text{H}]$  модели получались путем интерполяции с применением алгоритма, размещенного на сайте MARCS.

На рис. 2 представлены  $b$ -факторы ( $b = n_{\text{NLTE}}/n_{\text{LTE}}$ ) отдельных уровней Sc II (при переходах между которыми образуются наблюдаемые линии Sc II), в моделях атмосфер с солнечным содержанием металлов ( $T_{\text{eff}}/\log g/[\text{Fe}/\text{H}] = 5780/4.44/0$ ) и с большим дефицитом металлов (6350/4.09/−2.1). Здесь  $n_{\text{NLTE}}$  и  $n_{\text{LTE}}$  — населенности уровня, полученные путем решения уравнений CP (не-ЛТР) и по формулам Больцмана–Саха (ЛТР). Поскольку в обеих моделях Sc II — доминирующая стадия ионизации, то населенности его основного состояния  $3d4s^3D$  и первого возбужденного уровня  $3d4s^1D$  ( $E_{\text{exc}} = 0.3$  эВ) близки к равновесным ( $b \simeq 1$ ) всюду в атмосфере. Так как интенсивность УФ-излучения выше в более горячей и бедной металлами атмосфере, то в ней более эффективна радиативная накачка нечетных термов  $3d4p^3F^o$ ,  $3d4p^3P^o$  и  $4s4p^3P^o$  в переходах из основного состояния (линии 3613–3642 Å, 3361–3372 Å и 2552–2563 Å). Поэтому поведение всех уровней выше  $E_{\text{exc}} = 0.3$  эВ отличается в двух моделях. В модели 6350/4.09/−2.1 уже в глубоких слоях среда становится оптически прозрачной для излучения в линиях, образующихся в спонтанных переходах с перезаселенных ( $b > 1$ ) нечетных термов на низковозбужденные уровни, что делает населенности последних тоже выше равновесных, хотя и в меньшей степени, чем у верхних уровней. Примером является переход  $3d^2^3P - 3d4p^3P^o$ , в котором образуется линия 5641 Å.

<sup>4</sup><http://marcs.astro.uu.se>



**Таблица 1.** Атомные параметры линий Sc II и ЛТР и не-ЛТР ( $S_H = 0.1$ ) содержание скандия  $\log \varepsilon$  у эталонных звезд

$\lambda, \text{\AA}$	$E_{\text{exc}}, \text{эВ}$	$\log gf$	Солнце 5780/4.44/0		Процион 6615/3.89/-0.01		HD 84937 6350/4.09/-2.16	
			ЛТР	не-ЛТР	ЛТР	не-ЛТР	ЛТР	не-ЛТР
2552.35 <sup>1</sup>	0.022	0.05	—	—	—	—	0.99	1.23
2563.19	0.000	-0.57	—	—	—	—	0.98	1.15
3353.72	0.315	0.26	—	—	—	—	1.03	1.13
3359.68	0.008	-0.75	—	—	—	—	1.09	1.16
3368.94	0.008	-0.39	—	—	—	—	1.09	1.18
3567.70	0.000	-0.47	—	—	—	—	1.07	1.15
3576.34	0.008	0.01	—	—	—	—	1.01	1.10
3580.92	0.000	-0.14	—	—	—	—	1.07	1.16
3589.63	0.008	-0.57	—	—	—	—	1.10	1.17
3590.47	0.022	-0.55	—	—	—	—	1.11	1.17
3613.83	0.022	0.42	—	—	—	—	1.07	1.11
3642.78	0.000	0.05	—	—	—	—	1.05	1.13
3645.31	0.022	-0.41	—	—	—	—	1.13	1.18
4246.82	0.315	0.24	—	—	—	—	1.14	1.22
4314.08	0.618	-0.11	3.22	3.15	3.17	3.05	1.15	1.27
4320.73	0.605	-0.28	—	—	—	—	1.16	1.27
4325.00	0.595	-0.44	—	—	—	—	1.14	1.25
4400.38	0.605	-0.54	3.18	3.16	3.13	3.07	1.17	1.26
4420.66	0.618	-2.33	3.18	3.18	3.08	3.07	—	—
4670.40	1.357	-0.60	3.14	3.11	3.12	3.08	1.11	1.20
5031.02	1.357	-0.41	—	—	—	—	1.16	1.26
5239.81	1.455	-0.76	3.13	3.13	3.08	3.09	—	—
5357.20 <sup>1,2</sup>	1.500	-2.11	3.15	3.15	3.04	3.06	—	—
5526.77	1.768	-0.01	3.24	3.16	3.21	3.09	1.17	1.29
5640.99	1.500	-0.99	3.14	3.13	3.08	3.06	—	—
5657.88	1.507	-0.54	3.20	3.18	3.14	3.09	1.08	1.24
5658.35	1.497	-1.17	3.15	3.15	—	—	—	—
5669.04	1.500	-1.10	3.11	3.11	—	—	—	—
5684.19	1.507	-1.03	3.15	3.14	3.09	3.07	—	—
6245.62 <sup>3</sup>	1.500	-1.02	3.04	3.03	3.01	2.99	—	—
6279.74	1.500	-1.33	3.14	3.13	—	—	—	—
6300.68 <sup>3</sup>	1.510	-1.90	2.99	3.00	3.04	3.02	—	—
6320.83 <sup>3</sup>	1.500	-1.82	3.06	3.05	3.04	3.03	—	—
6604.58	1.357	-1.26	3.08	3.09	2.99	3.00	—	—
Среднее			3.14	3.12	3.09	3.06	1.09	1.19
$\sigma(\text{dex})$			0.06	0.05	0.06	0.03	0.06	0.06

<sup>1</sup> Без учета HFS; <sup>2</sup>  $gf$  (Лоулер, Дакин, 1989); <sup>3</sup>  $gf$  (Куруц, 2009).

### 3. АНАЛИЗ ЛИНИЙ Sc II В СПЕКТРАХ СОЛНЦА, ПРОЦИОНА И HD 84937

С целью тестирования новой модели атома мы проанализировали линии Sc II в спектрах трех эталонных звезд, для которых есть спектры высокого разрешения и надежно определены параметры атмосфер. Это Солнце, звезда HD 61421 (Процион, F5 IV-V) с содержанием металлов, близким к солнечному, и звезда HD 84937 с большим дефицитом металлов.

#### 3.1. Наблюдательный материал и параметры атмосферы

Мы анализируем спектр Солнца как звезды, используя атлас Куруца и др. (1984). Спектральное разрешение  $R = \lambda/\Delta\lambda \simeq 300\,000$ . Как и в наших предыдущих исследованиях, мы используем хорошо известные параметры атмосферы Солнца:  $T_{\text{eff}} = 5780\text{ K}$ ,  $\log g = 4.44$  и скорость микротурбулентности  $\xi_t = 0.9\text{ км/с}$ .

Спектр Проциона, полученный с  $R \simeq 80\,000$ , взят из архива UVESPOP (Багнуло и др., 2003). Параметры атмосферы  $T_{\text{eff}} = 6615\text{ K}$ ,  $\log g = 3.89$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.05$  и  $\xi_t = 2\text{ км/с}$  определены Рябчиковой и др. (2016) путем автоматической подгонки теоретического спектра к избранным участкам в том же наблюдаемом спектре. Отметим, что  $T_{\text{eff}} = 6615\text{ K}$  согласуется в пределах ошибки определения (89 K) с эффективной температурой, полученной Бояджан и др. (2013) в интервале от 6562 до 6597 K на основе интерферометрических измерений углового диаметра Проциона.

Наблюдаемый спектр ( $R \simeq 80\,000$ ) звезды HD 84937 также взят из архива UVESPOP (Багнуло и др., 2003). Кроме того, мы используем ультрафиолетовый спектр, полученный на космическом телескопе Hubble со спектрографом STIS в диапазоне 1875–3158 Å с разрешением  $R \simeq 25\,000$ . Эти данные представлены Thomas Ayres на сайте проекта ASTRAL<sup>5</sup>. Параметры атмосферы  $T_{\text{eff}} = 6350\text{ K}$ ,  $\log g = 4.09$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.16$  и  $\xi_t = 1.7\text{ км/с}$  были определены Ситновой и др. (2015) с использованием спектроскопических и фотометрических методов и известного расстояния.

#### 3.2. Определение содержания скандия

**Список линий Sc II**, используемых для определения содержания скандия, вместе с их атомными параметрами приведен в табл. 1. Мы используем силы осцилляторов, основанные на лабораторных

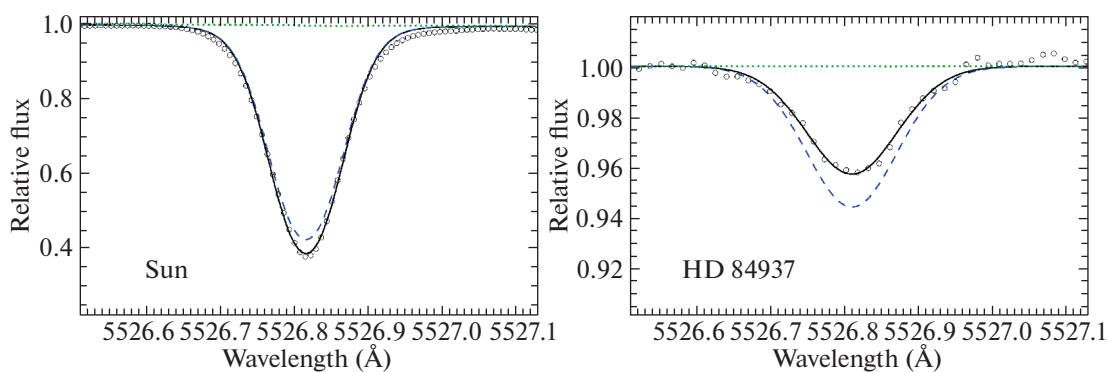
измерениях Лоулер и др. (2019). Исключение — линия Sc II 5357 Å с  $\log gf$ , измеренным Лоулер и Дакин (1989), и линии Sc II 6245, 6300 и 6320 Å, для которых есть только расчеты Куруц (2009).

Уровни в атомах и ионах скандия подвержены сверхтонкому расщеплению (HyperFine Splitting, HFS), поэтому в расчетах теоретических профилей линий необходимо учитывать их HFS-структуру. Для всех исследуемых линий, кроме Sc II 2552 Å и 5357 Å, длины волн и силы осцилляторов HFS-компонент имеются в обновленной базе данных VALD (Пахомов и др., 2019), а также на странице <https://github.com/vmplacco/linemake>. Отметим полное согласие данных в этих двух источниках. В солнечном спектре линия Sc II 5357 Å имеет эквивалентную ширину  $EW \simeq 5\text{ мÅ}$ , и неучет HFS-структуры не влияет на теоретическую  $EW$  и определяемое содержание. Линия Sc II 2552 Å измерена только у HD 84937. Возможно, из-за неучета HFS-структуры она дает содержание, которое на 0.08 dex выше, чем среднее по другим УФ-линиям.

Константы ван-дер-ваальсовского уширения  $\log \Gamma_6$  для линий Sc II рассчитаны Куруц (2009) и представлены в базе данных VALD (Рябчикова и др., 2015; Пахомов и др., 2019). Они имеют близкие значения для разных линий и в расчете на 10 000 K составляют от  $\log \Gamma_6 = -7.81$  до  $\log \Gamma_6 = -7.83$ .

**Программы и методика определения содержания.** Всюду анализ проводился методом синтетического спектра путем автоматической подгонки теоретического профиля линии к наблюдаемому. Эквивалентные ширины линий измерялись в этой же процедуре лишь для целей иллюстрации результатов. Использовались компьютерные программы synthV\_NLTE (Цымбал и др., 2019) и BinMag (Кочухов, 2018). Список линий для расчета синтетического спектра заимствован из VALD. Помимо модели атмосферы, микротурбулентной скорости и списка атомных параметров линий, фиксированными параметрами в процедуре согласования теоретического и наблюдаемого спектров были спектральное разрешение и проекция скорости вращения на луч зрения  $V \sin i$ . Для Солнца и Проциона  $V \sin i = 1.8$  и 4 км/с соответственно. Как и в работе Жао и др. (2016), уширение вращением также учитывалось для шести звезд с  $V \sin i \geq 6\text{ км/с}$ : HD 58855 ( $V \sin i = 10\text{ км/с}$ ), HD 89744 (9 км/с), HD 92855 (10 км/с), HD 99984 (6 км/с), HD 100563 (10 км/с), HD 106516 (7 км/с). Для остальных исследованных звезд уширение линий вращением не учитывалось, так как оно гораздо меньше уширения макротурбулентными движениями. Скорость макротурбулентности

<sup>5</sup><http://casa.colorado.edu/~ayres/ASTRAL/>



**Рис. 3.** Линия Sc II 5526 Å в спектрах Солнца и HD 84937 (кружки) и синтетический спектр, описывающий наблюдения наилучшим образом при отказе от ЛТР ( $S_H = 0.1$ , сплошная кривая). Штриховая кривая соответствует ЛТР расчетам. Для Солнца и HD 84937 расчеты сделаны с  $\log \varepsilon = 3.16$  и  $1.29$  соответственно.

