

ISSN 2658-5669

НАУЧНЫЕ ТРУДЫ ИНСТИТУТА АСТРОНОМИИ РАН

INASAN
SCIENCE
REPORTS

ТОМ
5
ВЫПУСК 5



МОСКВА
2020

В ЖУРНАЛЕ «НАУЧНЫЕ ТРУДЫ ИНСТИТУТА АСТРОНОМИИ РАН» ПУБЛИКУЮТСЯ СТАТЬИ ПО РАЗЛИЧНЫМ АСПЕКТАМ АСТРОНОМИИ, В ТОМ ЧИСЛЕ ПО ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ АСТРОФИЗИКЕ, ПЛАНЕТНОЙ АСТРОНОМИИ, ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ, ФИЗИКЕ СОЛНЦА, НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКЕ, АСТРОНОМИЧЕСКИМ МЕТОДАМ И ПРИБОРАМ, КОСМИЧЕСКИМ ИССЛЕДОВАНИЯМ И ИССЛЕДОВАНИЯМ В ОБЛАСТИ КОСМИЧЕСКОЙ ГЕОДЕЗИИ.



УДК 52
ББК 22.6
НЗ4

НЗ4 **Научные труды Института астрономии РАН. Том 5(5).** –
М.: Изд-во Янус-К, 2020, 92 с., илл.

ISSN 2658-5669

Редколлегия

Сачков М.Е. (главный редактор), Вибе Д.З. (зам. главного редактора), Бисикало Д.В.,
Барабанов С.И., Кузнецов Э.Д., Малков О.Ю., Машонкина Л.И., Фатеева А.М.,
Шематович В.И., Шустов Б.М.

Секретарь редколлегии Вибе Е.Д.

«Научные труды Института астрономии РАН» – рецензируемый журнал, публикующий статьи по различным аспектам астрономии, в том числе по теоретической и наблюдательной астрофизике, планетной астрономии, звездной астрономии, физике Солнца, небесной механике, астрономическим методам и приборам, космическим исследованиям и исследованиям в области космической геодезии.

© ИНАСАН, 2020
© Коллектив авторов, 2020

INASAN Science Reports. Vol 5(5). М.: Janus-K, 2020, 92 pp.

ISSN 2658-5669

Editorial Board

M.E. Sachkov (Editor-in-Chief), D.S. Wiebe (Deputy Editor-in-Chief),
D.V. Bisikalo, S.I. Barabanov, E.D. Kuznetsov, O.Yu. Malkov, L.I. Mashonkina,
A.M. Fateeva, V.I. Shematovich, B.M. Shustov

Staff Editor E.D. Wiebe

INASAN Science Reports is a peer-reviewed journal that publishes papers in various fields of astronomy, including theoretical and observational astrophysics, planetary astronomy, galactic astronomy, solar physics, celestial mechanics, astronomical methods and tools, space research and studies related to space geodesy.

© INASAN, 2020
© Author team, 2020

Научное издание

**Научные труды
Института астрономии РАН.
Том 5 (5)**

Сдано в набор 20.11.2020. Подписано в печать 25.11.2020
Формат 60х90/8. Бумага офсетная
Уч.-изд. п.л. 11,5. Физ. п.л. 11,5. Тираж 100. Заказ №8462

Издательство «Янус-К»
127411, Москва, Учинская ул., д. 1

Отпечатано в ООО «ИНФОРМ-СОФТ»
119034, Москва, Еропкинский пер., д. 16



О динамической шкале населения астероидов, сближающихся с Землей

Золотарёв Р.В.¹, Шустов Б.М.², Корчагин В.И.¹

¹Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

²Институт астрономии РАН, Москва, Россия

С помощью численной модели эволюции населения астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ) показано, что характерное время пополнения (истощения) текущего населения АСЗ составляет ~ 5 млн. лет. Это время согласуется с результатами других авторов.

Ключевые слова: небесная механика, численное моделирование, астероиды, АСЗ, динамическая эволюция астероидов

On the dynamic scale of the population of near-Earth asteroids

Zolotarev R.V.¹, Shustov B.M.², Korchagin V.I.¹

¹Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russia

²Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Using a numerical model of the evolution of the population of near-Earth asteroids (NEA), we demonstrated that the characteristic time of replenishment (depletion) of the current NEA population is ~ 5 million years. This time is in order of magnitude consistent with the results of other authors.

Keywords: celestial mechanics, numerical simulation, asteroids, NEA, asteroids' dynamical evolution

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.001

1. Введение

Среди малых тел Солнечной системы выделяют большой класс объектов, сближающихся с Землей. Согласно общепринятому определению под объектами, сближающимися с Землей (ОСЗ), или в англоязычной литературе NEO (Near Earth Objects) понимают астероиды (астероиды, сближающиеся с Землей, АСЗ, или в англоязычной литературе NEA) и кометы (NEC) с орбитами, для которых перигелийное расстояние $q < 1.3$ а.е. Из их числа выделяют потенциально опасные объекты (ПОО, в англоязычной литературе PHO — potentially hazardous objects, в том числе PHA — potentially hazardous asteroids), под которыми понимают тела, чьи орбиты сближаются с орбитой Земли до минимального расстояния (MOID), не превышающего 0.05 а.е., т.е. 7.5 млн. км. Основанием для того, чтобы считать такие тела опасными, является то обстоятельство, что в таких пределах можно ожидать изменения расстояний между орбитами малого тела и Земли в обозримом будущем (100–200 лет) под влиянием планетных возмущений, а также то, что 0.05 а.е. — характерный масштаб области неопределенности орбиты малого тела небольшой массы (при прогнозировании примерно на сто лет вперед) вследствие неточного знания параметров движения тела в настоящую эпоху. К этому (динамическому) определению ПОО в мировой литературе добавляют требование, чтобы абсолютная астероидная звездная величина тела не превосходила 22.0 (см. например, <http://neo.jpl.nasa.gov/neo/groups.html>). Для некоторой средней для астероидов величины альбедо 0.15 размер сферического тела, имеющего $H = 22$, оценивается примерно в 140 м. Но в последние годы, особенно под влиянием эффектного явления — падения в районе Челябинска 17-метрового метеороида 15 февраля 2013 г., эти размеры существенно понижены вплоть до дециметровых размеров [1]. Среди ОСЗ подавляющее большинство составляют именно АСЗ. По данным международного Центра малых планет¹ на 1 августа 2020 г. число обнаруженных ОСЗ составило 23309, среди них астероидов — 23199 и комет — 110. Для полноты изложения укажем также количество потенциально опасных астероидов — 2103. Конечно, это лишь малая доля АСЗ, существующих в данный момент в Солнечной системе.

Интерес к объектам данного типа возрастает с каждым годом. Это происходит не только потому, что характеристики населения АСЗ — важный штрих в научной картине состояния и эволюции Солнечной системы, но и по двум причинам практического плана:

1. Достаточно массивные АСЗ (особенно потенциально опасные астероиды) представляют собой определенную угрозу для человечества;
2. АСЗ сейчас рассматриваются как один из источников ценных космических ресурсов (чаще всего — источников ценного сырья).

¹<https://minorplanetcenter.net/mpc/summary>

По современным представлениям главный источник АСЗ — это Главный пояс астероидов (ГПА), представляющий до 94% АСЗ, а источником остальных АСЗ является пояс Койпера [2].

Согласно установившейся (в целом) картине эволюции Солнечной системы (см., например, [3, 4]), бомбардировка Земли астероидами — не эпизодическое явление. Земля существует более 4.5 млрд. лет. Она сформировалась довольно быстро (примерно за 100 млн. лет) и с самого начала испытывала постоянные столкновения с телами меньшего размера (планетезималями). Эти столкновения привели к росту массы протопланет — сгустков вещества в протосолнечной системе и появлению в результате роста одного из сгустков нашей планеты. Бомбардировка продолжается до сих пор, но ее темп меняется со временем.

Интенсивность столкновений в более близкие эпохи существенно понизилась, но все-таки не стала пренебрежимо малой. Это можно проследить, анализируя изменение со временем темпа ударного кратерообразования на Луне, поверхность которой служит естественным «журналом» с записями столкновений за большой интервал времени (миллиарды лет). Отсутствие атмосферы, воды, тектонической активности способствует сохранности записей в этом «журнале». Для Луны согласно работе [5] история бомбардировки описывается формулой

$$\phi(> 1\text{ км}) = 3.77 \cdot 10^{-13} \times \exp(6.93t) + 8.38 \cdot 10^{-4}, \quad (1)$$

где ϕ — число кратеров размером более 1 км, образовавшихся на поверхности Луны за 1 год. Время t задается в миллиардах лет от нашей эпохи в прошлое. Важный вывод — последние 2 млрд. лет темп бомбардировки Луны, а значит и Земли телами, представляющими опасность (за образование ударных кратеров размером более 1 км ответственны тела размером более 50 м) менялся мало. Для Земли темп нужно умножить на фактор 13.3, т.е. на отношение площадей максимальных сечений Земли и Луны. Второй вывод — тела размером 50 м сталкиваются с Землей в среднем один раз в несколько сотен лет.

Период постоянного темпа потери астероидов из ГПА может быть даже больше 2 млрд лет. В [6] приводятся аргументы в пользу того, что почти постоянный и не пренебрежимо малый поток астероидов покидал ГПА в течение последних 3.7–3.8 млрд. лет.

Важной динамической характеристикой АСЗ является шкала существования текущего населения АСЗ. Уже первые оценки [7, 8] показали, что эта шкала относительно коротка и составляет несколько млн. лет. Вытянутые орбиты АСЗ подвержены сильным возмущениям от планет и на этой шкале времени они либо выбрасываются из Солнечной системы, либо падают на Солнце и планеты.

Из того факта, что время жизни текущего населения АСЗ на три порядка величины короче продолжительности периода бомбардировки с примерно постоянным темпом, следует простой вывод — население АСЗ постоянно (и довольно равномерно во времени) пополняется, причем интенсивности истощения текущего населения АСЗ и его пополнения находятся в динамическом равновесии, характеризуемым общим количеством АСЗ и некоторой временной шкалой пополнения (истощения) t_{NEA} . Для определенности под t_{NEA} мы будем понимать время, за которое текущее население АСЗ уменьшается в 2 раза (здесь пополнение не учитывается).

Точное определение этой шкалы важно и для оценки темпа бомбардировки, и для выбора модели пополнения. Если общее число в текущем населении АСЗ — задача наблюдательная, то точное определение значения — задача моделирования. В предыдущих работах [7, 8] модельные оценки t_{NEA} довольно расплывчаты (указывается, что это время составляет несколько млн. лет). И даже в более поздней, но уже классической работе [9] оценки столь же неконкретны (указано, что t_{NEA} составляет менее 10 млн. лет). Поскольку в последующем мы планируем рассмотреть источники АСЗ, то значение t_{NEA} необходимо знать точнее.

В данной работе с помощью численной модели эволюции населения астероидов, сближающихся с Землей, мы уточнили значение t_{NEA} . В разделе 2 описан метод моделирования и начальные условия. В разделе 3 представлены результаты. В разделе 4 собраны основные выводы.

2. Начальные данные и метод расчета

Основная идея расчетов проста — нужно задать начальное распределение АСЗ, «выключить» источники АСЗ и проследить дальнейшую динамическую эволюцию этого населения малых тел Солнечной системы.

Итак, нужно задать начальные распределения элементов орбит АСЗ, прежде всего, больших полуосей, эксцентриситетов и наклонов орбит. Все эти характеристики наиболее важны для рассмотрения динамической эволюции ансамбля АСЗ. Массы АСЗ в динамической модели можно не учитывать, поскольку массы АСЗ намного меньше масс основных гравитирующих центров в Солнечной системе, включая массивные астероиды ГПА.

Конечно, было бы идеальным иметь полные исходные данные из наблюдений. К сожалению, полнота данных об астероидах, сближающихся с Землей, может считаться удовлетворительной только для астероидов размером более 1 км. Для астероидов меньших размеров неполнота быстро увеличивается с уменьшением массы. Так по данным правительства США (см., например, документ 2018 г. «National near-earth object

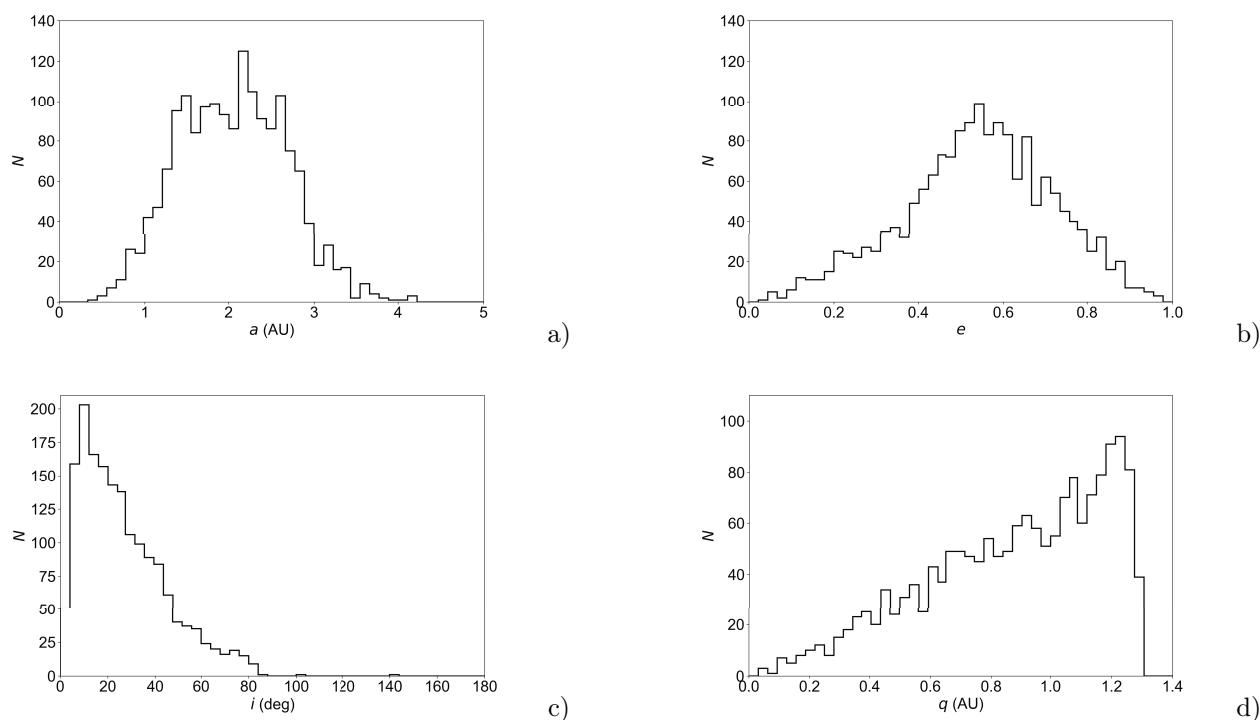


Рис. 1: Начальные условия для модели: распределение АСЗ а) по большим полуосям, б) по эксцентриситетам, с) по наклонениям, д) по перигелийному расстоянию.

preparedness strategy and action plan»²⁾ для астероидов размером 300 м неполнота составляет примерно 85%, для астероидов размером 50 м (Тунгусское тело) неполнота составляет уже примерно 99%, а для астероидов декаметрового размера (например, таких как Челябинское тело) неполнота весьма близка к 100%. Таких декаметровых АСЗ может существовать порядка 10 млн. Понятно, что такой огромный объем данных (имейся он у исследователей) все равно было бы невозможно включить в динамический код. Поэтому на практике для моделирования динамической эволюции ансамбля АСЗ обычно задают некоторое достаточно представительное количество АСЗ (включая как известные, так и клонированные объекты), распределения элементов орбит которых максимально близки к наблюдаемым. Для использования в модели мы взяли указанные распределения АСЗ в том виде, как они приведены в программном комплексе НЕОРОП Европейского космического агентства (ЕКА)³⁾. В ходе мероприятий, связанных с программой ЕКА по космической ситуационной осведомленности (SSA), возникла необходимость в программном средстве моделирования систем наблюдения и была разработана находящаяся в открытом доступе Программа наблюдения населения околоземных объектов (Near-Earth Object Population Observation Program, НЕОРОП), позволяющая пользователям:

- генерировать популяцию ОСЗ на основе недавно разработанной модели Granvik et al. [10];
- имитировать наблюдения популяций ОСЗ с использованием недавно разработанной модели производительности оптического датчика фирмы Gelhaus;
- анализировать популяции ОСЗ.