$V_{\text{мас}}$ , содержание скандия и смещение линии по длине волны были свободными параметрами в процедуре подгонки. Предварительно было учтено доплеровское смещение линий, обусловленное лучевой скоростью звезды и орбитальным движением Земли вокруг Солнца. Примеры согласования профилей линии Sc II 5526 Å в спектрах Солнца и HD 84937 с не-ЛТР профилями приведены на рис. 3.

**Не-ЛТР эффекты в линиях Sc II.** Для сравнения на рис. 3 показаны ЛТР профили, рассчитанные с содержанием, полученным в не-ЛТР расчетах. У Солнца отклонения от ЛТР ведут к небольшому усилению линии Sc II 5526 Å, а у HD 84937, наоборот, к ослаблению. Линия Sc II 5526 Å образуется в переходе  $3d^2\ ^1G - 3d4p\ ^1F^\circ$ . В атмосфере Солнца ее ядро формируется на глубинах с  $\log \tau_{5000} \sim -1.6$ , где населенность нижнего уровня близка к равновесной, а верхний уровень недонаселен (рис. 2). В результате функция источников в линии меньше функции Планка на этих глубинах, и линия усиливается. Разность между не-ЛТР и ЛТР содержанием ( $\Delta_{\text{NLTE}} = \log \varepsilon_{\text{NLTE}} - \log \varepsilon_{\text{LTE}}$ ), которая называется не-ЛТР поправкой к содержанию, в данном случае составляет  $-0.08$  dex. В атмосфере HD 84937 ядро линии Sc II 5526 Å образуется на глубинах с  $\log \tau_{5000} \sim -0.1$ , где населенность нижнего уровня близка к равновесной, а верхний уровень перезаселен (рис. 2), что и ведет к ослаблению линии. Не-ЛТР поправка — положительная и равна  $\Delta_{\text{NLTE}} = 0.12$  dex.

Результаты определения ЛТР и не-ЛТР содержания по индивидуальным линиям Sc II представлены в табл. 1 и на рис. 4 для каждой из трех эталонных звезд. У Солнца не-ЛТР поправки к содержанию отрицательные и небольшие по абсолютной величине. Исключение — линия Sc II 6604 Å с маленькой положительной поправкой. Процион горячее, и отрицательные не-ЛТР поправки больше

по абсолютной величине. У HD 84937 не-ЛТР эффекты в линиях Sc II сильнее, так как выше интенсивность УФ-излучения и меньше концентрация электронов, а значит больше скорости радиативных переходов и меньше скорости столкновительных процессов. Линии Sc II слабее при не-ЛТР, чем при ЛТР, а  $\Delta_{\text{NLTE}}$  положительные. Для каждой из звезд не-ЛТР ведет к меньшему разбросу содержания по разным линиям и уменьшению среднеквадратичной ошибки  $\sigma = \sqrt{\sum(x - \bar{x})^2 / (N_l - 1)}$ , где  $N_l$  — число линий. Это особенно хорошо видно для Проциона, где  $\sigma$  уменьшается в два раза (до 0.03 dex), и для HD 84937, где не-ЛТР устраняет разницу в содержании между линиями в УФ и видимой областях. Рисунок 5 иллюстрирует надежность определения содержания по линии Sc II 2563 Å в спектре HD 84937. Линия Sc II находится в далеком крыле сильной линии Fe I 2563.399 Å ( $E_{\text{exc}} = 0.96$  эВ,  $\log gf = -2.26$ ), которая удовлетворительно описывается при заданных атомных параметрах и содержании железа, и блендирует с линией Cr II 2563.157 Å ( $E_{\text{exc}} = 6.805$  эВ,  $\log gf = -1.683$ ), которая намного слабее линии Sc II и из-за неопределенности в содержании хрома (или  $gf$ ) может повлиять на определяемое содержание скандия не более, чем на 0.01 dex.

**Влияние столкновений с атомами водорода.** Не-ЛТР расчеты были проведены для трех вариантов столкновительных скоростей в уравнениях CP:  $S_H = 0$  — столкновения только с электронами;  $S_H = 1$  — включение столкновений с атомами водорода по формуле Стинбук и Холвегер (1984);  $S_H = 0.1$  — уменьшение в 10 раз вклада столкновений с H I. Для солнечных линий Sc II не-ЛТР поправки заключены в интервале от +0.01 dex до  $-0.08$  dex в варианте  $S_H = 0$  и уменьшаются по абсолютной величине максимум на 0.01 dex в варианте  $S_H = 1$ . Не-ЛТР эффекты гораздо сильнее для HD 84937 с  $\Delta_{\text{NLTE}}$  от 0.04 dex до 0.24 dex в

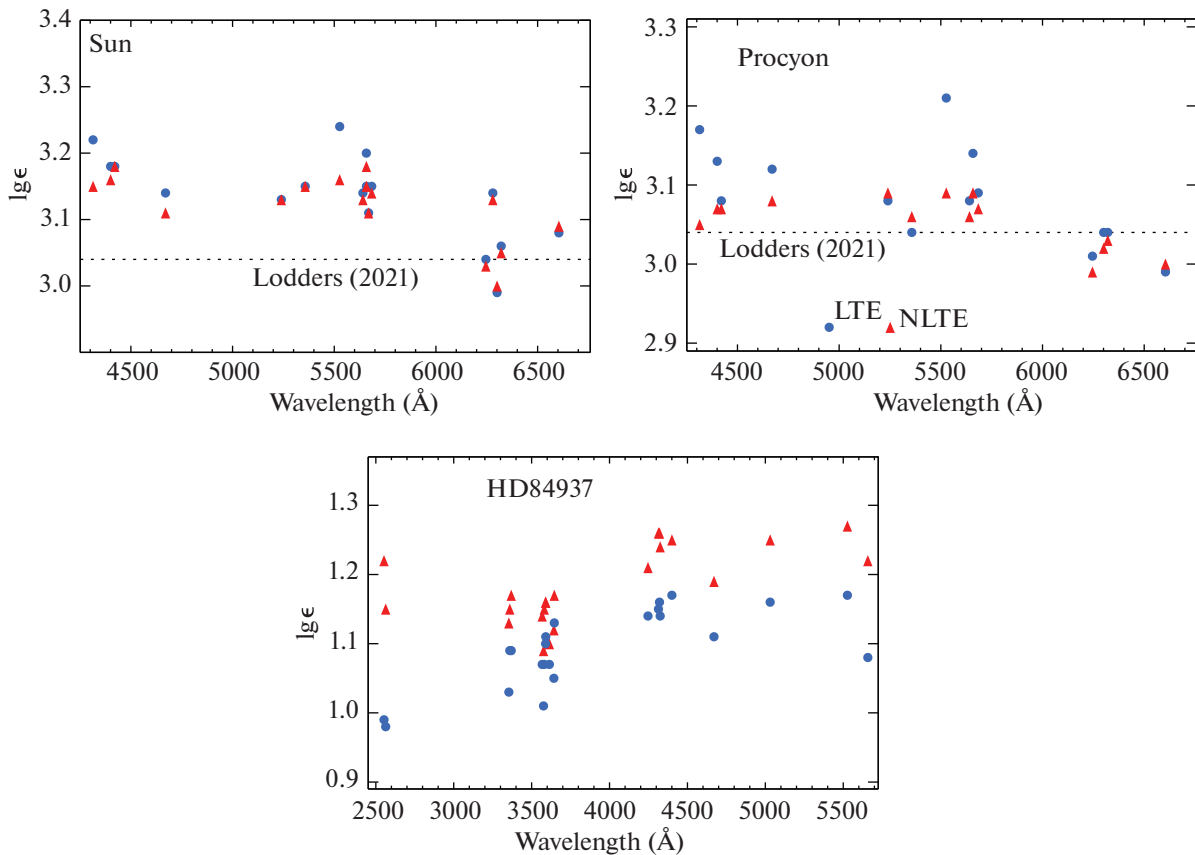


Рис. 4. ЛТР (кружки) и не-ЛТР (треугольники) содержание, полученное по индивидуальным линиям Sc II в спектрах Солнца, Прокцион и HD 84937. Пунктирная линия обозначает метеоритное содержание из работы Лоддерс (2021).

варианте  $S_H = 0$ , но влияние учета столкновений с H I на конечные результаты мало и для этой звезды: разница в не-ЛТР поправках между вариантами  $S_H = 0$  и 1 не превышает 0.02 dex. Слабое влияние учета столкновений с атомами водорода на величину отклонений от ЛТР для линий Sc II обуслов-

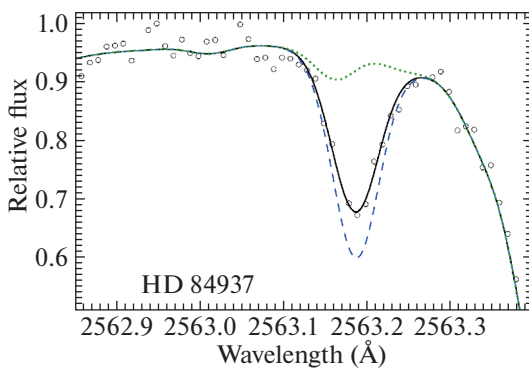


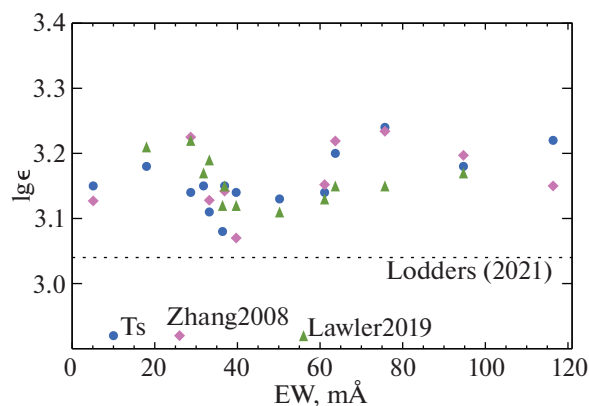
Рис. 5. Линия Sc II 2563 Å в спектре HD 84937 (кружки) и синтетический спектр, описывающий наблюдения наилучшим образом при отказе от ЛТР (сплошная кривая,  $\log \epsilon = 1.15$ ). Штриховая кривая соответствует ЛТР расчетам при том же содержании Sc, а пунктирная кривая — расчетам в отсутствие Sc в атмосфере.

лено структурой термов этого иона и, возможно, отсутствием точных данных о скоростях этих процессов. Формула Стинбук и Холвегер (1084) предназначена только для разрешенных переходов, а у Sc II все уровни с  $E_{\text{exc}} < 2$  эВ имеют одинаковую четность. Для разрешенных переходов с энергией более 3 эВ радиативные процессы преобладают над столкновительными. Здесь и далее промежуточный вариант  $S_H = 0.1$  был принят для получения окончательного не-ЛТР содержания.

Полученное солнечное не-ЛТР содержание на 0.02 dex меньше, чем ЛТР значение, и ближе к метеоритному содержанию  $\log \epsilon_{\text{met}} = 3.04 \pm 0.03$  (Лоддерс, 2021), но все-таки превышает его более, чем на  $1\sigma$ . А вот у Прокциона не-ЛТР содержание скандия согласуется с метеоритным. Нужно отметить, что в разных работах значение метеоритного содержания варьируется в пределах ошибки определения. Например, ранее Лоддерс и др. (2021) рекомендовали  $\log \epsilon_{\text{met}} = 3.07 \pm 0.02$ .

### 3.3. Сравнение с другими авторами

Наше определение среднего солнечного содержания согласуется в пределах ошибки с работами



**Рис. 6.** ЛТР содержание, полученное по индивидуальным линиям Sc II в солнечном спектре разными авторами. Кружки, ромбы и треугольники соответствуют нашей работе (Ts), Жанг и др. (2008) и Лоулер и др. (2019). Данные Жанг и др. (2008) приведены в систему сил осцилляторов Лоулер и др. (2019). Эквивалентные ширины линий — по нашим измерениям. Пунктирная линия обозначает метеоритное содержание из работы Лоддерс (2021).