НЕОРОП реализован в виде консольной программы и может удобно управляться с помощью графического пользовательского интерфейса (GUI), который поставляется вместе с инструментом.

С помощью данной программы была сгенерирована синтетическая популяция АСЗ, основанная на модели Granvik et al. (2018) [10] с числом частиц в начальный момент $N_0 = 1674$. Количество объектов определялось с одной стороны необходимостью достаточно представительной выборки, а с другой — техническими (вычислительными) ограничениями. На рис. 1 и рис. 2 (слева) представлены параметры данной популяции.

Главные затраты в подобных численных моделях уходят на адекватное вычисление гравитационного поля, меняющегося с изменением положения гравитирующих тел. Чтобы избежать нерациональных затрат

²⁾<https://www.whitehouse.gov/wp-content/uploads/2018/06>

³⁾<http://neo.ssa.esa.int/neo-population>

вычислительного времени, мы ограничились набором из 10 гравитирующих тел, включающих Солнце, Землю, Луну и другие планеты Солнечной системы. Как уже отмечалось, хотя среди астероидов встречаются достаточно крупные тела, ни один из АСЗ не является достаточно крупным, чтобы вносить сколь-нибудь заметный (в рамках данной задачи) вклад в структуру гравитационного потенциала Солнечной системы. Исходя из этого, население АСЗ моделировалось малыми телами, гравитацией которых можно пренебречь. Начальные условия для гравитирующих тел в модели были взяты из базы данных NASA JPL HORIZONS⁴.

Для моделирования динамической эволюции ансамбля АСЗ был использован программный комплекс REBOUND [11] — универсальный N-body код, который находится в свободном доступе под лицензией с открытым исходным кодом. Разработанный для столкновительной динамики, код имеет высокую модульность и может быть легко настроен для работы с широким спектром различных проблем в астрономии и в других областях. По сообщению разработчиков, код может эффективно работать как на настольных компьютерах, так и на больших вычислительных кластерах. Мы подтверждаем это заключение, основываясь на нашей практике расчетов с REBOUND.

Для интегрирования использовалась гибридная схема MERCURIUS [12], входящая в стандартную библиотеку REBOUND. В данной схеме основной расчет идет при помощи симплектической схемы WHFast [13] с постоянным шагом по времени, но при возникновении ситуации сближений частиц, для сближающихся частиц интегрирование автоматически переключается на схему IAS15 [14] с переменным шагом по времени. Такой подход позволяет точно обрабатывать сближения и столкновения частиц, сохранив при этом преимущества симплектической схемы при интегрировании на больших временах. Для WHFast был задан шаг интегрирования по времени соответствующий 36 часам, в схеме IAS15 шаг по времени выбирается автоматически для каждого шага [14].

Во время обработки сближений частиц также учитывалась возможность столкновения АСЗ с крупными телами, участвующими в моделировании. В качестве сечения столкновения использовались геометрические размеры объектов, а размерами астероидов при этом пренебрегалось. Частицы-астероиды, испытавшие столкновение, исключались из дальнейших вычислений. Отметим, что большая часть сближений не приводила к столкновениям и такие частицы продолжали участвовать в моделировании.

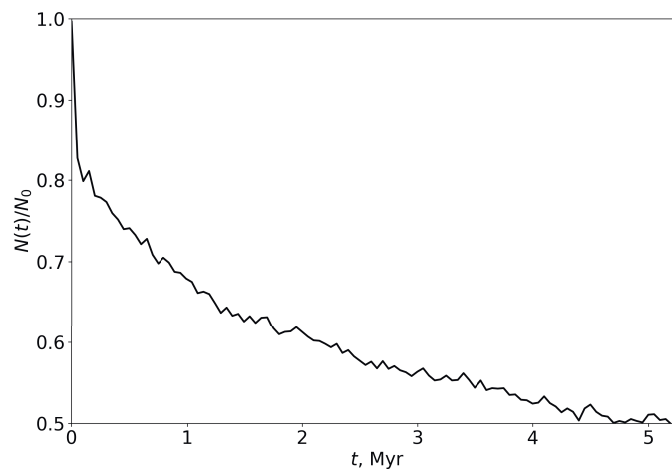


Рис. 2: Доля оставшихся АСЗ в модели в зависимости от времени.

3. Результаты

На рис. 2 представлен график зависимости доли АСЗ от их первоначального количества. Доля здесь означает отношение количества АСЗ в данный момент времени $N(t)$ к изначальному количеству N_0 . При подсчете $N(t)$ — количества АСЗ в текущий момент времени — учитывалось условие $q < 1.3$ а.е. (из определения АСЗ). Расчеты проводились до момента времени, когда количество АСЗ в расчетной популяции уменьшилось до $N_0/2$. В нашей модели это время составило ~ 5 млн. лет, что и дает оценку для t_{NEA} . При этом из первоначального числа 1674 малых тел 208 (12%) вышли на гиперболические орбиты и покинули Солнечную систему, 482 (29%) испытали столкновения, среди них которых 457 приписались на столкновения с Солнцем (около 95% столкновений) и 25 (около 5%) на столкновения с крупными телами (планетами).

Резкое изменение (уменьшение) доли АСЗ в начале эволюции модельного населения АСЗ связано с тем, что эффективность динамического взаимодействия АСЗ с планетами сильно зависит от начального положе-

⁴<https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.cgi>

ния АСЗ на диаграмме $a - e$ (результаты исследования этой зависимости будут представлены в готовящейся публикации).

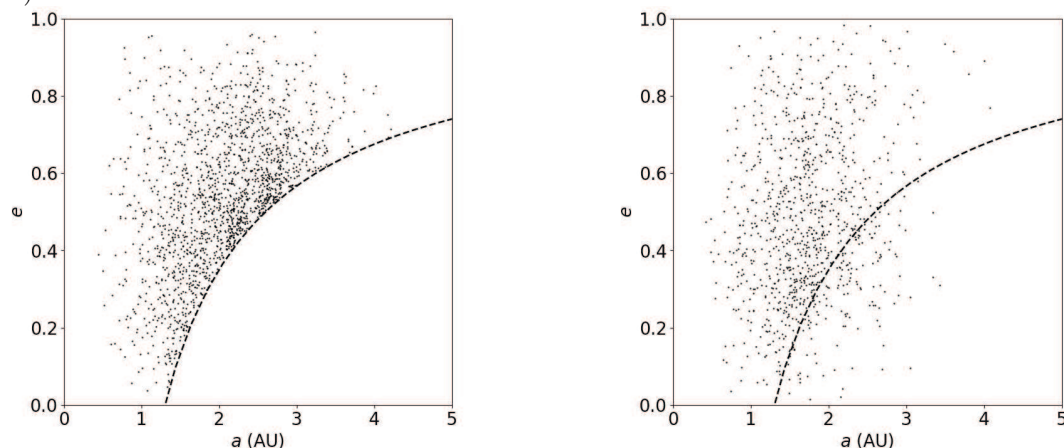


Рис. 3: Распределение астероидов в пространстве большая полуось — эксцентриситет: слева — для начального момента времени; справа — для момента времени 5 млн. лет. Пунктирная линия отмечает границу $q = 1.3$.

Начальные условия были выбраны так, что вся популяция частиц-астероидов удовлетворяла определению АСЗ, однако в процессе динамической эволюции параметры орбит для некоторых частиц претерпели значительные изменения, и они перестали удовлетворять определению АСЗ. Это видно из рис. 3, который показывает распределение частиц в пространстве большая полуось-эксцентриситет для начального момента времени и в конце моделирования. В процессе динамической эволюции часть частиц возвращалась в область $q < 1.3$, на время увеличивая долю оставшихся АСЗ.

4. Заключение

Мы показали с помощью динамической модели эволюции населения астероидов, сближающихся с Землей, что характерное время пополнения (истощения) текущего населения АСЗ составляет $t_{\text{NEA}} \sim 5$ млн. лет. Наша оценка согласуется с результатами других авторов (например, [7, 8, 9]), которые, однако, дают гораздо более приблизительную приближенную оценку t_{NEA} . Полученная нами величина времени истощения АСЗ важна при рассмотрении механизмов пополнения АСЗ, а также для количественной оценки адекватности различных механизмов пополнения населения АСЗ.

РЗ и ВК выражают благодарность Южному федеральному университету за финансовую поддержку (грант 2020, Министерство науки и высшего образования Российской Федерации).

Список литературы

1. B. M. Shustov, S. A. Naroenkov, V. V. Emel'yanenko, and A. S. Shugarov, *Solar System Research*, **47**, 288, 2013.
2. A. Morbidelli, J. Bottke, W. F., C. Froeschlé, and P. Michel, *Origin and Evolution of Near-Earth Objects*, 409–422 (2002).
3. A. N. Youdin and S. J. Kenyon, in *Planets, Stars and Stellar Systems. Volume 3: Solar and Stellar Planetary Systems*, 1 (2013).
4. W. F. Bottke and M. D. Norman, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **45**, 619, 2017.
5. G. Neukum and B. Ivanov, in *Lunar and Planetary Science Conference*, 991, Lunar and Planetary Science Conference (1994).
6. R. G. Strom, M. Renu, Z.-Y. Xiao, T. Ito, F. Yoshida, and L. R. Ostrach, *Research in Astronomy and Astrophysics*, **15**, 407, 2015.
7. P. Farinella, C. Froeschlé, C. Froeschlé, R. Gonczi, G. Hahn, A. Morbidelli, and G. B. Valsecchi, *Nature*, **371**, 314, 1994.
8. D. P. O'Brien and R. Greenberg, in S. Mackwell and E. Stansbery, eds., *Lunar and Planetary Science Conference*, 2018, Lunar and Planetary Science Conference (2003).
9. M. Granvik, A. Morbidelli, D. Vokrouhlický, W. F. Bottke, D. Nesvorný, and R. Jedicke, *A&A*, **598**, A52, 2017.
10. M. Granvik, A. Morbidelli, R. Jedicke, B. Bolin, et al., *Icarus*, **312**, 181, 2018.
11. H. Rein and S. F. Liu, *A&A*, **537**, A128, 2012.
12. H. Rein, D. M. Hernandez, D. Tamayo, G. Brown, et al., *MNRAS*, **485**, 5490, 2019.
13. H. Rein and D. Tamayo, *MNRAS*, **452**, 376, 2015.
14. H. Rein and D. S. Spiegel, *MNRAS*, **446**, 1424, 2015.

Концепция широкоугольного телескопа с апертурой 1 м

Шугаров А.С., Шмагин В.Е., Наливкин М.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В работе предложена концепция широкоугольного телескопа с апертурой 1 м, которая может быть использована для создания глобальной сети обзорных телескопов метрового класса. Рассмотрены три варианта оптической схемы, предложен современный КМОП детектор класса 100 Мпкс, блок светофильтров.

Ключевые слова: широкоугольный телескоп, астероидно-кометная опасность, КМОП детекторы

The concept of a wide field telescope with aperture of 1 m

Shugarov A.S., Shmagin V.E., Nalivkin M.A.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

The paper presents the concept of a wide field telescope with an aperture of 1 m, which can be used to build a global network of 1 m class wide field telescopes. Three variants of the optical scheme are presented, a modern CMOS detector of 100 Mpixel and a filter unit are proposed.

Keywords: wide field telescope, asteroid hazard, CMOS detector

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.002

1. Введение

В настоящее время в мире вводятся в строй все больше и больше широкоугольных телескопов. Тем не менее, задача ежесуточного обзора всей доступной небесной сферы с достаточным прониканием (более 20^m) до сих пор не решена из-за отсутствия достаточного количества телескопов средней апертуры (около 1 м) и отсутствия скоординированной работы имеющихся наблюдательных средств.

Среди наиболее интересных проектов в данной области следует упомянуть проект ESA широкоугольного телескопа Flyeye [1] с апертурой 1 м и суммарным полем зрения около 44 кв. градусов. Телескоп обладает оригинальной оптической схемой, состоящей из главного сферического зеркала, светоделителя и 16 идентичных оптических линзовых корректоров, которые формируют изображения на 16 ПЗС камерах формата $4k \times 4k$ с термоэлектрическим охлаждением. Телескоп предназначен для обнаружения опасных астероидов на подлете к Земле. В 2020 г. планируется завершить изготовление первого прототипа, который будет установлен в Италии. В случае успеха второй телескоп может быть установлен в Чили.

В Испании завершено строительство телескопа T80 [2] с апертурой 0.8 м, полем зрения 2.3 кв. градуса и ПЗС камерой формата $10k \times 10k$.

В Китае обсуждается амбициозный проект SITIAN, предусматривающий построение глобальной сети широкоугольных телескопов оптического диапазона метрового класса. Проект должен обеспечить обзор всего доступного неба в трех светофильтрах g, r, i каждые 30 минут до 21 звездной величины, что не имеет мировых аналогов. Основные научные задачи проекта — совместная работа с гравитационно-волновым телескопом LIGO/VIRGO с целью поиска оптических компонентов у детектируемых гравитационных событий, обнаружение опасных астероидов, сближающихся с Землей, ряд других астрофизических задач.

В проекте SITIAN предполагается использовать телескопы системы Шмидта с полем зрения 7° , мозаичный детектор из четырех ПЗС или КМОП формата $18k \times 18k$ с общим полем зрения $5^\circ \times 5^\circ$. Каждый телескоп будет иметь один фиксированный светофильтр. На первом этапе предполагается изготовление нескольких прототипов и начало наблюдений с небольшим количеством телескопов, в последующие годы планируется развертывание полноценной сети с общим количеством телескопов до 72 штук. Столь большое количество телескопов необходимо для обеспечения круглосуточной работы сети и высокой скорости обзора.

ИНАСАН имеет опыт создания широкоугольного обзорного телескопа [3] с апертурой 1 м и полем зрения диаметром 3° , который был спроектирован для работы с ПЗС камерой формата $10k \times 10k$, поле зрения детектора составляет около 4 кв. градусов.

В настоящей работе представлены варианты дальнейшего развития среднеапертурных широкоугольных телескопов в направлении увеличения поля зрения и применения современного КМОП детектора формата 100 Мпкс с быстрым считыванием для повышения производительности системы.

Основные задачи проекта

Основная задача проекта — разработать и изготовить первый пилотный образец светосильного и при этом относительно недорогого широкоугольного телескопа с апертурой 1 м, способного осматривать все небо

(20000 кв. градусов) за одни сутки до 21 зв. величины. Телескоп должен быть пригоден для мелкосерийного производства для развертывания глобальной сети из нескольких телескопов для круглосуточного контроля всего доступного неба из обоих полушарий. Основные решаемые научные и прикладные задачи:

- обнаружение декаметровых астероидов на подлете к Земле на расстояниях до нескольких миллионов км (время упреждения от нескольких часов до 1–2 суток);
- астрофизические задачи (оптическая составляющая источников гравитационных волн, гамма всплески, сверхновые и т.д.);
- обнаружение и слежение за мелкоразмерным космическим мусором в околоземном пространстве.

Одним из требований является создание телескопа с оптимальным соотношением поля зрения, апертуры и цены, поскольку для развертывания сети потребуется строительство до десяти телескопов. Указанные преимущества должны быть достигнуты благодаря применению новой светосильной оптической схемы с апертурой 1 м. В качестве детектора предлагается использовать самый крупный из доступных на сегодняшний день чип класса 100 Мпкс размером около 90×90 мм, что позволит существенно уменьшить стоимость фокального узла.

2. Детектор

Долгое время КМОП детекторы не могли конкурировать с широкоформатными ПЗС детекторами исследовательского класса и мозаиками на их основе из-за отсутствия крупных КМОП детекторов с низкими шумами считывания, низкого квантового выхода. В настоящее время развитие технологии производства КМОП детекторов достигло следующего уровня:

- шум считывания (средний по чипу) менее $1\text{--}4\text{ e}^-$ СКО;
- лаг (потери заряда при считывании) менее 2 e^- ;
- геометрические размеры до 100×100 мм;
- КМОП сенсоры, производимые по современным тонким техпроцессам, позволяют отводить большую часть площади пикселя под фотодиод, что приближает квантовый выход КМОП к ПЗС;
- квантовый выход в оптическом диапазоне увеличен до 90% для чипов с обратной засветкой и антиотражательным покрытием, что соответствует уровню лучших ПЗС.

Перечислим основные преимущества и недостатки крупноформатных КМОП детекторов перед ПЗС детекторами, в случае их использования в составе широкоугольного 1 м телескопа. Преимущества КМОП детекторов перед ПЗС детекторами:

- меньший шум считывания ($1\text{--}4\text{ e}^-$ против 10 e^-);
- большая скорость считывания (< 1 с против 10 с);
- возможность произвольной адресации пикселей и областей считывания (режим мультиоконного считывания) позволяет увеличить скорость считывания отдельных окон вокруг интересующих объектов до десятков Гц и более, при этом остальные фотоэлектрические характеристики детектора сохраняются;
- наличие электронного затвора позволяет отказаться от электромеханического затвора, электронные затворы бывают трех типов: полнокадровый перенос, реализующий глобальный затвор (global reset); построчный перенос (rolling shutter), построчный перенос совмещенный с общим сбросом (rolling shutter with global reset);
- радикальное увеличение точности временной привязки кадров благодаря использованию электронного затвора вместо электромеханического;
- более простая электронная обвязка КМОП сенсора.

Недостатки КМОП детекторов перед ПЗС детекторами:

- отсутствие опыта использования крупных КМОП детекторов (самая крупная мелкосерийная КМОП камера имеет размер чипа 60 мм против требуемых 90 мм);
- худшая фотометрическая точность, разброс характеристик отдельных пикселей;

- меньший сигнал насыщения для единичного пикселя, ограничения со стороны встроенного АЦП, как правило не более 12–14 бит, частично компенсируется возможностью работы в режиме HDR, что позволяет поднять эффективный динамический диапазон до 14–16 бит.

В настоящий момент существуют два доступных ПЗС размером около 90×90 мм — CCD290-99 и STA1600, оба производства США. На их основе серийно выпускаются ПЗС камеры с криогенным охлаждением CCD1110 фирмы Spectral Instruments (США). Данная ПЗС камера может быть использована в качестве детектора для 1 м телескопа, однако этот вариант является не оптимальным из-за вероятных экспортных ограничений со стороны США, относительно медленного считывания (до 10 с) и необходимости использовать электромеханический затвор.

Изготовление небольшой мозаики для 1 м телескопа размером около 90×90 мм, например, из четырех сенсоров, является более дорогим решением по сравнению с вариантом использования одиночных крупных ПЗС или КМОП и обеспечивает худшее покрытие поля зрения из-за технологических промежутков между элементами мозаики. Таким образом, появление современных однокристалльных крупноформатных КМОП приемников излучения создает предпосылки для разработки на их основе высокоэффективных широкоугольных оптических телескопов метрового класса.

КМОП детектор формата 9k × 9k для 1 м телескопа

Для 1 м телескопа наиболее перспективным видится использование нового, самого крупного КМОП детектора китайской фирмы GPIXEL. Формат этого КМОП сенсора составляет 8904×9178 (89×92 мм) пикселей размером 10 мкм, дизайн чипа основан на предыдущих, успешно выпускаемых этой фирмой, матричных КМОП фотоприемниках крупных форматов до 6k × 6k. Первая партия чипов ожидается в 2020 г.

Данный приемник излучения скорее всего будет использован в китайском проекте широкоугольного телескопа WFST с апертурой 2.5 м, полем зрения 3° , мозаика будет содержать 9 элементов. Также этот чип рассматривается для применения в мозаике космического телескопа CSST.

КМОП камера с термоэлектрическим охлаждением на основе нового крупноформатного детектора может быть разработана на базе КМОП камеры фирмы НПК «Фотоника» модели «Нева6060» на чипе GSENSE6060. Планируемый срок разработки камеры — 2 года.

Для минимизации выделения тепла в фокальном узле телескопа для охлаждения фотоприемного устройства будет использовано термоэлектрическое охлаждение с выносным жидкостным теплообменником.

КМОП детектор с мелким пикселем формата 400 Мпкс

Стоимость КМОП чипа в основном пропорциональна его площади, а не размеру пикселя. Таким образом, КМОП сенсоры с мелким пикселем характеризуются в разы меньшей удельной стоимостью одного пикселя. Компания GPIXEL обладает возможностями изготовления однокристалльных КМОП фотоприемников класса 400 Мпкс формата $20k \times 20k$ (90×90 мм) с пикселем 4.6 мкм.

В случае доступности подобного чипа появляется перспектива существенно увеличить информационную емкость разрабатываемого 1 м телескопа, увеличив поле зрения путем увеличения светосилы, или улучшить семплинг при той же светосиле. В обоих случаях применение детектора с мелким пикселем увеличивает требования к оптической схеме, что может быть предметом дальнейшего отдельного рассмотрения.

Таблица 1: Основные параметры перспективного 1 м телескопа.

Параметр	Вариант 1	Вариант 2	Вариант 3
Апертура, мм	1000	1000	800
Светосила	1:1.5	1:1.3	1:1.5
Диаметр поля зрения, °	5	5.7	6.2
Центральное экранирование	0.4	0.4	0.5
Масштаб, угл. с/пиксел 10 мкм	1.38	1.59	1.72
Поле зрения с детектором GPIXEL, кв. гр.	12.5	16.7	19.6
Формат детектора, пикселей	8904 × 9178		
Время считывания, с	<2		
Емкость пикселя, e^-	90000		
Эквивалентная разрядность АЦП, бит	16		
Шум чтения, e^- СКО	5		
Квантовый выход на длине волны 550 нм, %	>90		
Кол-во фильтров, шт	до 8		

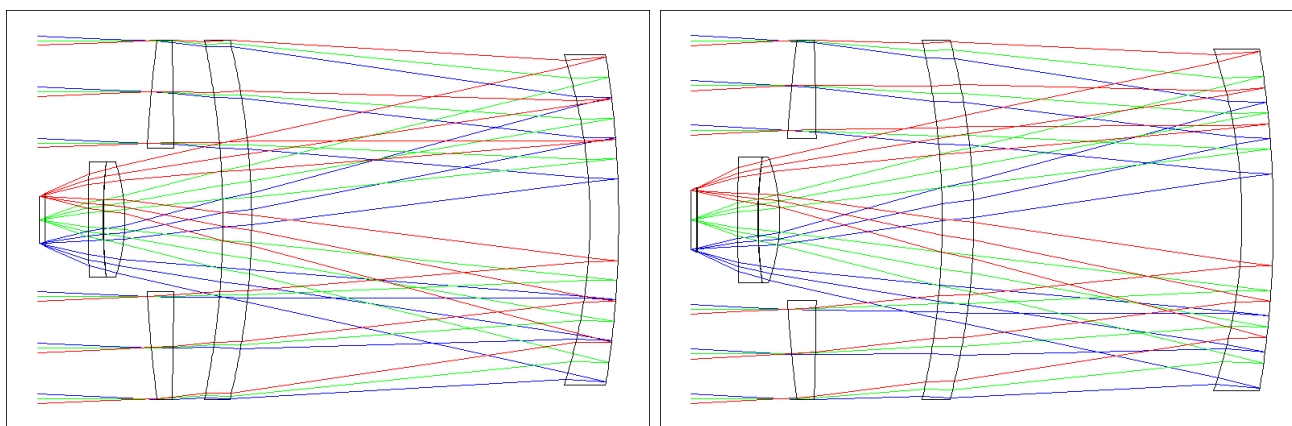


Рис. 1: Оптические схемы телескопов с апертурой 1 м (варианты 1, 2, слева) и 0.8 м (вариант 3, справа).

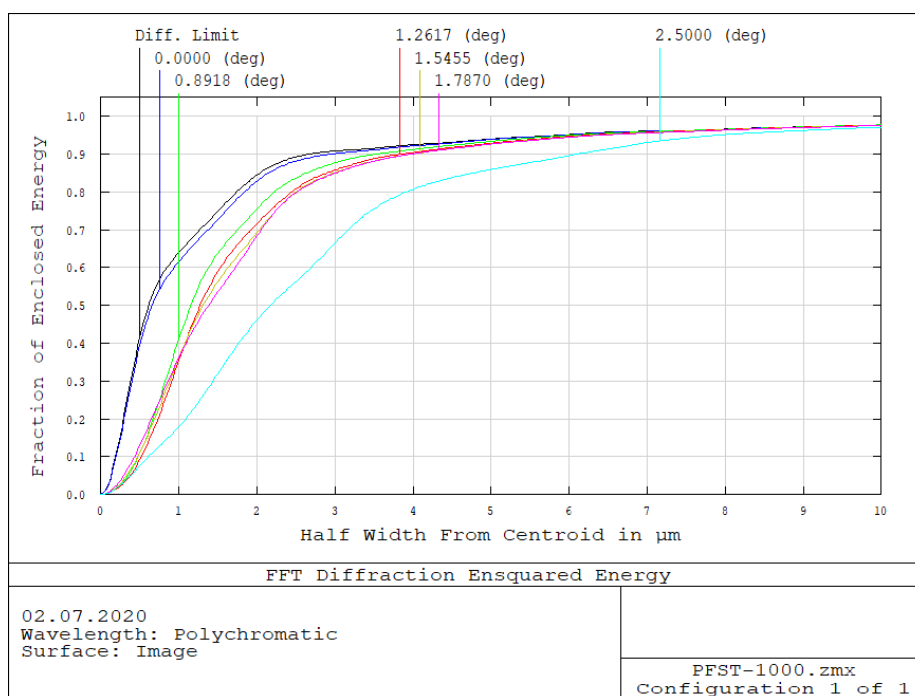


Рис. 2: Концентрация энергии для телескопа с апертурой 1 м (вариант 1).

3. Оптическая схема

Для 1 м телескопа предложены 2 варианта практически одинаковых оптических систем с апертурами 1 м и светосилами 1:1.5 и 1:1.3 (рис. 1, слева). Вариант 1 обеспечивает наилучшее качество изображения (рис. 2, 3). Второй вариант немного уступает первому по качеству изображения.

Также предложен третий вариант (рис. 1, справа), который немного уступает по апертуре первым двум (0.8 м), но превосходит их по полю зрения.

В сводной табл. 1 приведены основные параметры телескопа и детектора для всех трех вариантов.

Оптическая схема телескопа основана на камере Зоннефельда и состоит из двухлинзового апертурного корректора, внутренний элемент которого работает в двойном ходе лучей, зеркала Манжена и двухлинзового корректора вблизи фокальной плоскости. В отличие от камер Шмидта, схема имеет собирающий апертурный корректор, а значит размер главного зеркала может быть меньше диаметра входного зрачка, не внося виньетирования. Все поверхности оптических элементов сферические. Материалом всех трех апертурных элементов выбрано недорогое стекло К8. Из конструктивных соображений, а также для удобства обслуживания, фокальная плоскость и предфокальный корректор вынесены за пределы трубы.

Ближайшим аналогом рассмотренной схемы является VT-060q [4], имеющая большее поле, но более низкие светосилу и качество изображения. Кроме того, в корректоре VT-060q на одну линзу больше, а для апертурных элементов использован более дорогой материал (плавленый кварц).