других авторов, если содержание по индивидуальным линиям привести к одной системе  $gf$ -величин. Рисунок 6 показывает ЛТР содержание по индивидуальным линиям из работ Лоулер и др. (2019), Жанг и др. (2008) и нашей. Содержание Жанг и др. (2008) пересчитано с  $gf$ -величинами, измеренными Лоулер и др. (2019). Расхождения минимальны между нами и Жанг и др. (2008), так как в обеих работах использованы Атлас Солнца как звезды (Куруц и др., 1984) и теоретические модели атмосфер, хотя и из разных источников — Густафсон и др. (2008) и Групп (2004) соответственно. Среднее содержание различается в этих работах менее, чем на 0.01 dex, но для трех линий (4314, 5640, 5658 Å) разница достигает почти 0.1 dex, что, наиболее вероятно, связано с разным учетом блендирующих линий. Лоулер и др. (2019) использовали спектр Солнца от центра диска (Дельбуй и др., 1973) и полуэмпирическую модель атмосферы (Холвегер, Мюллер, 1974) и получили в среднем более высокое (на 0.02 dex) содержание, чем наше ЛТР значение.

Если рассматривать оригинальные данные, то, используя силы осцилляторов из расчетов Куруца, Жанг и др. (2008) получили  $\log \varepsilon(\text{Z08}) = 3.10 \pm 0.05$  и  $3.07 \pm 0.04$  при ЛТР и отказе от ЛТР. Это была первая и до настоящего времени единственная работа по не-ЛТР анализу солнечных линий Sc II. Несмотря на усовершенствованную модель атома, наши расчеты показали близкие не-ЛТР эффекты в линиях Sc II, ввиду их малости.

По линиям Sc II Скотт и др. (2015) определили содержание как  $\log \varepsilon(3\text{D}) = 3.17 \pm 0.04$  на основе гидродинамических ЛТР расчетов в трехмерной

(3D) модели солнечной атмосферы и не-ЛТР поправок, опубликованных Жанг и др. (2008). Использовались лабораторные  $gf$ -величины из работы Лоулер и Дакин (1989). Скотт и др. (2015) также провели расчеты с классической моделью атмосферы из базы данных MARCS, которая используется и в нашей работе, и получили чуть меньшее значение  $\log \varepsilon(1\text{D}) = 3.14$ , чем с 3D моделью, но чуть более высокое (на 0.02 dex), чем наше не-ЛТР содержание.

В работе Пеливан Родин и др. (2017) содержание, опубликованное Скотт и др. (2015) для отдельных линий Sc II, было пересчитано с заменой  $gf$ -величин на их собственные определения. Полученное среднее  $\log \varepsilon(\text{PR17}) = 3.04 \pm 0.13$  согласуется с метеоритным содержанием, но отличается от всех остальных определений большой средне-квадратичной ошибкой, которая полностью обусловлена точностью  $gf$ -величин, полученных Пеливан Родин и др. (2017).

Таким образом, с современными атомными данными по силам осцилляторов и сверхтонкой структуре линий Sc II солнечное содержание более, чем на  $1\sigma$ , превышает метеоритное  $\log \varepsilon_{\text{met}} = 3.04 \pm 0.03$  (Лоддерс, 2021), независимо от используемых спектров Солнца (как звезды или от центра диска) и моделей атмосферы (полуэмпирической или теоретической 1D и 3D).

#### 4. ЭВОЛЮЦИЯ СОДЕРЖАНИЯ СКАНДИЯ В ГАЛАКТИКЕ

##### 4.1. Выборка звезд, наблюдательный материал и параметры атмосфер

Основу выборки составляют звезды из наших прежних работ — Ситнова и др. (2015) и Жао и др. (2016), всего 51 звезда в диапазоне  $-2.62 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.24$ . В статье Ситновой и др. (2015) приводится вся информация о наблюдениях и описывается редукция спектров. Здесь укажем кратко, что для 47 звезд спектры получены в Ликской обсерватории (США), на 3-м телескопе с эшелле-спектрографом Hamilton;  $R \simeq 60\,000$ , отношение сигнала к шуму (S/N) на длине волны 5500 Å превышает 100. Спектры HD 84937 и HD 140283 с  $R \simeq 80\,000$  взяты из архива UVESPOP (Багнуло и др., 2003). Еще для двух звезд спектры были получены на Канадско-Французско-Гавайском телескопе (CFHT) со спектрографом ESPaDOnS;  $R \simeq 60\,000$ .

Параметры атмосфер этих звезд заимствованы из статьи Ситновой и др. (2015). Эффективные температуры и ускорение силы тяжести были определены с использованием нескольких методов, в частности, метода инфракрасных потоков,

Таблица 2. ЛТР и не-ЛТР содержание скандия у исследуемых звезд

HD/BD	$T_{\text{eff}}$ (K)/ $\log g$ /[Fe/H]/ $\xi_t$ (км/с)	$N_t$	$\log \varepsilon$		[Sc/Fe]
			ЛТР	не-ЛТР	не-ЛТР
Звезды из работы Ситнова и др. (2015)					
19373	6045/4.24/0.10/1.2	15	3.33 (0.11)	3.30 (0.12)	0.08
22484	6000/4.07/0.01/1.1	13	3.23 (0.12)	3.19 (0.09)	0.06
22879	5800/4.29/−0.84/1.0	10	2.49 (0.03)	2.50 (0.03)	0.22
24289	5980/3.71/−1.94/1.1	11	1.18 (0.06)	1.28 (0.05)	0.10
30562	5900/4.08/0.17/1.3	14	3.34 (0.09)	3.30 (0.08)	0.01
30743	6450/4.20/−0.44/1.8	12	2.83 (0.11)	2.80 (0.11)	0.12
34411	5850/4.23/0.01/1.2	15	3.23 (0.09)	3.21 (0.09)	0.08
43318	6250/3.92/−0.19/1.7	13	3.06 (0.10)	3.03 (0.11)	0.10
45067	5960/3.94/−0.16/1.5	12	3.06 (0.11)	3.02 (0.11)	0.06
45205	5790/4.08/−0.87/1.1	16	2.55 (0.06)	2.54 (0.05)	0.29
49933	6600/4.15/−0.47/1.7	12	2.79 (0.12)	2.77 (0.10)	0.12
52711	5900/4.33/−0.21/1.2	11	3.04 (0.07)	3.02 (0.06)	0.11
58855	6410/4.32/−0.29/1.6	11	3.04 (0.13)	3.01 (0.11)	0.18
59374	5850/4.38/−0.88/1.2	10	2.49 (0.03)	2.52 (0.03)	0.28
59984	5930/4.02/−0.69/1.4	11	2.72 (0.11)	2.72 (0.09)	0.29
62301	5840/4.09/−0.70/1.3	17	2.59 (0.05)	2.57 (0.05)	0.15
64090	5400/4.70/−1.73/0.7	9	1.46 (0.07)	1.51 (0.05)	0.12
69897	6240/4.24/−0.25/1.4	10	2.96 (0.09)	2.95 (0.09)	0.08
74000	6225/4.13/−1.97/1.3	8	1.21 (0.05)	1.32 (0.04)	0.17
76932	5870/4.10/−0.98/1.3	15	2.39 (0.04)	2.40 (0.05)	0.26
82943	5970/4.37/0.19/1.2	16	3.33 (0.09)	3.30 (0.10)	−0.01
84937	6350/4.09/−2.16/1.7	22	1.10 (0.06)	1.20 (0.06)	0.24
89744	6280/3.97/0.13/1.7	12	3.38 (0.08)	3.35 (0.09)	0.10
90839	6195/4.38/−0.18/1.4	13	3.02 (0.09)	3.00 (0.09)	0.06
92855	6020/4.36/−0.12/1.3	10	3.11 (0.08)	3.07 (0.06)	0.07
94028	5970/4.33/−1.47/1.3	12	1.78 (0.07)	1.85 (0.06)	0.20
99984	6190/3.72/−0.38/1.8	10	2.89 (0.07)	2.87 (0.07)	0.13
100563	6460/4.32/0.06/1.6	8	3.30 (0.13)	3.25 (0.10)	0.07
102870	6170/4.14/0.11/1.5	13	3.33 (0.08)	3.30 (0.09)	0.07
103095	5130/4.66/−1.26/0.9	9	1.92 (0.06)	1.95 (0.06)	0.09
105755	5800/4.05/−0.73/1.2	13	2.72 (0.08)	2.72 (0.07)	0.33

Таблица 2. Окончание

HD/BD	$T_{\text{eff}}$ (K)/ $\log g$ /[Fe/H]/ $\xi_t$ (км/с)	$N_l$	$\log \varepsilon$		[Sc/Fe]
			ЛТР	не-ЛТР	не-ЛТР
106516	6300/4.44/−0.73/1.5	8	2.62 (0.05)	2.64 (0.06)	0.25
108177	6100/4.22/−1.67/1.1	6	1.53 (0.16)	1.63 (0.16)	0.18
110897	5920/4.41/−0.57/1.2	13	2.78 (0.08)	2.78 (0.09)	0.23
114710	6090/4.47/0.06/1.1	11	3.24 (0.08)	3.22 (0.06)	0.04
115617	5490/4.40/−0.10/1.1	13	3.14 (0.10)	3.13 (0.10)	0.11
134088	5730/4.46/−0.80/1.1	11	2.61 (0.05)	2.62 (0.05)	0.30
134169	5890/4.02/−0.78/1.2	17	2.56 (0.06)	2.55 (0.04)	0.21
138776	5650/4.30/0.24/1.3	14	3.46 (0.10)	3.45 (0.10)	0.09
140283	5780/3.70/−2.46/1.6	9	0.71 (0.06)	0.84 (0.06)	0.18
142091	4810/3.12/−0.07/1.2	12	3.12 (0.13)	3.14 (0.14)	0.09
142373	5830/3.96/−0.54/1.4	13	2.89 (0.10)	2.88 (0.10)	0.30
+7° 4841	6130/4.15/−1.46/1.3	16	1.78 (0.05)	1.85 (0.04)	0.19
+9° 0352	6150/4.25/−2.09/1.3	8	1.15 (0.06)	1.30 (0.06)	0.27
+24° 1676	6210/3.90/−2.44/1.5	7	0.92 (0.07)	1.06 (0.07)	0.38
+29° 2091	5860/4.67/−1.91/0.8	9	1.35 (0.10)	1.46 (0.06)	0.25
+37° 1458	5500/3.70/−1.95/1.0	10	1.26 (0.11)	1.34 (0.06)	0.17
+66° 0268	5300/4.72/−2.06/0.6	8	1.00 (0.09)	1.09 (0.05)	0.03
−4° 3208	6390/4.08/−2.20/1.4	9	1.08 (0.04)	1.19 (0.06)	0.27
−13° 3442	6400/3.95/−2.62/1.4	7	0.81 (0.07)	0.93 (0.07)	0.43
G090-003	6007/3.90/−2.04/1.3	10	1.22 (0.10)	1.32 (0.09)	0.24
Звезды из работы Машонкина и др. (2003)					
31128	5980/4.42/−1.53/1.2	8	1.74 (0.04)	1.81 (0.05)	0.22
97320	6110/4.26/−1.18/1.4	8	2.20 (0.05)	2.23 (0.06)	0.29
102200	6115/4.29/−1.19/1.4	8	2.01 (0.03)	2.04 (0.05)	0.11
193901	5780/4.46/−1.08/0.9	6	2.14 (0.06)	2.18 (0.06)	0.14
298986	6130/4.26/−1.36/1.4	8	1.87 (0.06)	1.92 (0.05)	0.16

Примечание. Числа в скобках — средне-квадратичные ошибки  $\sigma$ .

с привлечением тригонометрических параллаксов Hipparcos и на основе не-ЛТР анализа линий Fe I и Fe II. Последний метод дал также содержание железа [Fe/H] и микротурбулентную скорость. Выборка однородная по температуре и светимости, которые близки к солнечным значениям:  $5400 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 6600 \text{ K}$  и  $3.70 \leq \log g \leq 4.72$ . Исключение — холодный гигант HD 142091 с  $T_{\text{eff}} = 4810 \text{ K}$

и  $\log g = 3.12$ , который еще далек от стадии выноса продуктов нуклеосинтеза на поверхность. Список звезд и параметры их атмосфер приведены в табл. 2.