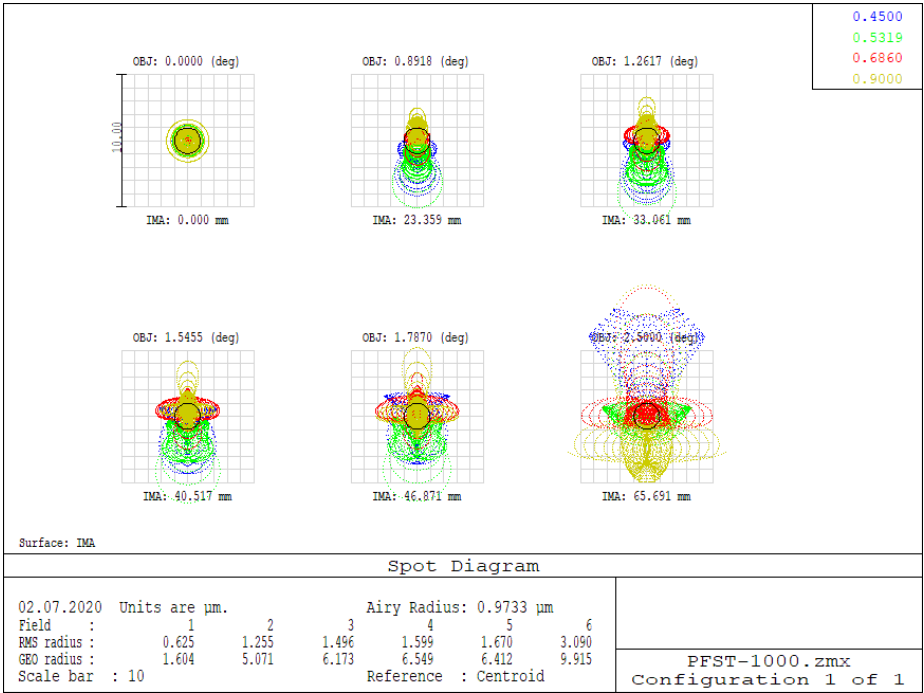


Рис. 3: Качество изображения для телескопа с апертурой 1 м (вариант 1).

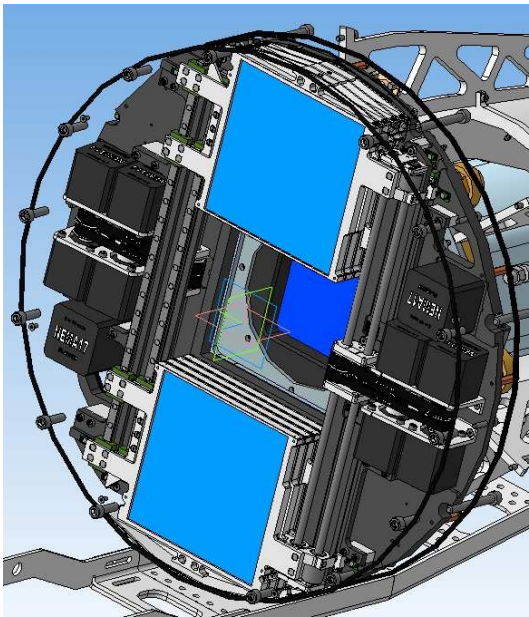


Рис. 4: Блок сменных светофильтров 120 × 120 мм (8 шт.) от 1 м широкоугольного телескопа ASA AZ1000WF.

Недостатком предложенных схем, повышающем стоимость телескопа, является наличие двух полноапертурных линзовых корректоров. Одной из задач для дальнейших исследований может быть поиск решения уменьшения количества крупных линз.

4. Блок фильтров и деротатор поля

Блок фильтров, деротатор поля и КМОП камера будут проектироваться вместе для достижения оптимальных характеристик.

Передняя линза линзового корректора телескопа, входное окно КМОП камеры и герметизированный корпус блока сменных светофильтров будут составлять единый замкнутый объем, что обеспечит оптимальное охлаждение, внутреннюю чистоту и отсутствие запотевания оптических элементов.

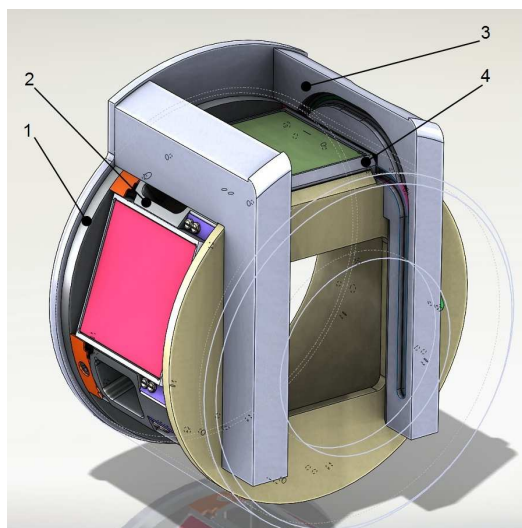


Рис. 5: Коаксиальный селектор на 5 фильтров 50×50 мм: 1 — основание, 2 — вращающийся барабан, 3 — направляющие с приводом, 4 — фильтр в подвижной оправе-каретке: наружный корпус показан условно.

Рассматривается два варианта реализации механизма сменных фильтров — с возвратно-поступательным движением фильтров по направляющим параллельно фокальной плоскости и коаксиальная конструкция с вводом фильтра в пучок по криволинейной траектории, при этом неиспользуемые фильтры будут находиться сбоку, на цилиндрической образующей.

В первом варианте конструкция блока светофильтров может быть аналогична (рис. 4) примененной в предыдущем 1 м широкоугольном телескопе ИНАСАН (ASA AZ1000WF). Внешний размер блока светофильтров составит примерно 420 мм, что лишь на несколько сантиметров увеличивает центральное экранирование. Этот вариант разработан и изготовлен ООО «Астросиб».

Во втором варианте блок светофильтров будет иметь более компактные размеры за счет применения коаксиального селектора и не будет вносить дополнительного экранирования. На рис. 5 показана разработанная 3D модель прототипа коаксиального селектора на 5 фильтров размером 50×50 мм. Для 1 м телескопа потребуются новая, более сложная разработка.

В обоих вариантах в блоке светофильтров будут применены квадратные фильтры размером 120 мм и толщиной 4 мм в количестве до 8 штук. Один из фильтров будет прозрачным, равнотолщинным с другими для обеспечения парфокальности.

5. Заключение

В работе представлены три варианта оптической схемы для перспективного широкоугольного 1 м телескопа. В качестве приемника излучения предлагается использовать камеру разработки НПК «Фотоника» на основе перспективного КМОП детектора китайской компании GPIXEL формата $9k \times 9k$. Блок светофильтров и азимутальная вилочная монтровка с прямым приводом могут быть аналогичны используемым в предыдущем широкоугольном 1 м телескопе ИНАСАН (ASA AZ1000WF).

Почти все ключевые элементы системы, за исключением кремниевого КМОП чипа, могут быть изготовлены в РФ, КМОП чип может быть закуплен в Китае у компании GPIXEL.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-29-11013.

Список литературы

1. O. Ramirez Torralba, R. Jehn, D. Koschny, M. Frühauf, L. S. Jehn, and A. Praus, *arXiv e-prints*, arXiv:1903.08413, 2019.
2. J. Gorosabel, W. Schoenell, A. Fernández-Soto, N. Benítez, et al., in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series, Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, volume 45, 61 (2014).
3. M. A. Ibrahimov, *INASAN Science Reports*, 4, 93, 2019.
4. V. Y. Terebizh, *SPIE Press*, 164, 2019.

Тенденции развития современных КМОП и ПЗС детекторов для широкоугольных телескопов

Шугаров А.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В работе представлены последние разработки и тенденции в области крупноформатных КМОП и ПЗС детекторов оптического диапазона, рассмотрена возможность их использования в телескопах ИНАСАН. Совершенствование классических ПЗС идет в направлении увеличения параллелизма (CCD250-82), расширения спектрального диапазона в ИК область, 4-сторонней стыкуемости. КМОП научного уровня с трехсторонней стыкуемостью (CIS 113) и КМОП мозаика на его основе (TAOS-II) демонстрирует потенциал использования КМОП на крупных телескопах. Массовые относительно недорогие КМОП научного уровня (GSENSE6060) формата $6k \times 6k$ (60×60 мм) и в перспективе $9k \times 9k$ (90×90 мм) позволяют улучшить эффективность обзорных телескопов с апертурами до 1 м. КМОП с очень мелким пикселем (3–5 мкм) формата более 100 Мпкс позволяют увеличить информационную емкость широкоугольных телескопов умеренных апертур. Опытные искривленные КМОП (CMV20000) позволят в перспективе реализовывать сверхширокоугольные телескопы малых апертур и искривленные мозаичные детекторы для крупных телескопов.

Ключевые слова: широкоугольный телескоп, КМОП, ПЗС, мозаика

The prospects of modern CMOS and CCD detectors for wide field telescopes

Shugarov A.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

The paper presents the latest developments and trends in large-format CMOS and CCD detectors of the optical range, and considers the possibility of their use in the INASAN telescopes. Improvement of classical CCD goes in the direction of increasing parallelism (CCD250-82), extending the spectral range to the IR region, build 4-side buttable devices. Scientific 3-side buttable CMOS and CMOS mosaic based on it (TAOS-II) demonstrates the potential of using CMOS with large telescopes. Mass production of relatively inexpensive scientific CMOS (GSENSE6060) of the 6×6 k (60×60 mm) format and in the future 9×9 k (90×90 mm) allow to improve the efficiency of survey telescopes with apertures up to 1 m. CMOS with a very small pixel (3–5 μ m) of more than 100 Mpixel format allow increasing the information capacity of wide field telescopes of moderate apertures. The experimental curved CMOS (CMV20000) will allow implementing ultra-wide field telescopes of small apertures and curved mosaic detectors for large telescopes in the future.

Keywords: wide field telescope, CMOS, CCD, mosaic

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.003

1. Введение

При проектировании широкоугольных телескопов крупноформатный детектор является одним из ключевых компонентов, во многом определяющим как оптический дизайн, так и компоновку фокального узла. Стоимость крупноформатного детектора, особенно в случае использования мозаики, зачастую сопоставима со стоимостью самого широкоугольного телескопа. Проектирование нового широкоугольного телескопа должно вестись параллельно с проектированием широкоформатного детектора и фокального узла, включающего блок светофильтров (при необходимости) и другие компоненты.

В настоящее время наблюдается бум развития широкоформатных КМОП детекторов, которые начинают активно вытеснять классические ПЗС как в одночиповых камерах, так и в составе мозаичных детекторов. Тем не менее, для ряда задач ПЗС по-прежнему не имеют альтернативы.

2. Развитие ПЗС детекторов

Современные многопортовые ПЗС с 4-сторонней стыкуемостью

ПЗС приемники во многом приблизились к пределу своего развития, тем не менее в последние годы произошло несколько изменений. Во-первых, появились приемники, оптимизированные для 4-сторонней стыкуемости, в которых исключены элементы интерфейса со всех четырех сторон, механические крепления и подключение электрических шлейфов осуществляется с нижней стороны чипа.

Второе направление — увеличение скорости считывания ПЗС путем увеличения количества выходных усилителей до 8–16 штук. Это позволяет существенно уменьшить время считывания, а также понизить скорость считывания, тем самым понизив шумы считывания.

В качестве примера приведем CCD250-82 (рис. 1) фирмы e2v (Teledyne UK) [1] формата $4k \times 4k$, который был разработан для проекта LSST, но может быть использован и для других телескопов.

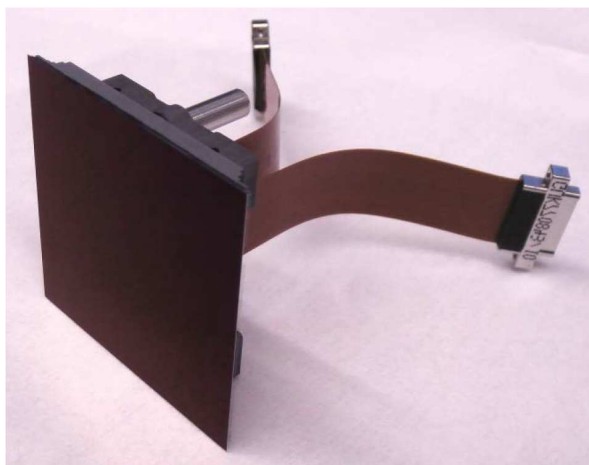


Рис. 1: CCD250-82 для телескопа LSST с четырехсторонней стыкуемостью и 16 считывающими усилителями [2].

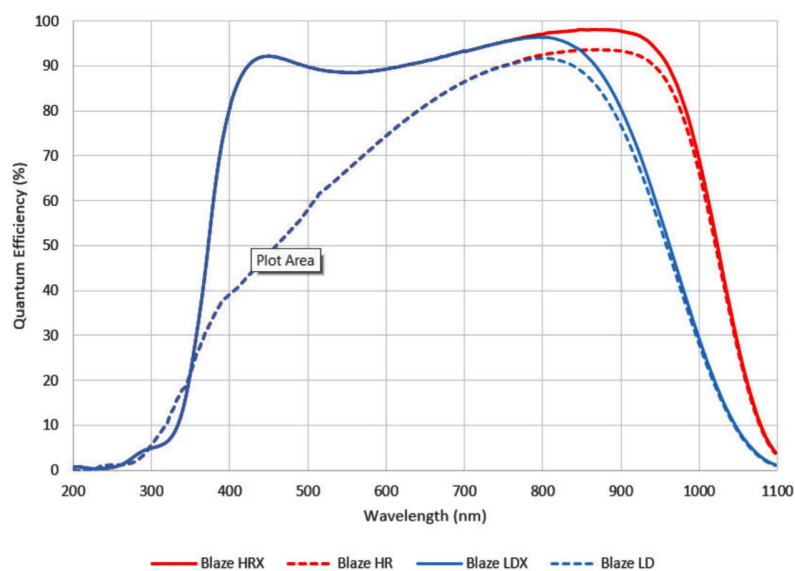


Рис. 2: Квантовый выход ПЗС BLAZE с «толстой» (LDX, LD) и «очень толстой» (HRX, HR) подложками с широкополосным (сплошная) и с ИК (пунктирная) покрытиями [3].

В данном ПЗС количество усилителей доведено до 16 шт, типовое время считывания составляет 2 с, что сопоставимо с КМОП, при этом шум считывания составляет $5 e^-$ СКО. Корпус с 4-сторонней стыкуемостью позволяет создавать мозаики с коэффициентом использования поверхности $> 90\%$.

Расширение спектрального диапазона в ИК область

Компания Teledyne освоила выпуск ПЗС с обратной засветкой на сверх толстой подложке, которая в 4 раза толще обычных (~ 40 мкм) «толстых» ПЗС, оптимизированных для ИК области. Такая подложка становится непрозрачной для ИК фотонов, что в совокупности с многослойным антиотражательным покрытием позволяет обеспечить отличный квантовый выход (75% на длине волны 1 мкм) и вплотную приблизиться к красной границе кремния. Квантовый выход ПЗС камеры серии BLAZE на основе ПЗС серии «HR-Sensors super-deep-depletion CCDs» показан на рис. 2.

Одна из проблем подобных сенсоров на толстой подложке — увеличение вероятности диффузии электрона в сторону соседнего пикселя — решается путем создания направленного потенциала в толщине кремния путем прикладывания к обратной стороне подложки напряжения.

Поскольку малые тела солнечной системы светят отраженным светом, ближний ИК диапазон более предпочтителен для поисковых широкоугольных телескопов. Появление ПЗС с очень высокой чувствитель-

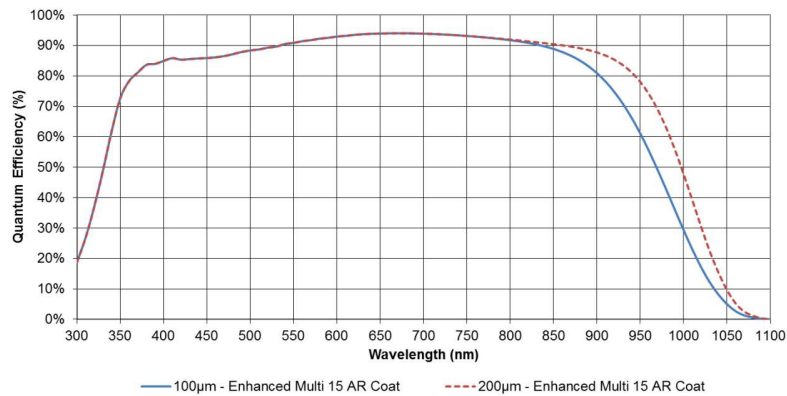


Рис. 3: Квантовый выход CCD250-82 с «толстой» (100 мкм) и «очень толстой» (200 мкм) подложками при условии использования многослойного покрытия [2].

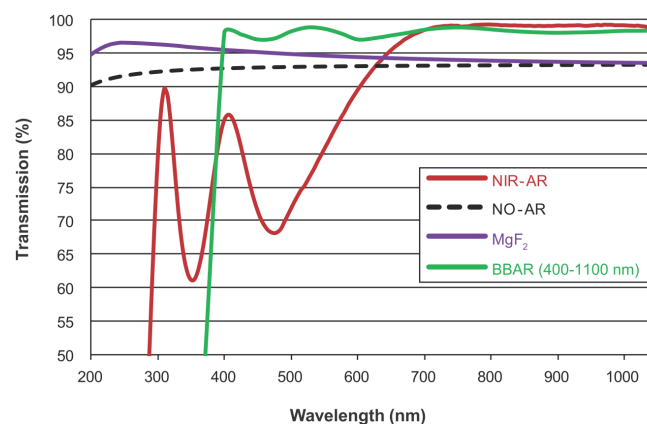


Рис. 4: Спектральная кривая пропускания защитного стекла ПЗС камеры BLAZE со стандартным ИК покрытием (NIR-AR), без покрытия (NO-AR), с покрытием MgF_2 и с новым широкополосным просветляющим покрытием BBAR [3].

ностью в ИК области позволяет начать проектирование широкоугольных систем, максимум пропускания которых смещен из видимой области в область 500–1000 нм.

Еще более сложная задача — проектирование широкоугольных телескопов с расширенным спектральным диапазоном 400–1000 нм. Это позволит увеличить чувствительность телескопа в поисковом режиме без фильтра. Для CCD250-82 в варианте исполнения на сверхтолстой подложке, при условии использования многослойного покрытия, оптимизированного как для ИК, так и для УФ области, квантовый выход более 80% достигается в диапазоне 370–940 нм, уровень умеренной чувствительности (>30%) достигается в диапазоне 320–1020 нм (рис. 3).

Опыт использования детекторов с очень широким спектральным диапазоном может быть использован для будущих космических обзорных телескопов, например, для проекта АСТРОН-2 [4].

При работе в таком широком спектральном диапазоне необходимы новые просветляющие покрытия для линз корректора телескопа и для защитного окна ПЗС камеры. Для защитного стекла камеры BLAZE фирмы Princeton Instruments было разработано новое покрытие BBAR (рис. 4), обеспечивающее коэффициент пропускания около 98% в диапазоне 400–1100 нм.

В настоящий момент цена камеры на ПЗС с «толстой» или «очень толстой» подложками в несколько раз выше стоимости камеры с обычной ПЗС с обратной засветкой. Тем не менее, при невозможности построить новый телескоп, покупка новой камеры является зачастую безальтернативным путем увеличения чувствительности. ПЗС камеры с расширенной в ИК область чувствительностью могут быть использованы в составе зеркальных телескопов ИНАСАН Цейсс-1000 и Цейсс-2000.

3. КМОП для мозаичных детекторов

Одним из первых в мире КМОП научного уровня с обратной засветкой, предназначенного для создания мозаик, является CIS113 [5] формата 1920×4608 пикселей, размер пикселя 16 мкм, разработанный фир-

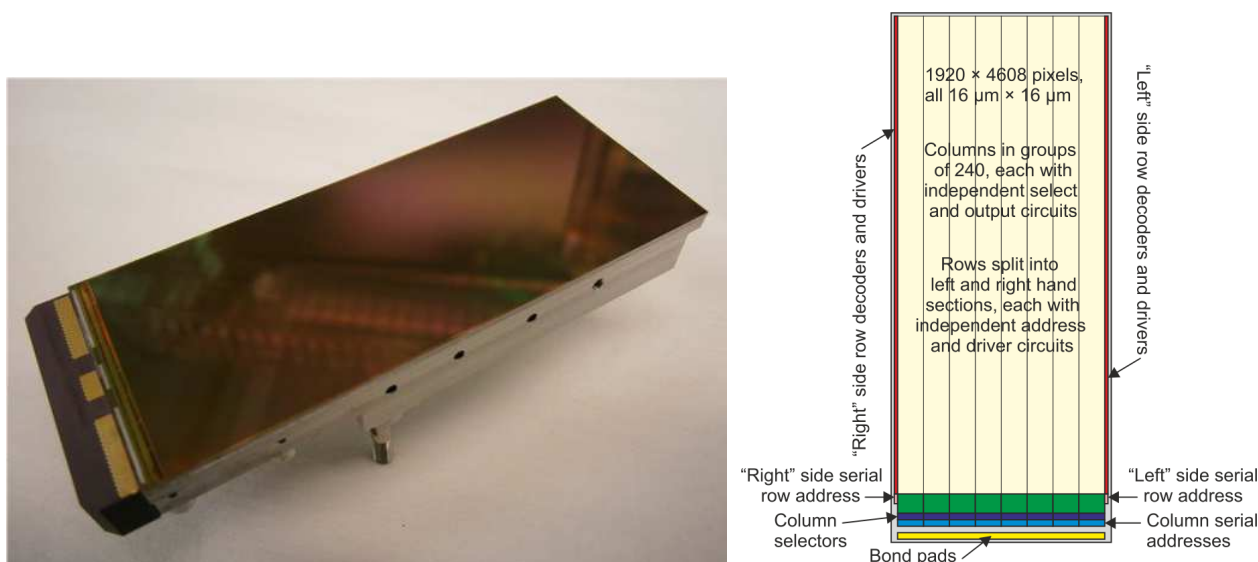


Рис. 5: КМОП CIS 113, оптимизированный для трехсторонней стыкуемости: общий вид (слева), структура чипа (справа) [6].

мой Teledyne e2v. Для обеспечения высокой плоскостности чипа и равномерного охлаждения, используется традиционный корпус для мозаичных детекторов фирмы Teledyne e2v (рис. 5).

Как правило, фоточувствительная область КМОП чипа со всех сторон окружена электронными схемами, обеспечивающими тактирование, преобразование сигнала из аналогового в цифровой, цифровыми интерфейсами. Отличительной особенностью КМОП CIS113 является оптимизация структуры чипа с целью достижения трехсторонней стыкуемости.

В чипе CIS113 применена оригинальная схема последовательной адресации строк, благодаря чему область, занятая декодерами строк слева и справа от фоточувствительного массива пикселей, получилась очень тонкой. Верхняя сторона чипа была полностью освобождена от дополнительных схем, адресация колонок полностью происходит снизу чипа (рис. 5).

Еще одной особенностью CIS113 является отсутствие аналого-цифрового преобразователя на чипе, вместо него чип снабжен восемью аналоговыми выходами видеосигнала. Это позволяет использовать более качественные внешние АЦП высокой разрядности, по аналогии с классическими ПЗС, а также уменьшает тепловыделение на КМОП чипе, что актуально для астрономических охлаждаемых мозаик. Недостаток — более сложная внешняя электроника камеры. Шум считывания CIS113 составляет 3 e^- , квантовый выход при использовании антиотражательного покрытия достигает 90%.

Отрицательной стороной описанных выше особенностей CIS113 является более низкая скорость считывания в полнокадровом режиме (2 Гц), которая, впрочем, вместе с электронным затвором достаточна для большинства задач практической астрономии.

На чипе имеется возможность произвольной адресации пикселей, что позволяет считывать небольшие окна вокруг интересующих объектов с большой частотой. Именно эта особенность стала ключевой при выборе данного КМОП для создания мозаики проекта TAOS II (рис. 6).

В проекте TAOS II используются телескопы с апертурой 1.3 м и полем зрения 1.7° [7]. Основная задача проекта — проведение одновременной фотометрии 10000 звезд с частотой 20 Гц с целью поиска транснептуновых объектов, что является недостижимым при использовании традиционных ПЗС мозаик. Для проекта была изготовлена одна из первых в мире КМОП мозаик научного уровня с криогенным охлаждением, состоящая из 10 CIS113, формат мозаики $9\text{k} \times 9\text{k}$ ($150 \times 150\text{ мм}$).

В будущем использование мозаик на основе КМОП для крупных широкоугольных телескопов позволит уменьшить время считывания и увеличить точность временной привязки за счет использования электронного затвора.

4. КМОП научного уровня больших форматов

Появление крупных (размер 40–60 мм) относительно недорогих КМОП научного уровня и относительно недорогих КМОП камер с пельтье охлаждением на их основе позволило начать внедрение КМОП на широкоугольных телескопах средних апертур (40–80 см).

Компания GPIXEL освоила выпуск относительно недорогих КМОП научного уровня формата $6\text{k} \times 6\text{k}$ ($60 \times 60\text{ мм}$) с высокой кадровой частотой (до 44 Гц). Российская компания НПК «Фотоника» предста-

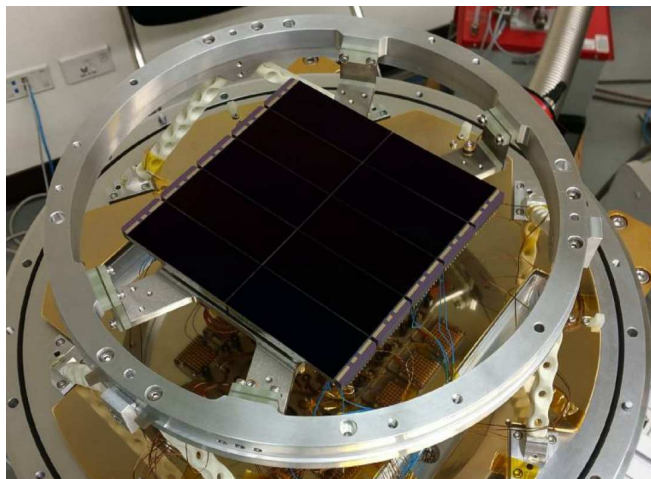


Рис. 6: Мозаичный детектор проекта TAOS-II размером 150×150 мм на основе КМОП CIS113 [7].



Рис. 7: КМОП GSENSE6060 (слева) фирмы GPIXEL, камера «Нева6060» фирмы «Нева Электроника» с пельтье охлаждением (справа) [9].

вила камеру «Нева6060» на их основе (рис. 6). Доступны как более дешевые версии с прямой засветкой с двухслойным рядом микролинз, которые обеспечивают квантовый выход до 70%, так и версии с обратной засветкой с антиотражающим покрытием с пиковым квантовым выходом более 90%.

Данные относительно недорогие КМОП могут быть использованы в перспективном широкоугольном телескопе ИНАСАН INF [8] вместо ПЗС камер.

КМОП фирмы GPIXEL не могут быть использованы для задач, требующих очень низких темновых токов, например, для спектрографов. При охлаждении КМОП чипа ниже -40°C темновой ток прекращает уменьшаться, т.к. доминирующей составляющей темнового тока становятся дефекты кремния. Это обусловлено тем, что, по сравнению с ПЗС, КМОП чипы проходят через намного большее количество стадий обработки кремниевых пластин (имплантации, травления) для изготовления дополнительных сложных электронных цифровых и аналоговых схем на чипе.

Еще одной особенностью чипа является наличие нескольких различных встроенных коэффициентов усиления и нескольких доступных разрядностей АЦП, вплоть до 12 бит. Для реализации полного динамического диапазона каждого пикселя его необходимо считывать 2 раза с различными коэффициентами усиления с последующим цифровым сложением кадров. Как результат, фотометрическая точность полученного кадра, особенно в области сшивки разных усилителей, уступает традиционным ПЗС. Тем не менее, для задач обнаружения слабых объектов это не является существенной проблемой.

Большинство КМОП сенсоров обладают хорошей радиационной стойкостью и могут быть использованы в космических проектах. Например, проект SODA [10] предполагает использование КМОП GSENSE6060BSI из-за возможности очень быстрого считывания и наличия электронного затвора.

В 2020 г. ожидается выпуск первых китайских КМОП формата $9\text{k} \times 9\text{k}$ (90×90 мм) с пикселем 10 мкм. Данный КМОП может быть использован в китайском проекте широкоугольного телескопа WFST с аперту-

рой 2.5 м, полем зрения 3° , мозаичный детектор будет состоять из девяти КМОП. Также этот чип рассматривается для применения в мозаике космического телескопа CSST.