Для улучшения статистики в диапазоне  $-1.5 < [\text{Fe}/\text{H}] < -1$  в выборку были добавлены пять звезд из работы Машонкиной и др. (2003). Для четырех звезд спектры были получены в Европей-

ской южной обсерватории на телескопе VLT2 с эшелле-спектрографом UVES;  $R \simeq 80\,000$ , всюду  $S/N > 100$ . Спектр HD 193901 получен К. Фурманом в испано-германской обсерватории Калар-Альто (Испания) на 2.2-м телескопе с эшелле-спектрографом FOCES;  $R \simeq 60\,000$ ,  $S/N > 100$  на длинах волн больше  $4500 \text{ \AA}$ .

Для этих пяти звезд эффективные температуры были определены Машонкиной и др. (2003) по крыльям водородных линий  $H\alpha$  и  $H\beta$ . Ускорение силы тяжести переопределено в настоящей работе с использованием параллакс Gaia EDR3 (Гайа коллаборация, 2020). Необходимые для этих расчетов видимая звездная величина, масса и  $T_{\text{eff}}$  заимствованы из статьи Машонкиной и др. (2003). Все звезды близкие, поэтому их  $\log g$  изменился не более, чем на  $0.09 \text{ dex}$  по сравнению с результатами Машонкиной и др. (2003), основанными на параллаксах Hipparcos. Тем не менее мы переопределили  $[\text{Fe}/\text{H}]$  и  $\xi_t$  из анализа линий Fe II. Фактически микротурбулентная скорость не изменилась. Эти пять звезд — тоже солнечного типа с  $T_{\text{eff}}$  в диапазоне от  $5780 \text{ K}$  до  $6130 \text{ K}$  и  $\log g$  от  $4.26$  до  $4.46$ . Результаты приведены в табл. 2.

#### 4.2. Содержание скандия и Галактический тренд $[\text{Sc}/\text{Fe}]$

Содержание скандия определялось методом синтетического спектра, как и для эталонных звезд в разделе 3. Результаты приведены в табл. 2. Величины  $[\text{Sc}/\text{Fe}]$  рассчитаны с солнечным не-ЛТР содержанием, определенным в этой работе:  $\log \varepsilon_{\text{NLTE}} = 3.12$ .

Для большинства звезд средне-квадратичная ошибка не-ЛТР содержания чуть меньше или такая же, как в случае ЛТР, и не превышает  $0.11 \text{ dex}$ . Самый большой разброс содержания по отдельным линиям получился для HD 108177 ( $\sigma = 0.16 \text{ dex}$ ) и HD 142091 ( $\sigma = 0.14 \text{ dex}$ ). У первой звезды с  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.67$  мы смогли измерить всего шесть линий из-за отсутствия синей ( $\lambda < 4500 \text{ \AA}$ ) части спектра и слабости всех линий с  $\lambda \geq 5669 \text{ \AA}$ . Вторая звезда — самая холодная ( $T_{\text{eff}} = 4810 \text{ K}$ ) в выборке, и получившееся низкое содержание по линиям  $4314$  и  $4400 \text{ \AA}$ , возможно, обусловлено переоценкой вклада молекулярных линий.

В нашей выборке семь звезд имеют металличность, близкую к солнечной (в пределах  $\pm 0.10 \text{ dex}$ ), и все они показывают небольшой избыток скандия относительно солнечного содержания, со средней величиной  $[\text{Sc}/\text{H}] = 0.08$ . Похожие результаты были получены в работе Жао и др. (2016), где применялся дифференциальный подход (из содержания, полученного по индивидуальной линии у

данной звезды, вычитается соответствующее солнечное содержание) и не-ЛТР метод Жанг и др. (2008). Для тех же семи звезд они получили среднее  $[\text{Sc}/\text{H}] = 0.04$ . Таким образом, не только у Солнца, но и у звезд солнечного типа в солнечной окрестности содержание скандия выше, чем метеоритное.

Эволюция отношения  $[\text{Sc}/\text{Fe}]$  с изменением  $[\text{Fe}/\text{H}]$  показана на рис. 7. В диапазоне  $[\text{Fe}/\text{H}] > -1$  отношение  $[\text{Sc}/\text{Fe}]$  падает с ростом  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , и это напоминает поведение элементов  $\alpha$ -процесса O, Mg, Si, Ca, которые синтезируются в SNeII, и у которых  $[\alpha/\text{Fe}]$  падает в том же диапазоне  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , с началом производства Fe в сверхновых типа Ia (SNeIa). При более низком содержании железа у  $\alpha$ -элементов наблюдается плато на уровне  $[\alpha/\text{Fe}] \simeq 0.3-0.4$  (см. рис. 8 и ссылки в статье Жао и др., 2016). Скандий в этом диапазоне тоже наблюдается в избытке относительно железа, но избыток меньше — на уровне  $\sim 0.2 \text{ dex}$ , и есть значительные отклонения от этой величины. У двух звезд (BD +24° 1676 и BD -13° 3442)  $[\text{Sc}/\text{Fe}] \sim 0.4$ , а у BD +66° 0268  $[\text{Sc}/\text{Fe}] \sim 0$ .

На второй панели рис. 7 представлены отношения  $[\text{Sc}/\text{Ti}]$ . Даже с учетом их ошибок есть намек на то, что они монотонно растут от  $[\text{Sc}/\text{Ti}] \sim -0.1$  до  $[\text{Sc}/\text{Ti}] \sim +0.1$  с ростом  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . Исключением снова являются BD +24° 1676 и BD -13° 3442. Содержание Ti заимствовано из работ Жао и др. (2016) для 51 звезды и Ситнова и др. (2022) для пяти дополнительных звезд.

Происхождение Sc плохо изучено, и существующие модели нуклеосинтеза страдают слишком низким производством этого элемента (Кобаяши и др., 2020). Мы не наносим предсказания модели химической эволюции Галактики на рис. 7, так как кривая прошла бы намного ниже наблюдаемых точек, а именно:  $[\text{Sc}/\text{Fe}] = -1.15, -0.8$  и  $-0.9$  на значениях  $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.5, -1.0$  и  $0.0$ , соответственно, согласно модели Кобаяши и др. (2020). Для титана теоретические модели тоже не могут воспроизвести наблюдения, где он ведет себя как  $\alpha$ -элемент (например, рис. 8 в статье Жао и др., 2016).

По-видимому, проблему синтеза скандия нужно решать вместе с проблемой синтеза титана. Мы надеемся, что полученное нами содержание Sc в широком диапазоне металличности даст новый импульс идеям о происхождении скандия.

**Сравнение с результатами Жао и др. (2016, далее ZMY16).** Полученный нами тренд  $[\text{Sc}/\text{Fe}]$  —  $[\text{Fe}/\text{H}]$  согласуется с данными ZMY16 в диапазоне  $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.9$ , но мы получили более высокое содержание Sc для звезд меньшей металличности.



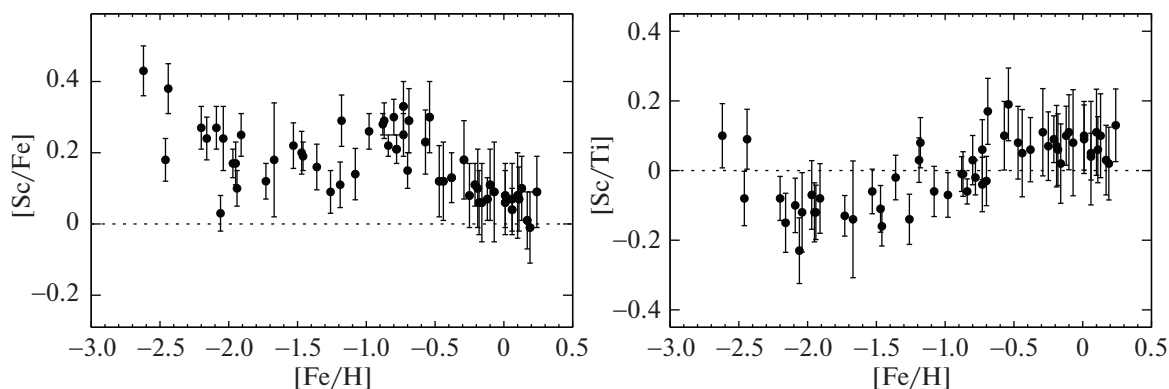


Рис. 7.  $[\text{Sc}/\text{Fe}]$  и  $[\text{Sc}/\text{Ti}]$  как функция  $[\text{Fe}/\text{H}]$  для 56 звезд в солнечной окрестности. Все результаты получены на основе не-ЛТР расчетов.

Например, для HD 84937  $[\text{Sc}/\text{Fe}]_{\text{не-ЛТР}} = 0.24$  у нас, но 0.10 у ZMY16, и это не связано с разной оценкой не-ЛТР эффектов. Разница между не-ЛТР и ЛТР составляет 0.10 dex у нас и 0.12 dex у ZMY16. Наиболее драматичная разница между нашими результатами и ZMY16 получилась для BD  $-13^\circ 3442$ :  $[\text{Sc}/\text{Fe}]_{\text{не-ЛТР}} = 0.43$  и 0.06 соответственно. Разница между не-ЛТР и ЛТР равна 0.12 dex у нас, и она даже больше — 0.16 dex у ZMY16. Мы полагаем, что главная причина расхождений — в списке линий, использованных для определения содержания. Мы анализировали линии Sc II 4246, 4314, 4320, 4400 Å, которые остаются сильными даже у звезд с большим дефицитом металлов, а при дифференциальном подходе, принятом ZMY16, эти линии были исключены, поскольку их невозможно анализировать в солнечном спектре. Линии Sc II в списке ZMY16 — очень слабые у звезд с  $[\text{Fe}/\text{H}] < -2$ . В результате для BD  $-13^\circ 3442$  наше содержание базируется на семи линиях, а ZMY16 использовали три слабые линии.

Наши результаты согласуются с данными Реггиани и др. (2017) в общем диапазоне металличности  $-2.6 < [\text{Fe}/\text{H}] < -1.5$ . Для 23 звезд Реггиани и др. (2017) получили среднее  $[\text{Sc}/\text{Fe}] = 0.31$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построена новая модель атома Sc II с использованием современных атомных данных. Из-за отсутствия точных расчетов столкновений Sc II с H I они учитываются по приближенной формуле Стинбук и Холвергер (1984), но наши не-ЛТР расчеты с учетом и без учета такого рода столкновений показали, что их влияние на конечные результаты мало даже для звезд с большим дефицитом металлов. Для HD 84937 ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.16$ ) разница в полученном содержании Sc

между этими вариантами составляет  $-0.02$  dex (положительные не-ЛТР поправки больше в случае учета только столкновений с электронами).

Разработанный метод был протестирован путем анализа линий Sc II в спектрах эталонных звезд — Солнца, Прокцион и HD 84937. Для каждой звезды учет отклонений от ЛТР уменьшает разброс содержания, определяемого по разным линиям, в том числе по линиям в УФ и в видимом диапазонах у HD 84937, и уменьшает средне-квадратичную ошибку.

Солнечное не-ЛТР содержание скандия  $\log \epsilon_{\text{NLTE}} = 3.12 \pm 0.05$  на 0.02 dex меньше, чем в случае ЛТР, и на 0.05 dex и 0.04 dex меньше, чем значения, полученные Скотт и др. (2015) и Лоулер и др. (2019) соответственно. И все-таки оно превышает метеоритное  $\log \epsilon_{\text{met}} = 3.04 \pm 0.03$  (Лоддерс, 2021) более чем на  $1\sigma$ . У Прокциона не-ЛТР содержание скандия согласуется с метеоритным.

Разработанный метод был применен для определения содержания скандия у 56 звезд солнечного типа в широком диапазоне металличности ( $-2.62 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.24$ ) с использованием спектров высокого разрешения.

У семи звезд с содержанием железа, близким к солнечному ( $-0.10 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.10$ ), содержание скандия выше не только метеоритного, но и солнечного в среднем на 0.08 dex. Это делает вопрос о том, каким является космическое содержание скандия, еще более актуальным и требующим дальнейших исследований с увеличением статистики звезд и анализа корреляции содержания Sc с различными параметрами звезды, например, ее массой, возрастом и т.д.

В диапазоне  $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$  скандий наблюдается в избытке относительно железа с  $[\text{Sc}/\text{Fe}] \sim 0.2$  dex, хотя для трех звезд нужно отметить значительное отклонение от этой величины. При более высоком

[Fe/H] отношение [Sc/Fe] падает до величины, близкой к солнечной. Такое поведение свидетельствует о синтезе скандия в массивных звездах и напоминает Галактический тренд  $[\alpha/\text{Fe}] - [\text{Fe}/\text{H}]$ , хотя в области  $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$   $\alpha$ -элементы имеют более высокие избытки относительно железа.