Данный монолитный КМОП может быть хорошо согласован с оптической схемой перспективного 1 м широкоугольного телескопа ИНАСАН [11], он является хорошей альтернативой ПЗС мозаикам или ПЗС камере на монолитных ПЗС CCD290-99 или STA1600. Основные преимущества КМОП в составе широкоугольного обзорного 1 м телескопа — уменьшение времени считывания, уменьшение шумов считывания, отсутствие необходимости механического затвора, отсутствие экспортных ограничений.

КМОП с мелким пикселем формата более 100 Мпкс

Долгое время размер фоточувствительного элемента ПЗС не мог быть уменьшен ниже порога около 10 мкм без существенных потерь в емкости ячейки, ограничений в технологии производства ПЗС, из-за увеличения времени считывания. В последние несколько лет, благодаря бурному развитию КМОП технологии, стало возможным изготовление пикселя размером 3–5 мкм, обладающего достаточной емкостью ячейки (десятки тысяч электрон), низкими шумами, высоким коэффициентом полезной фоточувствительной площади. Из-за очень низкого шума считывания КМОП (вплоть до 1 e^-), динамический диапазон таких мелких пикселей может составлять более 10000:1, что сопоставимо с классическими ПЗС.

До недавнего времени единственным способом перешагнуть рубеж 50 Мпкс было создание мозаичного детектора, что автоматически поднимало стоимость как самой камеры, так и фокального узла на один-два порядка и более по сравнению с мелкосерийными камерами с пельтье охлаждением из-за следующих проблем: неплоскостность мозаики, размер светофильтров, размер линз корректора, система охлаждения, общий вес и т.д. Кроме того, такие фокальные узлы проектируются на заказ, изготавливаются как опытно-экспериментальные образцы в одном или нескольких экземплярах, что делает затруднительным их повторный заказ.

Стоимость КМОП чипа в основном пропорциональна площади чипа, а не размеру пикселя. Таким образом, КМОП с мелким пикселем характеризуются в разы меньшей удельной стоимостью одного пикселя. Это привело к появлению «нового» класса крупноформатных КМОП с мелким пикселем, количество пикселей которых перешагнуло условный рубеж 100 Мпкс.

Применение данных КМОП позволит начать создавать широкоугольные телескопы с апертурами 0.2–1 м с информационной емкостью 100–400 Мпкс, оставаясь в рамках бюджета традиционных «простых» мелкосерийных астрономических камер с пельтье охлаждением, изготавливаемых мелкими сериями.

В качестве примера приведем КМОП фирмы SONY IMX411 BSI с обратной засветкой, электронным роликовым затвором. Формат чипа составляет $14\text{ k} \times 10\text{ k}$ ($54 \times 40\text{ мм}$), 151 Мпикселей, размер пикселя 3.76 мкм. Емкость пикселя составляет 50 ke^- , шум считывания от 1 до 3 e^- СКО, темновой ток $0.003\text{ e}^-/\text{пиксель/с}$ при температуре -20°C , встроенный АЦП имеет разрядность до 16 бит.

Доступны серийные (QHY411U3G20) относительно недорогие КМОП камеры на данном чипе с двухступенчатым охлаждением на основе пельтье, рабочая температура чипа составляет -35°C .

Компания GRIPEL обладает возможностями изготовления КМОП формата $20\text{ k} \times 20\text{ k}$ ($90 \times 90\text{ мм}$) с пикселем 4.6 мкм. Подобные детекторы класса 400 Мпикселей могут быть использованы для создания метрового телескопа с полем зрения $5-7^\circ$.

Изготовление широкоугольного телескопа с высоким качеством изображения для согласованной работы с мелким пикселем будет более дорогим, но применение современных технологий обработки и контроля оптических деталей, вероятно, позволит удержать стоимость телескопа в разумных пределах.

Перспективное сочетание телескопа с высоким качеством изображения и монолитного цельного КМОП с мелким пикселем позволит создавать широкоугольные обзорные системы с более выгодным, чем прежде, соотношением цена/производительность. Возможно увеличить поле зрения телескопа при сохранении семплинга без повышения стоимости фокального узла, либо улучшить пространственное разрешение за счет лучшего семплинга и уменьшить вклад неба в каждом пикселе, повысить точность астрометрической привязки.

Искривленные КМОП с мелким пикселем

CEA-LETI в сотрудничестве с CNRS-LAM успешно осуществили опыты [12] по изготовлению выгнутых и вогнутых КМОП чипов на примере CMV20000, формат 5120×3840 , пиксель 6.4 мкм, кадровая частота 30 к/с. Были изготовлены как выгнутые, так и вогнутые КМОП с радиусом кривизны 150 мм практически без ухудшения оптико-электронных характеристик относительно исходного плоского КМОП.

Для экспериментальных работ были взяты коммерчески доступные чипы CMV20000. Фоточувствительный элемент (КМОП чип) был извлечен из корпуса, далее, после утончения подложки, он был наклеен на изогнутую подложку, после чего искривленный чип был вставлен назад в стандартный корпус, далее были повторно разварены электроды. Таким образом, на выходе получился КМОП, полностью совместимый

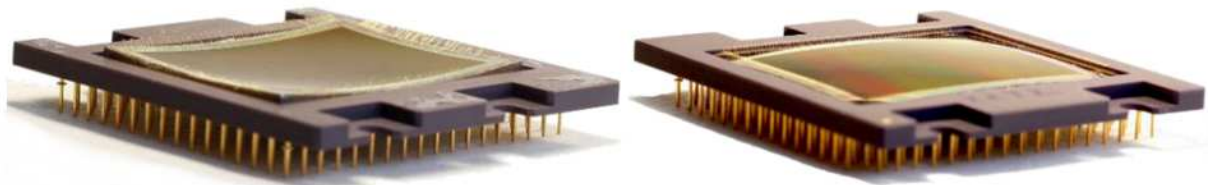


Рис. 8: Экспериментальные выпуклые и вогнутые КМОП CMV20000 (28×32 мм, 20 мегапикселей), радиус кривизны 150 мм [12].

с исходным по механическим и электрическим интерфейсам, но обладающий искривленной поверхностью (рис. 8).

Данная технология искривления кремния без использования лепестков или разрезов может быть использована для чипов небольшого размера до нескольких сантиметров. Тем не менее, из-за мелкого размера пикселя, информационная емкость таких изогнутых КМОП может достигать десятков мегапикселей. В сочетании с специальной оптикой это позволит создавать сверхширокоугольные системы небольшой апертуры до 10–20 см, обладающие очень большим полем зрения и хорошим качеством изображения по всему полю.

С использованием продемонстрированной технологии возможно создание искривленных мозаичных детекторов больших размеров. Это открывает путь к созданию телескопов метрового класса с искривленной фокальной поверхностью с полем зрения до 10–20°.

5. Заключение

Расширение спектрального диапазона ПЗС, выполненных с использованием толстого кремния, создает предпосылки для проектирования широкоугольных телескопов, оптимизированных для работы в очень широком спектральном диапазоне, от ближнего УФ до ближнего ИК.

По многим параметрам современные КМОП превосходят ПЗС, за исключением фотометрической точности и темнового тока при криогенном охлаждении. Скорее всего, большая часть будущих широкоугольных телескопов, предназначенных для целей обнаружения, будут оснащаться КМОП детекторами или мозаиками на их основе.

Использование искривленных КМОП позволит в отдаленной перспективе проектировать сверхширокоугольные системы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-29-11013.

Список литературы

1. P. R. Jorden, P. A. Jerram, M. Fryer, and K. D. Stefanov, *Journal of Instrumentation*, **12**, C07008, 2017.
2. CCD250-82 NIMO Back Illuminated High-Rho High Performance CCD Sensor Datasheet, <https://www.teledyneimaging.com>.
3. BLAZE High-Speed Cameras for Spectroscopy Datasheet, <https://www.princetoninstruments.com>.
4. M. E. Sachkov, I. S. Savanov, B. M. Shustov, A. S. Shugarov, and S. G. Sichevskij, *Solar System Research*, **53**, 560, 2020.
5. J. Pratlong, S.-Y. Wang, M. Lehner, P. Jorden, P. Jerram, and S. Johnson, in *Proc. SPIE, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 9915, 991514 (2016).
6. CIS113 Large Area and Buttable CMOS Image Sensor Datasheet, <https://www.teledyneimaging.com>.
7. S. Martin, M. Rud, D. Mawet, J. Nissen, S. Shaklan, and L. Marchen, in *Proc. SPIE, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 10698, 106980T (2018).
8. A. Shugarov, M. Nalivkin, S. Naroenkov, and I. Savanov, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnat Pleso*, **49**, 293, 2019.
9. NPK Fotonika, <https://www.npk-photonica.ru/>.
10. A. Shugarov, B. Shustov, and S. Naroenkov, *Open Astronomy*, **27**, 132, 2018.
11. M. A. Ibrahimov, *INASAN Science Reports*, **4**, 93, 2019.
12. E. Hugot, S. Lombardo, T. Behaghel, B. Chambion, et al., in *Proc. SPIE, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 11180, 111802Y (2019).

Изменения температуры по поверхности звезды KELT-9

Саванов И.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Представлены результаты применения методики оценки свойств пятен к данным транзитов планеты KELT-9 b (находящейся практически на полярной орбите) с целью проведения оценок изменений температуры по поверхности быстровращающейся звезды спектрального класса B9.5-A0 KELT-9. Наблюдательные данные взяты из архива космической миссии TESS. Найдено, что температура экваториальной области звезды ниже, чем на полюсе, на величину 950 K с погрешностью 300 K. Полученная оценка сопоставлена с результатами детального модельного самосогласованного анализа, выполненного другими авторами. Приводится краткий обзор исследований звезды и планеты системы KELT-9. Система представляет интерес с точки зрения включения ее в базовую программу наблюдений проекта «Спектр-УФ» — «Всемирная космическая обсерватория» (ВКО-УФ) в части наблюдений экзопланет.

Ключевые слова: звезды, активность, магнитные поля, фотометрия, кривые блеска, пятна, переменность

Surface temperature gradient of fast-rotating B9.5-A0 star Kelt-9

Savanov I.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

We present results of the estimates of the surface temperature gradient of fast-rotating B 9.5-A0 star KELT-9 based on TESS observations of Kelt-9 b transits and methods developed for late-type stars in order to determine the spots physical properties. It was found that the temperature of the equatorial region of KELT-9 is lower than at the pole by a value of 950 K with an error of 300 K. This value was compared with the results of detailed self-consistent analysis performed by other authors. A brief overview of the completed studies of the star and planet of the KELT-9 system is given. KELT-9 system is of interest from the point of view of its inclusion in core observation program of the Spektr-UF project — The World Space Observatory (WCO-UV) in terms of observations of exoplanets.

Keywords: stars, activity, magnetic fields, photometry, light curves, spots, variability

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.004

1. Введение

Планета KELT-9 b принадлежит к числу сверхгорячих юпитеров и обращается около звезды раннего спектрального класса на полярной орбите. KELT-9 (HD 195689) является яркой звездой B9.5-A0 V ($V = 7.^m55$), всесторонне изучаемой многими авторами. Уникальность этой системы стала понятной сразу после ее открытия [1]. В одном из последних исследований KELT-9 авторы [2] по наблюдениям с телескопами миссии TESS изучили свойства центральной звезды и условия облучения планеты этой горячей звездой. Было установлено, что звезда сплюснута — экваториальный радиус в 1.089 ± 0.017 раз превосходит полярный радиус, а различие интенсивностей излучения от горячего полюса и более холодного экватора составляет 38 %. Авторами [2] было выполнено детальное моделирование кривой блеска KELT-9, полученной в ходе транзитов, и сделан вывод о практически полярной орбите (наклонение равно 87°).

В нашей работе [3] было отмечено, что высокоточные фотометрические наблюдения транзитов планеты по диску звезды, полученные с помощью космического телескопа Кеплер, позволяют получить новые оценки свойств пятен на поверхности звезд поздних спектральных классов. При транзите планета может пройти над пятном на поверхности звезды. Это приведет к тому, что на кривой блеска в части транзита появится локальное увеличение блеска. Моделирование кривой блеска транзита с данной деталью делает возможным получить оценки физических свойств пятна — размеры, температуру, положение на диске звезды и др.

В настоящей работе представлены результаты применения методики для оценки свойств пятен к данным транзитов планеты с целью установления возможности проведения оценок изменений температуры по поверхности звезды. Полученные оценки различий в температуре звезды на полюсе и в экваториальной зоне могут быть сопоставлены с результатами детального модельного самосогласованного анализа, выполненного другими авторами (см. в [2]), и могут дать представление о достоверности метода, предложенного для исследования температур пятен холодных звезд.

2. Температура экваториальной области KELT-9

Наблюдения KELT-9 были выполнены с камерой 1 космической миссии TESS в ходе наблюдений в секторах 14 и 15 (рис. 1, верхний и нижний ряд, соответственно). В каталоге TESS звезда имеет обозначение TIC 16740101.