Наши результаты демонстрируют корреляцию содержания скандия с содержанием титана, происхождение которого, как и скандия, все еще остается неясным. Мы надеемся, что полученное в широком диапазоне металличности содержание скандия даст новый импульс идеям о его (и титана?) происхождении.

Л.И. Машонкина благодарит Министерство науки и высшего образования РФ (грант 13.1902.21.0039) за финансовую поддержку исследования.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адельман и др. (S.J. Adelman, H. Caliskan, D. Kocer, I.H. Cay, and H. Gokmen Tektunali), *MNRAS* **316**, 514 (2000).
- Багнуло и др. (S. Bagnulo, E. Jehin, C. Ledoux, R. Cabanac, C. Melo, R. Gilmozzi, ESO Paranal Science Operations Team), *ESO Messenger* **114**, 10 (2003).
- Батлер (K. Butler), Ph.D. Thesis, University of London (1984).
- Бояджан и др. (T.S. Boyajian, K. von Braun, G. van Belle, Ch. Farrington, G. Schaefer, J. Jones, R. White, H.A. McAlister, T.A. ten Brummelaar, S. Ridgway, D. Gies, L. Sturmann, J. Sturmann, N.H. Turner, P.J. Goldfinger, and N. Vargas), *Astrophys. J.* **771**, 40 (2013).
- Гайя коллаборация (Gaia Collaboration), *VizieR Online Data Catalog: Gaia EDR3 (Gaia Collaboration, 2020)*, I/350 (2020).
- Гиддингс (J. Giddings), Ph.D. Thesis, University of London (1981).
- Гриве и Рамсботтом (M.F.R. Grieve and S.A. Ramsbottom), *MNRAS* **424**, 2461 (2012).
- Групп (F. Grupp), *Astron. Astrophys.* **420**, 289 (2004).
- Густафссон и др. (B. Gustafsson, B. Edvardsson, K. Eriksson, U.G. Jorgensen, A. Nordlund, and B. Plez), *Astron. Astrophys.* **486**, 951 (2008).
- Дельбуи и др. (L. Delbouille, G. Roland, and L. Neven), *Photometric Atlas of the Solar Spectrum from  $\lambda 3000$  to  $\lambda 10000$* , (Liège: Inst. d' Ap., Univ. de Liège) (1973).
- Ёнг и др. (D. Yong, J.E. Norris, M.S. Bessell, N. Christlieb, M. Asplund, T.C. Beers, P.S. Barklem, A. Frebel, and S.G. Ryan), *Astrophys. J.* **762**, 26 (2013).
- Жанг и др. (H.W. Zhang, T. Gehren, and G. Zhao), *Astron. Astrophys.* **481**, 489 (2008).
- Жао и др. (G. Zhao, L. Mashonkina, H.L. Yan, S. Alexeeva, C. Kobayashi, Yu. Pakhomov, J.R. Shi, T. Sitnova, K.F. Tan, H.W. Zhang, J.B. Zhang, Z.M. Zhou, M. Bolte, Y.Q. Chen, X. Li, F. Liu, and M. Zhai), *Astrophys. J.* **833**, 225 (2016).
- Кобаяши и др. (C. Kobayashi, A.I. Karakas, and M. Lugaro), *Astrophys. J.* **900**, 179 (2020).
- Кочухов (O. Kochukhov), *Astrophys. Source Code Library, record ascl:1805.015* (2018).
- Крамида и др. (A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader, NIST ASD Team), *NIST Atomic Spectra Database (version 5.7.1)*. Gaithersburg MD, USA (2019).
- Куруц (R. Kurucz), *Kurucz on-line database of observed and predicted atomic transitions*, <http://kurucz.harvard.edu/atoms/2101/>, (2009).
- Куруц и др. (R.L. Kurucz, I. Furenlid, J. Brault, and L. Testerman), *Solar Flux Atlas from 296 to 1300 nm* *Nat. Solar Obs., Sunspot, New Mexico* (1984).
- Кэрель и др. (R. Cayrel, E. Depagne, M. Spite, V. Hill, F. Spite, P. François, B. Plez, T. Beers, F. Primas, J. Andersen, B. Barbuy, P. Bonifacio, P. Molaro, and B. Nordström), *Astron. Astrophys.* **416**, 1117 (2004).
- Лоддерс и др. (K. Lodders, H. Plame, and H.-P. Gail), *Landolt-Börnstein — Group VI Astronomy and Astrophysics Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology Volume 4B: Solar System*. Ed. J.E. Trümper, 4.4 (2009).
- Лоддерс (K. Lodders), *Space Sci. Rev.* **217**, id.44 (2021).
- Лоулер и Дакин (J.E. Lawler and J.T. Dakin), *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1457 (1989).
- Лоулер и др. (J.E. Lawler, C. Sneden, G. Nave, M.P. Wood, and J.J. Cowan), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **241**, 21 (2019).
- Машонкина и др. (L. Mashonkina, T. Gehren, C. Travaglio, and T. Borkova), *Astron. Astrophys.* **397**, 275 (2003).
- Машонкина и др. (L. Mashonkina, T. Gehren, J.-R. Shi, et al.), *Astron. Astrophys.* **528**, A87 (2011).
- Пахомов Ю.В., Рябчикова Т.А., Пискунов Н.Е., *Письма в Астрон. Журн.* **63**, 1010 (2019).
- Пеливан Родин и др. (A. Pehlivan Rhodin, M.T. Belmonte, L. Engström, H. Lundberg, H. Nilsson, H. Hartman, J.C. Pickering, C. Clear, P. Quinet, V. Fivet, and P. Palmeri), *MNRAS* **472**, 3337 (2017).
- Райбики и Хаммер (G.B. Rybicki and D.G. Hummer), *Astron. Astrophys.* **245**, 171 (1991).
- Райбики и Хаммер (G.B. Rybicki and D.G. Hummer), *Astron. Astrophys.* **262**, 209 (1992).
- Реггиани и др. (H. Reggiani, J. Meléndez, C. Kobayashi, A. Karakas, and V. Placco), *Astron. Astrophys.* **611**, 74 (2017).
- ван Регемортре (H. van Regemorter), *Astrophys. J.* **136**, 906 (1962).

32. Роедерер и др. (I.U. Roederer, G.W. Preston, I.B. Thompson, S.A. Shectman, C. Sneden, G.S. Burley, and D.D. Kelson), *Astron. J.* **147**, 136 (2014).
33. Рябчикова и др. (T. Ryabchikova, N. Piskunov, R.L. Kurucz, H.C. Stempels, U. Heiter, Y. Pakhomov, and P.S. Barklem), *Phys. Scr.* **90**, 054005 (2015).
34. Рябчикова и др. (T. Ryabchikova, N. Piskunov, Yu. Pakhomov, V. Tsymbal, A. Titarenko, T. Sitnova, S. Alexeeva, L. Fossati, and L. Mashonkina), *MNRAS* **456**, 1221 (2016).
35. Ситнова и др. (T. Sitnova, G. Zhao, L. Mashonkina, Y.Q. Chen, F. Liu, Yu. Pakhomov, K.F. Tan, M. Bolte, S. Alexeeva, F. Grupp, J.R. Shi, and H.W. Zhang), *Astrophys. J.* **808**, 148 (2015).
36. Ситнова и др. (T.M. Sitnova, S.A. Yakovleva, A.K. Belyaev, and L.I. Mashonkina), *MNRAS* **515**, 1510 (2022).
37. Ситон (M.J. Seaton), in *Atomic and Molecular Processes* (New York: Academic Press) (1962).
38. Скотт и др. (P. Scott, M. Asplund, N. Grevesse, M. Bergemann, and A.J. Sauval), *Astron. Astrophys.* **573**, A26 (2015). *Astrophys. J.* **817**, 53 (2016).
39. Стинбук и Холверег (W. Steenbock and H. Holweger), *Astron. Astrophys.* **130**, 319 (1984).
40. Холверег и Мюллер (H. Holweger and E.A. Müller), *Solar Phys.* **39**, 19 (1974).
41. Цымбал и др. (V. Tsymbal, T. Ryabchikova, and T. Sitnova), in Kudryavtsev D.O., Romanyuk I.I., Yakunin I.A., eds, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **518**. *Physics of Magnetic stars*, San Francisco: Astron. Soc. of the Pacific, 247 (2019).

# СТАБИЛИЗАЦИЯ ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ПАРУСА В ОКРЕСТНОСТИ КОЛЛИНЕАРНОЙ ТОЧКИ ЛИБРАЦИИ ЗА СЧЕТ ИЗМЕНЕНИЯ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ

© 2022 г. Д. В. Шиманчук<sup>1\*</sup>, А. С. Шмыров<sup>1</sup>, В. А. Шмыров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 26.06.2022 г.

После доработки 26.06.2022 г.; принята к публикации 03.08.2022 г.

Рассматривается управляемое движение солнечного паруса, при этом управляющим параметром является отражательная способность. Исследуются уравнения управляемого орбитального движения солнечного паруса в окрестности коллинеарной точки либрации системы Солнце–Земля. Для описания управляемого орбитального движения солнечного паруса используется модель круговой ограниченной задачи трех тел системы Солнце–Земля. Построены законы изменения отражательной способности для обеспечения удержания солнечного аппарата в окрестности точки либрации при помощи сил светового давления, и дана оценка области управляемости. Законы управления, построенные для линеаризованной модели уравнений орбитального движения, переносятся на нелинейный случай. Предложенная методика построения управлений расширяет возможности при решении задач стабилизации движения в окрестности коллинеарной точки либрации, где сила светового давления может иметь существенную эффективность. Представлено численное моделирование управляемого движения.

*Ключевые слова:* ограниченная задача трех тел, солнечный парус, орбитальное движение, коллинеарная точка либрации, инвариантное многообразие, отражательная способность, управление, устойчивость.

DOI: 10.31857/S032001082208006X

## ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на свойство неустойчивости (Маркев, 1978), использование окрестности коллинеарной точки либрации ( $L_1$  или  $L_2$ ) системы Солнце–Земля уже давно имеет практическое значение в связи с проектами, реализуемыми NASA, ESA и др. При этом использование таких экзотических систем движителей, как солнечный парус, может оказаться весьма эффективным в силу фундаментальных особенностей движения в окрестностях этих точек.

Исследования управляемого движения космического аппарата (КА) с солнечным парусом в окрестности коллинеарной точки либрации ведутся со второй половины двадцатого века (Лукиянов, 1981), по вопросам стабилизации орбитального движения можно отметить работы (Буклесс, Маккиннес, 2008; Назиров и др., 2013), в работе (Новикова и др., 2005) представлен технический подход

по реализации возможности изменения отражательной способности солнечного паруса. Следует заметить, что в этих работах управление орбитальным движением реализуется как за счет ориентации солнечного паруса, так и изменения его отражательной способности. В работе (Шиманчук и др., 2020) представлены результаты по разработке системы автоматического удержания КА с солнечным парусом вблизи точки либрации. Результаты работы (Шиманчук и др., 2021) связаны с оценкой эффективного использования отражательной способности паруса в задаче удержания КА с солнечным парусом вблизи точки либрации, а также с вопросами определения качественных характеристик в задачах маневрирования при использовании окрестности коллинеарных точек либрации.

Не вдаваясь в технические детали, можно, однако, утверждать, что управление за счет изменения отражательной способности гораздо проще (с технической точки зрения), чем, например, изменение ориентации. Особенно, если речь идет об отражающей поверхности большой площади. Конечно, при

\* Электронный адрес: d.shimanchuk@spbu.ru

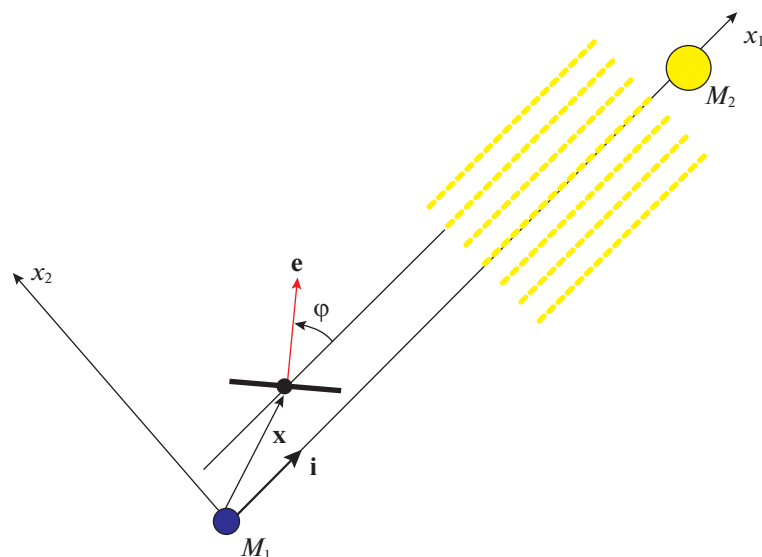


Рис. 1. Солнечный парус во вращающейся системе координат  $Ox_1x_2x_3$ .

таким способе управления несколько уменьшается эффективность солнечного паруса, которая и так невелика, поскольку силы светового давления обычно весьма малы по сравнению с гравитационными. Мы, однако, покажем, что по крайней мере в задаче стабилизации орбитального движения КА в окрестности  $L_1$  переход к управлению за счет изменения отражательной способности не слишком снижает эффективность солнечного паруса.

В настоящем исследовании представлены результаты построения законов управления отражательной способностью паруса с целью удержания КА вблизи точки либрации при фиксированной ориентации паруса относительно набегающего потока фотонов.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Под солнечным парусом будем понимать КА с установленной и развернутой отражающей поверхностью, которая, поглощая и отражая солнечный свет, сообщает КА управляющее ускорение. Предполагаем, что солнечный парус движется таким образом, что орт вектора нормали  $\mathbf{e}$  паруса все время параллелен плоскости эклиптики (рис. 1). В этом случае можно принять, что управляющее ускорение также будет лежать в плоскости, параллельной плоскости эклиптики. Уравнения управляемого движения КА с солнечным парусом во вращающейся системе координат при использовании приближения Хилла для солнечного потенциала

могут быть представлены в виде (Шиманчук и др., 2021)

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = x_2 + y_1, \\ \dot{x}_2 = -x_1 + y_2, \\ \dot{x}_3 = y_3, \\ \dot{y}_1 = -\frac{3x_1}{|\mathbf{x}|^3} + 2x_1 + y_2 - \\ - 2k\frac{pS}{m}\cos^3\varphi - (1-k)\frac{pS}{m}\cos\varphi, \\ \dot{y}_2 = -\frac{3x_2}{|\mathbf{x}|^3} - x_2 - y_1 - \\ - 2k\frac{pS}{m}\cos^2\varphi\sin\varphi, \\ \dot{y}_3 = -\frac{3x_3}{|\mathbf{x}|^3} - x_3, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$  — вектор координат КА,  $\mathbf{y} = (y_1, y_2, y_3)$  — вектор сопряженных импульсов, центр инерции Земли совпадает с началом системы координат, а ось  $Ox_1$  направлена вдоль оси, соединяющей центры масс Земли и Солнца;  $p$  — давление солнечного света;  $S$  — площадь паруса;  $m$  — масса КА с солнечным парусом;  $k$  — коэффициент отражательной способности паруса, удовлетворяющий ограничениям  $0 \leq k \leq 1$  (при  $k = 1$  имеем случай идеально отражающей поверхности паруса, при  $k = 0$  — случай абсолютно черной поверхности);  $\varphi$  — угол между осью  $Ox_1$  и вектором нормали паруса  $\mathbf{e}$ . Если  $\varphi = \pm\pi/2$ , то движение КА — неуправляемое, а саму систему (1) будем называть неуправляемой. В принятой модели единицы времени и расстояния выбраны таким образом, что единица расстояния приблизительно равна  $10^{-2}$  а.е., а единица времени — 58.0916 сут

(год, деленный на  $2\pi$ ). Точки либрации  $L_1$  и  $L_2$  во вращающейся системе неподвижны и имеют координаты  $\mathbf{x}^* = (1, 0, 0)$ ,  $\mathbf{y}^* = (0, 1, 0)$  и  $\mathbf{x}^{**} = (-1, 0, 0)$ ,  $\mathbf{y}^{**} = (0, -1, 0)$  соответственно.

Неуправляемая система (1) ( $\cos \varphi = 0$ ) — гамильтонова с Гамильтонианом

$$H = \frac{|\mathbf{y}|^2}{2} - \frac{3}{|\mathbf{x}|} - \frac{3x_1^2}{2} + \frac{|\mathbf{x}|^2}{2} + x_2y_1 - x_1y_2. \quad (2)$$

Гамильтониан (2) на траекториях движения неуправляемой системы (1) сохраняет свое значение, т.е. является интегралом для системы (1). Это свойство можно использовать для оценки точности численного интегрирования.

При постоянном значении угла  $\varphi$  и изменении отражательной способности уравнения (1) описывают управляемое движение КА с солнечным парусом, где  $k$  является управляющим параметром. Именно этот случай исследуется в данной работе: пусть солнечный парус движется согласно (1) с заданными характеристиками  $m$ ,  $S$  в окрестности коллинеарной точки либрации  $L_1$  или  $L_2$ , когда  $k \in [0, 1]$ ,  $\varphi$  — константа. Требуется определить закон изменения отражательной способности паруса с целью его удержания в окрестности точки либрации.

Исследуется вопрос возможностей солнечного паруса в задаче управляемого движения КА в окрестности коллинеарной точки либрации  $L_1$  или  $L_2$ . Предлагаются законы изменения величины отражательной способности, которые обеспечивают удержание солнечного паруса в окрестности точки либрации. Эти законы получены как решение задачи оптимального демпфирования специальной функции от фазовых переменных (координат и сопряженных импульсов) — “функции опасности” (Шиманчук и др., 2020, 2021). Смысл такого управления заключается в том, что фазовая траектория переводится на инвариантное многообразие неуправляемой системы, в малой окрестности которого КА может оставаться длительное время без управляющего воздействия. Такое управление существует не при всех начальных значениях, поэтому в работе дается оценка области управляемости.

## ПРИНЦИП ПОСТРОЕНИЯ ЗАКОНА УПРАВЛЕНИЯ

Система линеаризованных уравнений неуправляемой системы (1) в окрестности коллинеарной

точки либрации  $L_1$  имеет вид (Шмыров, 2005)

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = x_2 + y_1, \\ \dot{x}_2 = -x_1 + y_2, \\ \dot{x}_3 = y_3, \\ \dot{y}_1 = 8(x_1 - 1) + (y_2 - 1), \\ \dot{y}_2 = -4x_2 - y_1, \\ \dot{y}_3 = -4x_3, \end{cases} \quad (3)$$

а в окрестности  $L_2$ :

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = x_2 + y_1, \\ \dot{x}_2 = -x_1 + y_2, \\ \dot{x}_3 = y_3, \\ \dot{y}_1 = 8(x_1 + 1) + (y_2 + 1), \\ \dot{y}_2 = -4x_2 - y_1, \\ \dot{y}_3 = -4x_3. \end{cases} \quad (4)$$

Матрицы неуправляемых линеаризованных систем (3), (4) имеют одинаковый спектр (Шмыров, 2005):

$$\begin{aligned} \lambda_{1,2} &= \pm\sqrt{1 + 2\sqrt{7}} = \pm l, \\ \lambda_{3,4} &= \pm i\sqrt{2\sqrt{7} - 1} = \pm i\omega_e, \\ \lambda_{5,6} &= \pm 2i = \pm i\omega_n. \end{aligned}$$

Из положительности собственного значения  $\lambda_1 = \sqrt{1 + 2\sqrt{7}}$  следует неустойчивость координат точек либрации  $L_1$ ,  $L_2$ , т.е. координаты коллинеарных точек либрации — неустойчивые положения равновесия типа седло, центр, центр.

Важной характеристикой поведения решения как систем (3), (4), так и самой нелинейной системы (1) в окрестности коллинеарной точки либрации  $L_1$  или  $L_2$ , является линейная форма фазовых переменных — функция опасности (Шиманчук и др., 2020, 2021):

$$d_1 = \mathbf{a}_1 \mathbf{z},$$

$$\text{где } \mathbf{a}_1 = \frac{1}{\sqrt{[(l^2 + 3)/l]^2 + 4}} \left( l^2 + 5; \frac{l^2 - 3}{l}; 0; \frac{l^2 + 3}{l}; \right.$$

$2; 0$ ) — собственный вектор-строка матрицы неуправляемой линейной системы, соответствующий собственному значению  $l$ ,  $\mathbf{z} = (x_1 \mp 1, x_2, x_3, y_1, y_2 \mp 1, y_3)$  — вектор столбец, где верхний знак (нижний знак) соответствует окрестности коллинеарной точки либрации  $L_1$  ( $L_2$ ). Вектор  $\mathbf{a}_1$  определяется с точностью до множителя, для определенности положили, что его первая, четвертая и пятая компоненты удовлетворяют условиям:

$$a_{11} > 0, \quad a_{14}^2 + a_{15}^2 = 1. \quad (5)$$

На траекториях неуправляемой линеаризованной системы (3) и (4) поведение функции опасности как функции времени описывается экспонентой:

$$d_1(t) = ce^{lt},$$

где  $c$  — действительное число, определяемое начальными данными.

У линейных неуправляемых систем уравнений (3) и (4) имеется инвариантное 5-мерное многообразие (гиперплоскость), заполненное ограниченными траекториями, асимптотически приближающимися к двухчастотным колебаниям с частотами  $\omega_e$  и  $\omega_n$ . Это многообразие определяется уравнением

$$d_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = 0.$$

В общем случае, учитывая (5), для неуправляемой нелинейной системы (1) знак функции опасности определяет направление ухода КА из окрестности коллинеарной точки либрации: движению к Солнцу из окрестности  $L_1$  соответствует траектория с  $d_1 > 0$ , а движению к Земле — траектория с  $d_1 < 0$ ; движению к Земле из окрестности  $L_2$  соответствует траектория с  $d_1 > 0$ , а движению от направления к Земле — траектория с  $d_1 < 0$ . Этот результат получен из численных экспериментов. Для управляемой линеаризованной системы уравнений движения (3) или (4) поведение функции опасности  $d_1$  на траекториях описывается уравнением (Шиманчук и др., 2021)

$$\dot{d}_1 = ld_1 - 2\frac{pS}{m}f(k, \varphi), \quad (6)$$

где  $f(k, \varphi) = \cos \varphi [k \cos \varphi \sin(\varphi + \varphi_0) + (1 - k) \times (a_{14}/2)]$ ,  $\varphi_0 = \arctg[(l^2 + 3)/2l] \approx 1.076$  рад.

Уравнение (6) позволяет строить управления по методу оптимального демпфирования функции опасности. Эти управления могут использоваться как для стабилизации (Шиманчук и др., 2020), так и для маневрирования (Шиманчук и др., 2021).

## ПОСТРОЕНИЕ ЗАКОНА УПРАВЛЕНИЯ

При решении задачи удержания (стабилизации) важно, чтобы в конечном счете значение функции опасности не слишком отличалось от нуля. Поэтому управляющий параметр  $k$  выбираем так, чтобы правая часть (6) была положительной, если  $d_1 < 0$ , и отрицательной, если  $d_1 > 0$ . Однако сделать это не всегда возможно. Мы опишем области фазового пространства, в которых этот выбор возможен. Эти области приближенно описывают области управляемости при решении задачи удержания и дают представление о возможностях солнечного паруса.

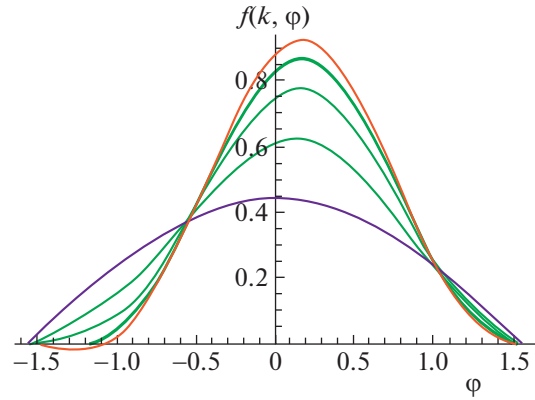


Рис. 2. Графики функции  $f(k, \varphi)$ :  $k = 1$  (красная кривая),  $k = 0.9, 0.88, 0.7, 0.4$  (зеленые кривые),  $k = 0$  (синяя кривая).

Прежде всего отыщем максимум и минимум функции  $f(k, \varphi)$  по  $k$  при некоторых фиксированных значениях  $\varphi$  (см. табл. 1). Из табл. 1 видно, что минимум и максимум значения функции  $f(k, \varphi)$  достигаются при предельных допустимых значениях коэффициента  $k$ .