На правой части рис. 1 представлены диаграммы, содержащие фазовые кривые, полученные для периода обращения планеты 1.4811235 суток [2]. Никакие наблюдательные данные (включая возможные следы рассеянного света) не были исключены. Обработка данных была аналогична, описанной ранее нами [4]

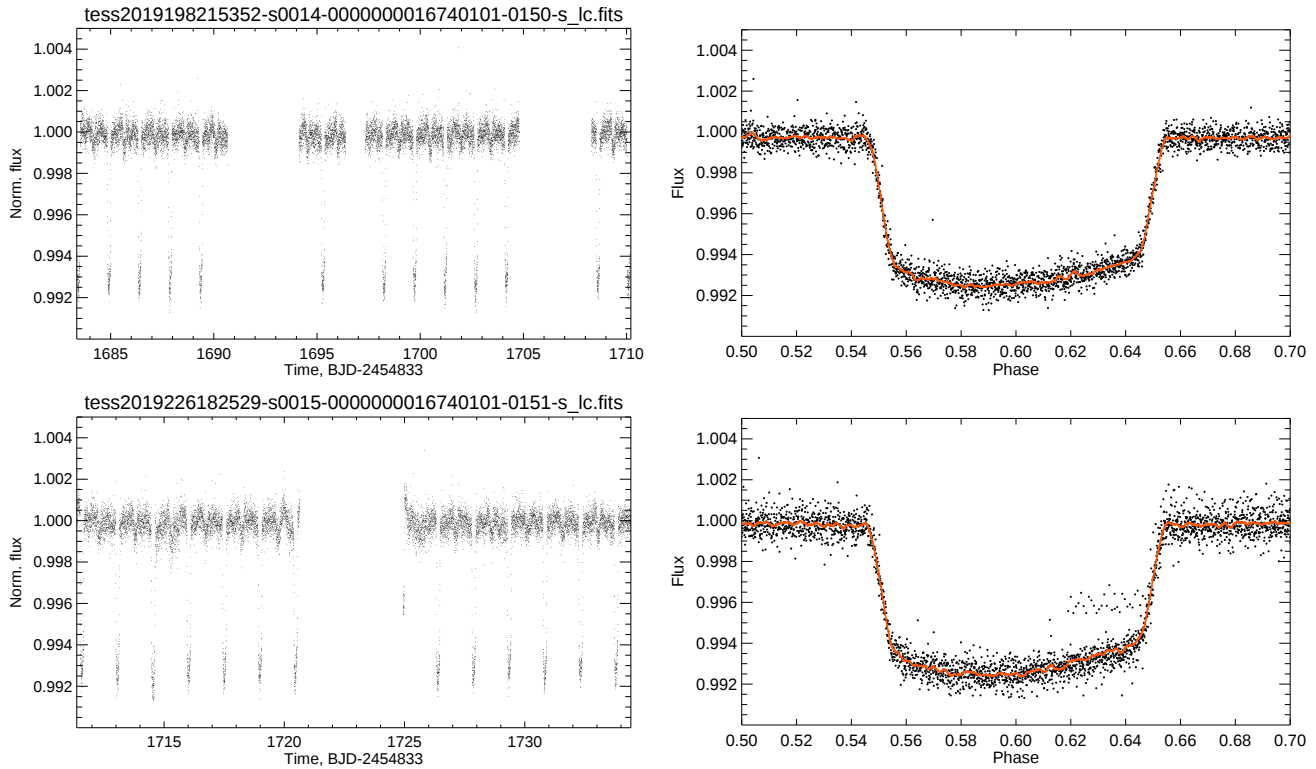


Рис. 1: Кривая блеска KELT-9 из архива космической миссии TESS в ходе наблюдений в секторах 14 и 15 (верхний и нижний ряд, соответственно). На правой части представлены диаграммы, содержащие фазовые кривые, полученные сверткой с периодом обращения планеты, красные символы — фильтрованные данные.

и авторами [2, 5], за исключением того, что на финальной стадии мы не проводили ребинирования по интервалам в 120 сек., а для уменьшения влияния шума использовали стандартные процедуры фильтрации языка IDL (фильтр Савицкого-Голея). Фильтрованные данные представлены красными точками на правых диаграммах. Форма транзитов KELT-9b существенно отличается от типичных симметричных кривых. Как указывалось во введении, это является следствием того, что звезда сплюснута и что имеется различие интенсивностей излучения от горячего полюса и более холодного экватора.

Считая, что максимальная глубина транзита достигается при прохождении планеты над полюсом звезды, мы можем оценить различия в глубинах транзита между полярной и экваториальной областями (получить нормированную величину f_i [6]). Затем, используя соотношение, полученное для оценок температур холодных пятен T_1 на поверхности звезд, $f_i = F(T_0, T_1)$ (см., например, [6] и ссылки в этой статье на аналогичные исследования), мы нашли температуру экваториальной области звезды. Как и в [6], в оценках принималось, что излучение оценивается по закону Планка. Температура полярной области T_0 принималась равной 10170 K (согласно [2]). С учетом неопределенностей в оценках нормированных глубин затмений, отношении радиуса планеты к радиусу звезды и проч., было найдено, что температура экваториальной области ниже, чем T_0 , на величину 950 K с погрешностью 300 K. Эта независимая оценка, полученная нами другим, более простым методом, чем в [2], совпадает с приведенной в ней величиной разности $T_0 - T_1 = 800$ K. Таким образом, можно предположить, что метод, предложенный ранее для исследования температур пятен холодных звезд, может быть использован для предварительных оценок температурного градиента на поверхности быстровращающейся звезды KELT-9 и подобных объектов и для рассмотрения этих данных в качестве исходных при последующих точных расчетах.

3. Заключение

Уникальные свойства В9.5-A0 звезды KELT-9 и ее планеты делают их перспективными объектами наземных и космических наблюдений. Горячий юпитер KELT-9 b является одним из самых горячих среди объектов этого класса, дневная температура поверхности планеты составляет 4600 K, что соответствует звезде спектрального класса K [1]. Как указывалось в [2], KELT-9 имеет эффективную температуру $T_{\text{eff}} = 10170$ K и светимость примерно в 50 раз больше, чем у Солнца. Излучение, приходящее от звезды на поверхность планеты примерно в 44000 раз выше, чем достигающее Землю от Солнца. Кроме того, два упомянутых выше эффекта — сплюснутость звезды и градиент излучения от горячего полюса и более холодного экватора, приводят к изменениям излучения от звезды, падающего на планету в зависимости от ее положения на орбите.

Немаловажно, что из-за градиента температуры полюса и экватора звезды спектральный состав излучения также меняется.

Перечисленные обстоятельства свидетельствуют о важности уже выполненных и планируемых наблюдений системы KELT-9. Помимо миссии TESS, наблюдения KELT-9 были проведены с телескопом Spitzer [7]. Несомненно, что система представляет интерес с точки зрения включения ее в базовую программу наблюдений проекта «Спектр-УФ» — «Всемирная космическая обсерватория» (ВКО-УФ) в части наблюдений экзопланет. Поток излучения от центральной звезды системы KELT-9 спектрального класса B9.5-A0 достаточно высок и гарантирует получение наблюдательного материала с высоким отношением сигнала к шуму. Кроме того, такие наблюдения позволят запланировать проведение и анализ транзитной спектроскопии в широком диапазоне длин волн — от УФ до ИК областей, включая орбитальные фазы, соответствующие вторичному затмению (см. [5]).

По наблюдениям миссии TESS авторы [5] выполнили детальный анализ кривой блеска KELT-9 и по изменениям фазовой кривой во вторичном затмении и его сдвигу относительно максимума излучения установили присутствие горячего пятна в атмосфере планеты, смещенного примерно на 5° на восток по отношению к направлению от планеты на звезду. Температура ночной поверхности планеты составляет 3040 K и сопоставима с температурой M карлика. Авторами [5] сделаны оценки свойств, химического состава атмосферы KELT-9 b и эффективности переноса тепла в ней.

Обзор результатов спектральных исследований атмосферы KELT-9 b, включая последние достижения — обнаружение атомарных эмиссионных линий, линий водорода, наличия инверсии температуры в атмосфере, оценок темпа потери вещества атмосферы ($10^{12.8}$ г сек $^{-1}$) и проч., можно найти в [8, 9].

Требуют дальнейшего исследования обнаруженные в [5] и [9] пульсации KELT-9 с периодом 7.58695 час., аналогичные p-mode пульсациям звезд типа δ Scu, и возможные проявления дифференциального вращения звезды.

Исследование выполнено в рамках проекта «Исследование звезд с экзопланетами» по гранту Правительства РФ для проведения научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (соглашение N 075-15-2019-1875).

Список литературы

1. B. S. Gaudi, K. G. Stassun, K. A. Collins, T. G. Beatty, et al., *Nature*, **546**, 514, 2017.
2. J. P. Ahlers, M. C. Johnson, K. G. Stassun, K. D. Colón, et al., *AJ*, **160**, 4, 2020.
3. I. S. Savanov and E. S. Dmitrienko, *INASAN Science Reports*, **3**, 244, 2019.
4. I. S. Savanov, *Astrophysics*, **62**, 513, 2019.
5. I. Wong, A. Shporer, D. Kitzmann, B. M. Morris, et al., *arXiv e-prints*, arXiv:1910.01607, 2019.
6. A. Valio, in D. Nandy, A. Valio, and P. Petit, eds., *Living Around Active Stars, IAU Symposium*, volume 328, 69–76 (2017).
7. M. Mansfield, J. L. Bean, K. B. Stevenson, T. D. Komacek, et al., *ApJL*, **888**, L15, 2020.
8. L. Pino, J.-M. Désert, M. Brogi, L. Malavolta, et al., *ApJL*, **894**, L27, 2020.
9. H. J. Hoeijmakers, J. V. Seidel, L. Pino, D. Kitzmann, et al., *arXiv e-prints*, arXiv:2006.11308, 2020.

Многоволновые наблюдения объектов Вселенной в широком диапазоне электромагнитного излучения

Саванов И.С.¹, Петков В.Б.^{1,2}, Бескин Г.М.^{3,5}, Вольвач А.Е.⁴, Вольвач Л.Н.⁴, Дзапарова И.М.^{1,2}, Джаппуев Д.Д.², Кочкаров М.М.², Куреня А.Н.², Михайлова О.И.², Нароенков С.А.¹, Наливкин М.А.¹, Новосельцев Ю.Ф.², Новосельцева Р.В.², Романенко В.С.^{1,2}, Сергеев А.В.², Шляпников А.А.⁴, Унатлоков И.М.², Янин А.Ф.², Бирюков А.В.^{5,6}, Бондарь С.Ф.⁷, Иванов Е.А.⁷, Карпов С.В.^{3,5,8}, Каткова Е.В.⁷, Орехова Н.В.⁷, Перков А.В.⁷, Сасюк В.В.⁵

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²Институт ядерных исследований РАН, Баксанская нейтринная обсерватория, Баксан, Россия

³Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

⁴Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

⁵Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

⁶Московский государственный университет, Москва, Россия

⁷АО Научно-производственная корпорация «Системы прецизионного приборостроения», Москва, Россия

⁸Центральноевропейский институт космологии и фундаментальной физики, Институт физики Академии наук Чешской Республики, Прага, Чехия

Нами поставлена задача решения фундаментальной проблемы физической связи между гравитационно-волновыми всплесками от слияния объектов в двойных системах и вспышками электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн и нейтринного излучения от этих объектов. Для ее реализации участниками проекта (сотрудниками БНО ИЯИ РАН, ИНАСАН, КраО РАН и САО РАН) будут использоваться методы и подходы астрономии быстрого реагирования, оптической и радиоастрономии, гамма-астрономии сверхвысоких энергий и нейтринной астрономии. Предлагается использовать метод синхронных наблюдений областей локализации кандидатов в гравитационно-волновые события по алертам от LIGO/VIRGO сетью взаимодополняющих друг друга астрофизических инструментов.

Ключевые слова: много-волновая астрофизика, нейтрино гамма-излучение, частицы, вспышки, телескопы, обсерватории

Multimessenger observations of the Universe objects over a wide range of electromagnetic radiation

Savanov I.S.¹, Petkov V.B.^{1,2}, Beskin G.M.^{3,5}, Vol'vach A.Ye.⁴, Vol'vach L.N.⁴, Dzaparova I.M.^{1,2}, Dzhabbayev D.D.², Kochkarov M.M.², Kurenja A.N.², Mikhaylova O.I.², Naroyenkov S.A.¹, Nalivkin M.A.¹, Novosel'tsev YU.F.², Novosel'tseva R.V.², Romanenko V.S.^{1,2}, Sergeyev A.V.², Shlyapnikov A.A.⁴, Unatlokov I.M.², Yanin A.F.², Biryukov A.V.^{5,6}, Bondar' S.F.⁷, Ivanov Ye.A.⁷, Karpov S.V.^{3,5,8}, Katkova Ye.V.⁷, Orekhova N.V.⁷, Perkov A.V.⁷, Sasyuk V.V.⁵

¹Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

²Baksan Neutrino Observatory, Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Kabardino-Balkaria, Russia

³Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhny Arkhyz, Karachay-Cherkessia, Russia

⁴Crimean Astrophysical observatory, Russian Academy of Sciences, Nauchny, Russia

⁵Kazan (Volga region) Federal University, Kazan, Russia

⁶Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

⁷"Precision instrumentation systems", Moscow, Russia

⁸CEICO, Institute of Physics, Czech Academy of Sciences, Prague, Czech Republic

We set the task of solving the fundamental problem of the physical connection between gravitational-wave bursts from merging objects in binary systems and flashes of electromagnetic radiation in a wide range of wavelengths and neutrino radiation from these objects. For its implementation, the project participants (employees of the BNR INR RAS, INASAN, CrAO RAS and SAO RAS) will use methods and approaches of rapid response astronomy, optical and radio astronomy, ultrahigh-energy gamma-ray astronomy and neutrino astronomy. It is proposed to use the method of synchronous observations of regions of localization of candidates for gravitational-wave events based on alerts from LIGO/Virgo by a network of mutually complementary astrophysical instruments.

Keywords: multi-messenger astrophysics, neutrino, gamma-radiation, particles, optical flares, telescopes, observatories

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.005

1. Наблюдательная база и методы исследования

Телескопы для наблюдений в оптическом диапазоне можно разделить на два сегмента — поисковый сегмент и сегмент подхвата (follow up). Телескопы поискового сегмента обладают большим полем зрения, что необ-

ходимо как для первичного обнаружения оптических транзиентов, так и для алертных наблюдений с полем ошибки в десятки и сотни квадратных градусов. Телескопы сегмента подхвата средней и большой апертуры обладают малым полем зрения, но большой проникающей величиной, располагают инструментами для первичного исследования свойств объекта. Эти два сегмента будут состоять из телескопов и кластеров телескопов разной апертуры и функционального назначения, в том числе робот-телескопов, объединенных в общую сетевую архитектуру для распределения наблюдательных задач. Для повышения вероятности обнаружения потенциальных источников гравитационных волн в оптическом диапазоне и снижения влияния фактора погоды, телескопы территориально распределены в пределах обсерваторий Европейской части России: Звенигородской обсерватории (ЗО ИНАСАН), Симеизской обсерватории ИНАСАН (СО ИНАСАН), Терскольского филиала ИНАСАН (ТФ ИНАСАН), КрАО и САО.

Для быстрого обнаружения оптических транзиентов будет использоваться наблюдательный комплекс на базе уже функционирующих робот-телескопов IRT-35 (обсерватория на пике Терскол) [1], IRT-20 (Звенигородская обсерватория) [2] и Мини-МегаТОРТОРА (САО РАН) [3]. Телескоп IRT-35 мы планируем оснастить светосильным широкоугольным каналом с полем зрения $3.3^\circ \times 2.25^\circ$.

В рамках выполнения проекта планируется создание широкоугольного робот-телескопа IRT-25 в Симеизской обсерватории, состоящего из двух светосильных 25-см телескопов VT-78D на одном опорно-поворотном устройстве. Общее поле зрения двух телескопов с имеющимися приемниками излучения FLI ML16803 составит $10.6^\circ \times 5.3^\circ$, а время обзора видимой полусферы с типичной экспозицией 30 с и средним временем перенаведения 5 с составит около 200 мин. Использование широкопольных робот-телескопов особенно важно из-за больших размеров областей локализации гравитационно-волновых событий (от 16 кв. град. для GW170817 до 8284 кв. град. для GW190425 для 90% достоверной площади неба) [4, 5].