Из рис. 2 видно, что эффективность управления в области  $d_1 < 0$  уменьшается при уменьшении коэффициента  $k$ , т.е. сама возможность управления в области  $d_1 < 0$  обеспечивается достаточно высокой отражающей способностью паруса, поскольку при  $k \leq k_{cr} \approx 0.88$  функция  $f(k, \varphi) \geq 0$  для любого  $\varphi \in [-\pi/2, \pi/2]$ . Здесь также можно заметить, что имеются такие значения угла  $\varphi$ :  $-0.537866$  и  $1.03293$ , для которых  $f(k, \varphi)$  равняется соответственно  $0.377847$  и  $0.225398$  при любом значении  $k \in [0, 1]$ , что характеризует ограниченность использования в задачах удержания только отражательной способности солнечного паруса при этих или близким к ним значениям угла ориентации.

Пусть рассматривается случай движения паруса в окрестности точки либрации  $L_1$  или  $L_2$ , тогда для удержания паруса в области  $d_1 < 0$  из равенства (6) и условия оптимального демпфирования функции опасности необходимо, чтобы максимальное значение скорости изменения функции опасности было положительным, т.е.

$$ld_1 - 2\frac{pS}{m}f(k, \varphi) > 0, \quad (7)$$

где  $\varphi \in (-\pi/2, \varphi_0^*)$ ,  $\varphi_0^*$  — значение угла  $\varphi$  из интервала  $(-\pi/2, \pi/2)$ :  $f(k, \varphi_0^*) = 0$ . Это условие может быть обеспечено, если отражательная способность паруса может принимать значения  $k > k_{cr}$ , иначе управление с целью удержания в области  $d_1 < 0$  не представляется возможным.

Аналогично для удержания солнечного паруса в области  $d_1 > 0$  — скорость изменения функции

**Таблица 1.** Значения параметра отражательной способности  $k$ , которые обеспечивают экстремум функции  $f(k, \varphi)$  ( $\hat{k}$  — максимум,  $\check{k}$  — минимум), при фиксированных значениях угла  $\varphi$

$N$	$\varphi$	$\hat{k}$	$\check{k}$
1	-1.24375	0	1
2	-0.537866	—	—
3	0	1	0
4	0.168016	1	0
5	1.03293	—	—

опасности должна быть отрицательной, т.е.

$$ld_1 - 2\frac{pS}{m}f(k, \varphi) < 0, \tag{8}$$

где  $\varphi \in (\varphi_0^*, \pi/2)$ .

В строках 1 и 4 табл. 1 значения угла  $\varphi$  соответствуют условию оптимального демпфирования функции опасности для случая паруса с идеальной отражательной способностью  $k = 1$ . Если условия (7), (8) не выполняются для произвольного  $k \in [0, 1]$  при любом фиксированном  $\varphi$ , что во многом обусловлено начальными данными и характеристикой солнечного паруса — парусностью  $S/m$ , то солнечный парус будет просто уходить из окрестности коллинеарной точки либрации  $L_1$  к Земле или к Солнцу, для окрестности  $L_2$  — от Земли или к Земле.

Из условий (7) и (8) можно получить оценку снизу и сверху для значения функции опасности, а следовательно, и оценку области управляемости для задачи стабилизации орбитального движения в окрестности коллинеарной точки либрации  $L_1$  или  $L_2$ :

$$d_1^{\min} \leq d_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \leq d_1^{\max},$$

где, как видно из графиков рис. 2, при  $\varphi \in (-\pi/2, -0.537866) \cup (1.03293, \pi/2)$

$$d_1^{\min} = \frac{2pS}{ml}f(1, \varphi), \quad d_1^{\max} = \frac{2pS}{ml}f(0, \varphi),$$

а при  $\varphi \in (-0.537866, 1.03293)$

$$d_1^{\min} = \frac{2pS}{ml}f(0, \varphi), \quad d_1^{\max} = \frac{2pS}{ml}f(1, \varphi).$$

Определим параметр  $k$  как функцию от  $d_1$ . Для этого зададим некоторые действительные числа  $\delta$  и  $\kappa$ :

$$d_1^{\min} < \delta < d_1^{\max}, \quad \kappa > 0,$$

и определим вспомогательную функцию  $\sigma(d_1)$  на основании логической функции сигмоида:

$$\sigma(d_1) = \frac{1}{1 + e^{-\kappa(d_1 - \delta)}}. \tag{9}$$

Режим изменения отражательной способности паруса в зависимости от функции опасности, учитывая (9), при  $\varphi \in (-\pi/2, -0.537866) \cup (1.03293, \pi/2)$  запишем в виде

$$k(d_1) = 1 - \sigma(d_1), \tag{10}$$

а при  $\varphi \in (-0.537866, 1.03293)$  — в виде

$$k(d_1) = \sigma(d_1). \tag{11}$$

В работе (Малявкин и др., 2017) дано аналитическое представление собственной функции дифференциального оператора, определяемого скобкой Пуассона. Линейная часть этой собственной функции была названа функцией опасности и часто использовалась для построения управляющего воздействия по принципу оптимального демпфирования. В настоящей работе мы также используем квадратичные члены аналитического представления собственной функции. Тогда можно сказать, что функция опасности, учитывая величины второго порядка малости, имеет вид

$$\begin{aligned} d_{12} = & d_1 - 0.00511586(x_1 - 1)^2 + \tag{12} \\ & + 0.84045(x_1 - 1)x_2 + 0.206027(x_1 - 1)y_1 + \\ & + 0.462986(x_1 - 1)(y_2 - 1) + 1.06677x_2^2 + \\ & + 0.16289x_2y_1 + 0.522383x_2(y_2 - 1) + \\ & + 1.01211x_3^2 + 0.355268x_3y_3 - \\ & - 0.0205513y_1^2 - 0.0203475y_1(y_2 - 1) + \\ & + 0.167852(y_2 - 1)^2 + 0.141638y_3^2. \end{aligned}$$

Собственная функция дифференциального оператора обращается в нуль на инвариантном 5-мерном многообразии (в линейном случае таким многообразием являлась 5-мерная гиперплоскость, определяемая функцией опасности). Мы управляем изменением отражательной способности так, чтобы траектория оказалась возможно ближе к этому инвариантному многообразию.

Далее, для фиксированной ориентации паруса при  $\varphi = 0$  и  $\varphi = 0.168016$  приведем численные примеры управляемого движения.

### ПРИМЕР УПРАВЛЯЕМОГО ДВИЖЕНИЯ

Проведем компьютерное моделирование движения солнечного паруса в окрестности коллинеарной точки либрации  $L_1$ . Для моделирования движения используем параметры солнечного паруса  $m = 300$  кг,  $S = 225$  м<sup>2</sup>. Выбор начальных данных



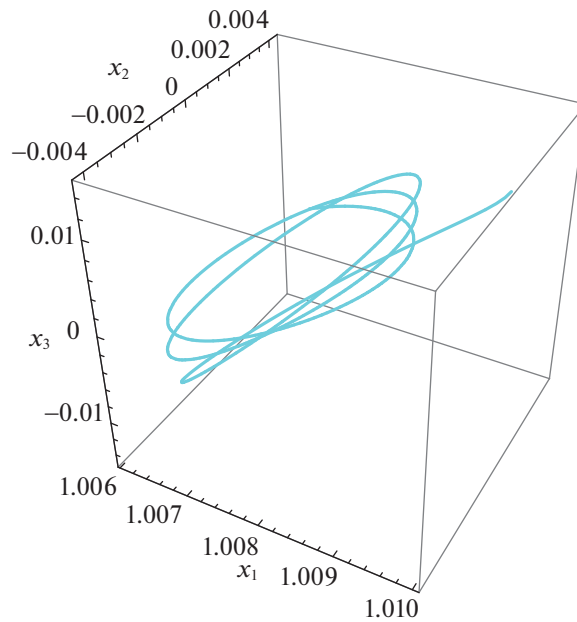


Рис. 3. Траектория управляемого движения КА с солнечным парусом на промежутке 1.5 года при  $\varphi = 0$ .

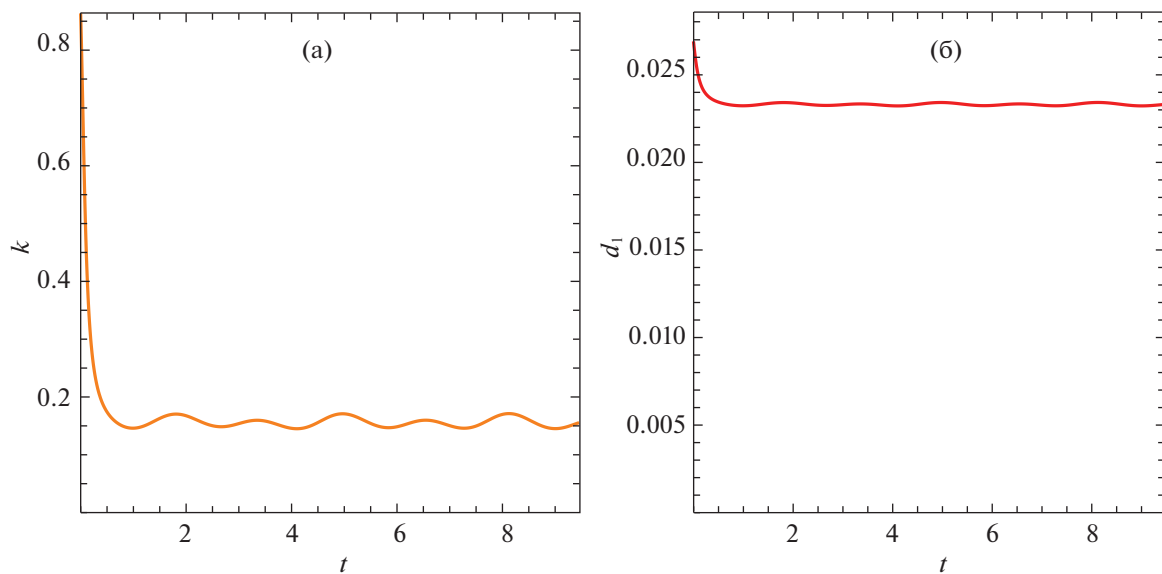


Рис. 4. График значения параметра отражательной способности паруса (а) и график значения функции опасности на траектории движения паруса (б) при  $\varphi = 0$ .

для обработки управляющего воздействия с точностью до линейного приближения при  $\varphi = 0$  будет обуславливаться областью управляемости, определяемой неравенством  $0.01089 < \delta < 0.04035$ .

На рис. 3 и 4 приведены результаты численного моделирования управляемого движения солнечного паруса с начальными данными  $x_{10} = 1.01$ ,  $x_{20} = 0$ ,  $x_{30} = 0.015$ ,  $y_{10} = 0$ ,  $y_{20} = 1$ ,  $y_{30} = 0$  на промежутке времени 1.5 года, при этом  $\delta = 0.025$  и  $\kappa = 10^3$ . Заметим, что в начальный момент КА удален от  $L_1$  по оси  $x_1$  на  $1.5 \times 10^4$  км и нахо-

дится над плоскостью эклиптики на расстоянии  $2.25 \times 10^4$  км. На рис. 3 представлена траектория управляемого движения солнечного паруса. На рис. 4 представлены графики значений параметра  $k$  и функции опасности при управляемом движении паруса.

Из рис. 3 видно, что траектория управляемого движения состоит из двух этапов. Первый этап — переходный, который характеризуется временем порядка 1.2 мес. На этом этапе значение параметра  $k$  меняется от 0.860837 до 0.158. Вторым

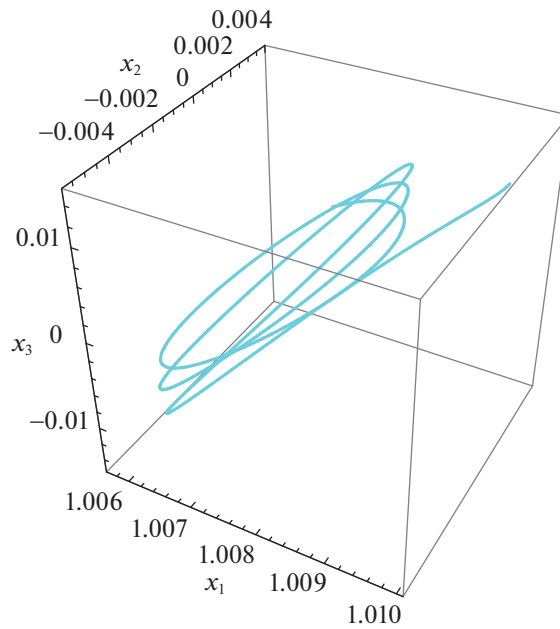


Рис. 5. Траектория управляемого движения КА с солнечным парусом на промежутке 1.5 года при  $\varphi = 0.168016$ .

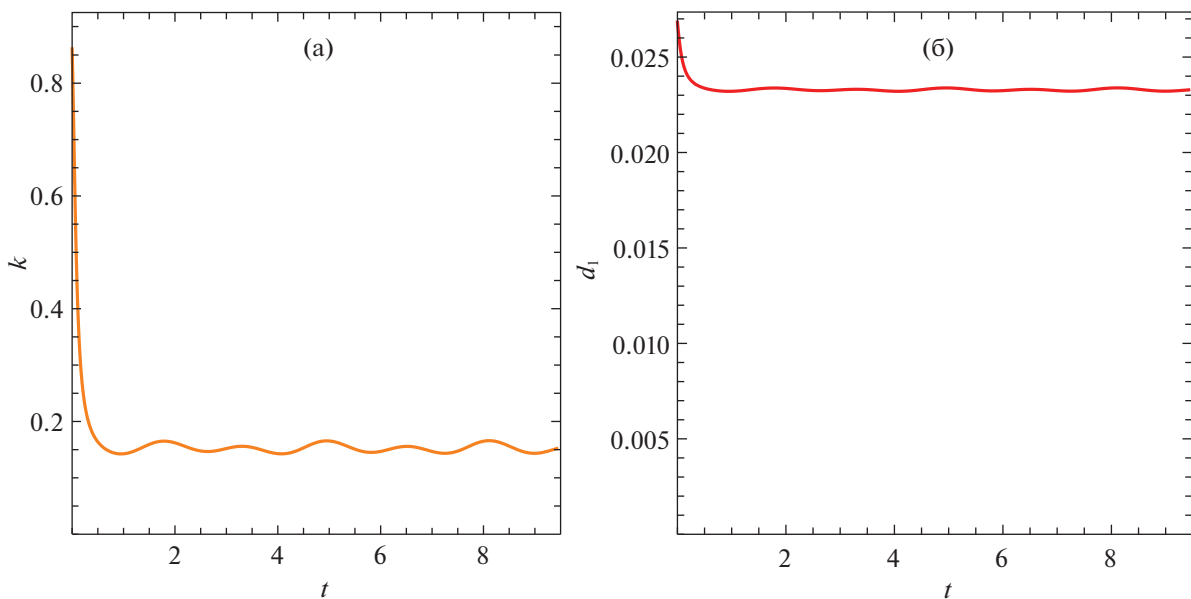


Рис. 6. График значения параметра отражательной способности паруса (а) и график значения функции опасности на траектории движения паруса (б) при  $\varphi = 0.168016$ .

этап — установившееся движение, которому отвечает дальнейшее время движения. На этом этапе значение параметра  $k$  колеблется около значения 0.158, амплитуда колебаний порядка 0.012.

Результаты численного моделирования управляемого движения солнечного паруса с аналогичными начальными данными и параметрами управления при  $\varphi = 0.168016$  на промежутке времени 1.5 года приведены на рис. 5 и 6. Область управляемости определяется неравенствами

$0.01074 < \delta < 0.04221$ . На рис. 5 представлена траектория управляемого движения солнечного паруса. На рис. 6 представлены графики значений параметра  $k$  и функции опасности при управляемом движении паруса.

Аналогично рис. 3, движение на рис. 5 можно охарактеризовать двумя этапами. Переходному этапу на промежутке времени порядка 1.2 мес отвечает изменение значения параметра от 0.860837 до 0.154. На установившемся этапе, которому отвеча-

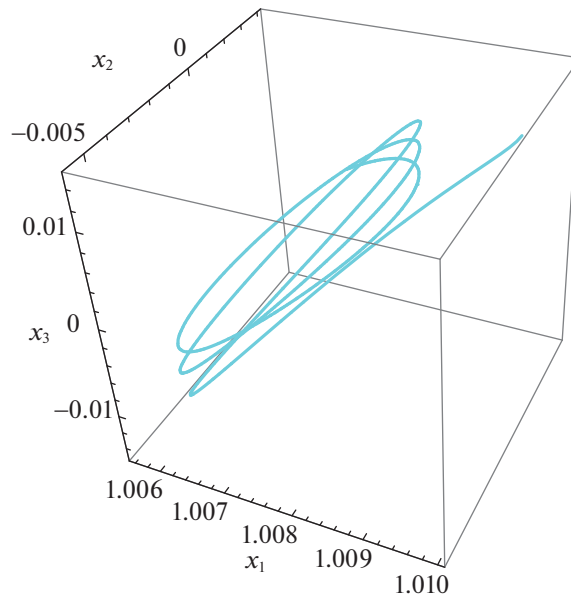


Рис. 7. Траектория управляемого движения КА с солнечным парусом на промежутке 1.5 года при  $\varphi = 0.168016$ .

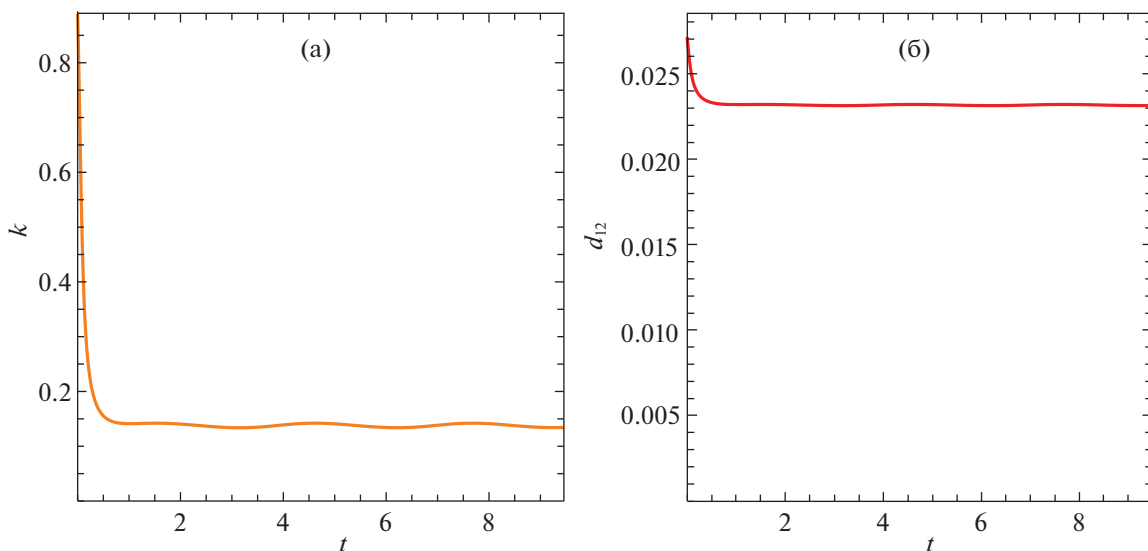


Рис. 8. График значения параметра отражательной способности паруса (а) и график значения функции опасности на траектории движения паруса (б) при  $\varphi = 0.168016$ .

ет дальнейшее время движения, значение параметра  $k$  колеблется около 0.154, амплитуда колебаний около 0.012. Заметим, что наличие этих колебаний связано с нелинейностью модели движения. Так, если в законе изменения отражательной способности паруса использовать вместо функции опасности функцию  $d_{12}$  (12), то в примере управляемого движения при  $\varphi = 0.168016$  получим результаты численного моделирования, которые представлены на рис. 7, 8. Здесь переходному этапу также соответствует промежуток времени около 1.2 мес, где происходит изменение значения параметра от 0.885894 до 0.138. На установившемся этапе зна-

чение параметра  $k$  колеблется около 0.138, амплитуда колебаний порядка 0.004, т.е. использование квадратичного приближения для собственной функции существенно уменьшает амплитуду колебаний.

Таким образом, из результатов компьютерного моделирования управляемого движения солнечного паруса в точке либрации  $L_1$  следует, что с помощью солнечного паруса можно обеспечить удержание КА в окрестности коллинеарной точки либрации  $L_1$  при условиях (7), (8). По результатам численного моделирования также видно, что время переходного процесса зависит от параметра  $\kappa$ , а

установившемуся процессу будут отвечать колебания параметра отражательной способности паруса относительно некоторого значения, которое зависит от параметра управления  $\delta$ . Заметим также, что характеристика области управляемости (величина отрезка возможных значений параметра  $\delta$ ) при  $\varphi = 0$  на 6.4% меньше области управляемости при  $\varphi = 0.168016$ , что для рассматриваемого случая использования отражательной способности паруса является весьма несущественным отличием, чего нельзя сказать о методе, в котором управляющий параметр — ориентация паруса (Шиманчук, 2017). Наконец, использование аналитического представления собственной функции позволяет уменьшить амплитуду колебаний величины отражательной способности паруса в установившемся режиме движения.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный подход позволяет получить управление в форме обратных связей (10) или (11), которое решает задачу удержания КА вблизи коллинеарной точки либрации за счет изменения отражательной способности солнечного паруса. Данный подход является альтернативным и менее жестким по сравнению с подходами, изложенными в работах по удержанию солнечного аппарата вблизи точки либрации через изменение ориентации. При этом показано, что принцип построения управления, изложенный в (Малявкин и др., 2017), может быть реализован и в данном случае. Важно отметить, что в численных примерах были рассмотрены случаи величин парусности ( $S/m$ ), которые соответствуют парусу из реализованного проекта IKAROS (2014) и на порядок меньше парусности аппарата стандарта CubeSat из реализованного проекта LightSail-2 (2019). Построенные законы управления показали свою эффективность при использовании более общей модели орбитального движения — управляемой модели круговой ограниченной задачи трех тел.

Представленное исследование связано с вопросом удержания КА вблизи коллинеарной точки либрации, однако, оно имеет приложение к решению задачи стабилизации орбитального движения

КА с солнечным парусом относительно некоторой номинальной орбиты в окрестности коллинеарной точки либрации. Такая задача возникает, например, в проектах SRG (ROSCOSMOS, DLR) или JWST (NASA, ESA, CSA). Ввиду наличия номинальной орбиты движения КА решение данного вопроса требует разработки новых алгоритмов управления на базе математического аппарата представленного в данной статье. Эффективность этих алгоритмов следует проверять с помощью численного моделирования в каждом конкретном случае.

Исследование выполнено в рамках проекта Санкт-Петербургского государственного университета ID 93024916.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буклесс, Макиннес (J. Bookless and C. McInnes), *Acta Astronautica* **62**, 159 (2008).
2. Лукьянов С.С., *Космич. исслед.* **19**, 518 (1981).
3. Малявкин Г.П., Шмыров А.С., Шмыров В.А., *Вестн. СПбГУ. Сер. 10: Прикладная математика, информатика, процессы управления* **13**, 102 (2017).
4. Маркеев А.П., *Точки либрации в небесной механике и космодинамике* (М.: Наука, 1978).
5. Назиров Р.Р., Эйсмонт Н.А., Чумаченко Е.Н., Данхэм Д.У., Логашина И.В., Федоренко А.Н., *Вестн. машиностроения*, 2013. 50 с.
6. Новиков и др. (D.I. Novikov, R.R. Nazirov, and N.A. Eismont), *Selected Proceed. of the 5th Inter. Symp. Inter. Acad. Astronautics*, Berlin, April 4–8 2005, 2005. p. 1–5.
7. Шиманчук Д.В., Шмыров А.С., Шмыров В.А., *Письма в астрон. журн.* **46**, 193 (2020) [D.V. Shymanchuk, A.S. Shmyrov, V.A. Shmyrov, *Astron Lett.* **46**, 185 (2020)].
8. Шиманчук Д.В., Шмыров А.С., Шмыров В.А., *Письма в астрон. журн.* **47**, 733 (2021) [D.V. Shymanchuk, A.S. Shmyrov, V.A. Shmyrov, *Astron. Lett.* **47**, 710 (2021)].
9. Шиманчук Д.В., *Вестн. СПбГУ. Сер. 10: Прикладная математика, информатика, процессы управления* **13**, 147 (2017).
10. Шмыров В.А., *Вестн. СПбГУ. Сер. 10. Прикладная математика. Информатика. Процессы управления* **2**, 193 (2005).