На первоначальном этапе наблюдений будет выполнено картирование неба для каждого обзорного инструмента и создана опорная база данных. Она, помимо каталогов, будет использоваться для идентификации транзиентных явлений в оптическом диапазоне.

Очень важным условием успешного изучения транзиентных явлений является минимизация времени подключения крупных телескопов к исследованиям. Для этого будет обеспечен анализ данных наблюдений робот-телескопов в реальном времени, и, в случае обнаружения оптических транзиентов, мобильная передача данных наблюдателям телескопов сегмента подхвата. В качестве телескопов сегмента подхвата будут использоваться полуметровый телескоп МТМ-500 КрАО, 1-метровый телескоп Цейсс-1000 ИНАСАН в Симеизе, 2-х метровый телескоп Цейсс-2000 в обсерватории на пике Терскол и большой телескоп азимутальный (БТА, с диаметром зеркала 6 м) САО РАН.

В радиодиапазоне наблюдения будут проводиться на 22-метровом радиотелескопе РТ-22 КРАО РАН, который в данный момент является одним из лучших инструментов миллиметрового диапазона длин волн в России. Инструмент укомплектован цифровой автоматизированной системой управления. Приемные системы континуума на частотах 22.2 и 36.8 ГГц представляют собой модуляционные радиометры. Антенная температура от источника определяется как разность между усредненными в течение времени экспозиции откликами выхода радиометра в двух различных положениях антенны, когда радиотелескоп устанавливался на источник основным и опорным лепестками, формирующимися при диаграммной модуляции и дающими в выходном сигнале приемника отклики противоположных знаков на излучение источника. Наведение радиотелескопа на событие (область локализации) осуществляется оперативно и на том приемнике, который в данный момент установлен.

Космические гамма-кванты сверхвысокой энергии (выше 10 ТэВ), также как протоны и ядра первичных космических лучей, при взаимодействии с ядрами атомов атмосферы рождают широкие атмосферные ливни (ШАЛ). Регистрация ШАЛ в нашем эксперименте проводится в режиме непрерывного набора информации и в широком диапазоне углов — до 40° от зенита, на комплексной ливневой установке «Ковер-3» БНО ИЯИ РАН, в состав которой входит Мюонный детектор (МД) площадью 410 м^2 . По измерениям детекторов наземной части установки определяются такие параметры ШАЛ, как направление прихода ливня (и, следовательно, первичной частицы) и мощность ливня (полное число заряженных частиц в ливне), которая используется для оценки энергии первичной частицы. Точность определения направления первичного фотона сверхвысокой энергии составляет $\sim 3^\circ$. Для исследования космического гамма-излучения необходимо отделять ливни, порожденные первичными фотонами, от обычных ШАЛ, порожденных первичными протонами и ядрами. Такое разделение возможно благодаря тому, что ливни от первичных фотонов существенно обеднены адронами (и, как следствие, мюонами), по сравнению с ливнями от первичных протонов и ядер. В нашем эксперименте чувствительность метода отбора бедных мюонами ливней (ливней от первичных гамма-квантов) существенно улучшена вследствие большой непрерывной площади МД [6].

Из-за эффективного поглощения гамма-излучения сверхвысокой энергии в межгалактическом пространстве (в основном, на микроволновом фоне) наблюдать астрофизические объекты в гамма-излучении таких энергий можно примерно до $z = 0.1$. Из зарегистрированных до настоящего времени 14 гравитационно-волновых событий только семь удовлетворяют этому требованию [4, 5, 7, 8]. Следует заметить, что един-

ственным событием, от которого было обнаружено электромагнитное излучение в широком диапазоне длин волн, было событие GW170817 от слияния нейтронных звезд с $z = 0.01$. На Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе (БПСТ) будет проводиться поиск мюонных нейтрино от областей локализации кандидатов в гравитационно-волновые события в южной полусфере [9]. БПСТ работает в режиме непрерывного набора информации и регистрирует мюонные нейтрино с пороговой энергией 1 ГэВ из нижней полусферы. Телескоп расположен под горой на эффективной глубине 850 г/см². Из-за большого потока мюонов от космических лучей из верхней полусферы (превышающего поток мюонных нейтрино более чем на шесть порядков) для изучения потоков нейтрино используются события из нижней полусферы. Мюоны, пересекая телескоп в направлении снизу вверх, выделяются из общего потока время-пролетным методом. Использование данного метода на БПСТ позволяет с высокой эффективностью выделять нейтринные события из нижней полусферы, т.к. вероятность имитации нейтринного события атмосферными мюонами из верхней полусферы составляет 10^{-9} . Точность восстановления направления мюона составляет 1.6° , а суммарная неопределенность в определении направления нейтрино соответствует 5° на 90% доверительном уровне. Эта неопределенность обусловлена самой природой сигнала (угол рождения мюона относительно направления нейтрино и многократное рассеяние мюона при его прохождении от точки рождения до установки).

2. Заключение

В рамках предлагаемого проекта будет создан наблюдательный комплекс для проведения многоволновых наблюдений областей локализации кандидатов в гравитационно-волновые события. Комплекс будет состоять из взаимодополняющих друг друга астрофизических инструментов, объединенных в информационную сеть с обменом сигналами в реальном времени. Информационная система комплекса обеспечит обработку и анализ полученной информации в реальном времени и оперативное оповещение о результатах наблюдений.

Работа поддержана РФФИ, грант 19-29-11027.

Список литературы

1. S. A. Naroenkov and M. A. Nalivkin, *INASAN Science Reports*, **3**, 87, 2019.
2. S. Naroenkov and M. Nalivkin, in *The Multi-Messenger Astronomy: Gamma-Ray Bursts*, 148–152 (2019).
3. G. M. Beskin, S. V. Karpov, A. V. Biryukov, S. F. Bondar, et al., *Astrophysical Bulletin*, **72**, 81, 2017.
4. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, et al., *Physical Review X*, **9**, 031040, 2019.
5. R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, et al., *ApJL*, **896**, L44, 2020.
6. D. D. Dzhappuev, V. B. Petkov, A. S. Lidvansky, V. I. Volchenko, et al., *Physics of Particles and Nuclei*, **49**, 607, 2018.
7. The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, R. Abbott, T. D. Abbott, et al., *arXiv e-prints*, arXiv:2004.08342, 2020.
8. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, et al., *ApJL*, **892**, L3, 2020.
9. V. B. Petkov, M. M. Boliev, A. V. Butkevich, I. M. Dzaparova, et al., *arXiv e-prints*, arXiv:1907.05183, 2019.

Эволюция звезд вблизи ярких квазаров

Федорова А.В., Тутуков А.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Статья посвящена исследованию эволюции звезд, находящихся в близкой окрестности ярких квазаров и облучаемых их жестким излучением. Поглощение внешнего потока излучения в оболочке звезды рассчитывалось с помощью того же формализма, который используется при вычислении непрозрачности звездного вещества. Численное моделирование показало, что облучение нагревает внешние слои звезды, изменяя их строение и уменьшая толщину конвективной оболочки маломассивных звезд. Кроме того, облучение существенно усиливает потерю массы звездами. Этот вывод имеет значение для понимания эволюции масс квазаров со временем, поскольку усиленная потеря вещества близкими звездами снабжает квазар дополнительным газом для аккреции.

Ключевые слова: сверхмассивные черные дыры, эволюция звезд, облучение звезды

Evolution of stars near bright quasars

Fedorova A.V., Tutukov A.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

We consider the evolution of stars that are located in the near vicinity of bright quasars and illuminated by their hard radiation. The absorption of the external radiation flux in the stellar envelope was calculated applying the formalism used to determine the opacity of the stellar material. The simulations show that the external irradiation heats the outer layers of the star, altering their structure and reducing the thickness of the convective envelope in low-mass stars. In addition, the irradiation substantially increases the mass loss in the stars. This is important for our understanding of the evolution of quasar masses, since this increased mass loss by nearby stars can supply the quasar with additional accreting gas.

Keywords: supermassive black holes, stellar evolution, irradiation of a star

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.006

1. Введение

В настоящее время установлено, что в ядрах практически всех ярких галактик находятся сверхмассивные черные дыры (СМЧД), массы которых достигают $\sim 10^6 - 10^{10} M_\odot$, а светимости доходят до $10^{14} L_\odot$ (см., например, [1, 2]). Если сверхмассивная ЧД эффективно аккрецирует окружающее вещество, возникает квазар. С другой стороны, наблюдения свидетельствуют о том, что в околоядерной области галактик находится заметное количество звезд [3, 4]. Часть из них, вероятно, образуется в этой области [5]. Другие звезды диффундируют к ядру галактик из его окрестностей в результате динамического трения [6], либо приближаются к СМЧД под действием различных факторов. Например, такое приближение возможно в результате распада двойных систем при столкновениях, происходящих в более далеком от ядра звездном диске и приводящих к выбросу звезды на более близкую к СМЧД орбиту [7]. В ядре нашей Галактики внутри области с радиусом ~ 1 пк находится $\sim 10^6$ звезд (включая молодые массивные звезды, нейтронные звезды и ЧД звездных масс) [6]. О наличии массивных звезд вблизи галактических ядер также свидетельствует высокое обилие тяжелых элементов в околоквазарной области даже при высоких красных смещениях, то есть в ядрах даже самых молодых галактик [8].

Эволюция звезд, находящихся в близкой окрестности сверхмассивных ЧД, подвергается влиянию ряда факторов, отсутствующих в остальных областях галактики, где одиночные звезды можно считать полностью изолированными от окружающей среды. С одной стороны, близкие к ЧД звезды могут быть частично или полностью разрушены как приливным воздействием ЧД, так и в результате столкновений между собой в плотных окрестностях ЧД. Звезды могут образовывать с СМЧД тесные двойные системы, эволюция которых также может приводить к разрушению звезд. Такая эволюция не раз исследовалась в предположении, что СМЧД аккрецирует главным образом вещество звезды-спутника [9, 10, 11]. Кроме того, звезды теряют вещество при периодических прохождении через газовый аккреционный диск, окружающий СМЧД. С другой стороны, если СМЧД является квазаром, то ее жесткое излучение воздействует на близкие звезды, нагревая их внешние области, изменяя их строение и увеличивая эффективную температуру звезды, что также приводит к ускоренной потере звездами вещества.

Целью настоящей работы является оценка влияния интенсивного жесткого излучения квазара на строение и эволюцию близких к нему звезд. Поглощение внешнего потока излучения в оболочке звезды рассчитывалось с помощью того же формализма, который используется при вычислении непрозрачности звездного вещества. Метод расчета модели такой облучаемой звезды подробно описан нами в ряде работ, например, [12, 13, 10, 11]. В расчетах предполагалось, что в ходе эволюции звезды ее расстояние до квазара существенно не изменяется. Таким образом, поток излучения, падающий на единицу площади поверхности

звезды, оставался в расчетах постоянным. В реальности расстояние от звезды до СМЧД может изменяться, и кроме того, светимость квазара может существенно меняться со временем [14]. Поэтому данное исследование можно рассматривать лишь как приближенное описание влияния излучения квазара на близкие к нему звезды.

Мы рассчитывали эволюцию звезд с начальными массами 0.5, 1, 3, 10, 30 $M_{\odot}$ на стадиях горения водорода и гелия в ядре звезды. Исследование эволюции облучаемой звезды делалось начиная от ее прихода на модифицированную главную последовательность (аналог ГП нулевого возраста для облучаемых звезд). Основным параметром для описания степени облучения звезд жестким излучением квазара была принята величина D — отношение падающего на звезду в единицу времени количества энергии в тот момент, когда облучаемая звезда приходит на модифицированную ГП нулевого возраста, к светимости обычной, «изолированной» звезды на стандартной ГП нулевого возраста. Для звезд с массами 0.5, 1 и 3 $M_{\odot}$ исследуемые значения параметра D составляли 1, 10, 100, для 10 и 30 $M_{\odot}$ — 1 и 10. Расчет с более высокими значениями потоков облучения приводил к быстрому превышению светимостью звезды ее эддингтоновского предела. Соответствующее расстояние от звезды до квазара зависит от массы СМЧД. Если квазар излучает на эддингтоновском пределе, то при $D = 10$ соответствующие расстояния от звезд указанных масс до СМЧД с массой $10^8 M_{\odot}$ равны 0.02, 0.01, 0.001, 0.0003, 0.0001 пк соответственно, а для СМЧД с массой $10^9 M_{\odot}$ — 0.07, 0.03, 0.005, 0.001, 0.0004 пк.

Облучение звезды должно существенно усиливать интенсивность звездного ветра и его эволюционную значимость. Ввиду большой неопределенности в оценке скорости потери вещества звездами в данных обстоятельствах мы принимали для оценок и расчетов два закона потери массы со звездным ветром:

1. первый — так называемый «радиативный» закон потери массы:

$$\dot{M} \approx -3.28 \times 10^{-11} L(R/M)^{1/2} M_{\odot}/\text{год},$$

2. второй — закон потери массы, основанный на формуле для скорости охлаждения горячей плазмы с температурой больше $\sim 10^4 K$ посредством излучения [15]:

$$\dot{M} \approx -1.4 \times 10^{-8} M^{1/2} L^{1/2} M_{\odot}/\text{год}.$$

Здесь масса, радиус и светимость звезды выражены в солнечных единицах. Вторая формула непосредственно связывает скорость потери массы с падающим на звезду количеством лучистой энергии. Как показывают расчеты, второй закон при $L > 3 \times 10^5 L_{\odot}$ дает более высокую скорость потери массы, чем первый. При меньших L соотношение обратное.

2. Результаты численного моделирования

Как показывает численное моделирование, строение внешних слоев звезды изменяется в результате нагрева жестким излучением квазара. В частности, уменьшается толщина конвективной оболочки маломассивных звезд, что приводит к заметному увеличению их радиусов (оно тем значительнее, чем меньше масса звезды). Например, для звезды с массой $0.5 M_{\odot}$ отношение радиуса облучаемой звезды на модифицированной ГП к радиусу «изолированной» звезды ГП составляет 1.13 при $D = 1$ и 2.38 при $D = 100$. Отношения тех же величин для звезды с массой $1 M_{\odot}$ равны соответственно 1.08 и 1.55. Но для звезд с массами 3, 10, 30 $M_{\odot}$ радиус уже не увеличивается сколько-нибудь заметным образом. Это различие связано с тем, что у более массивных звезд, не имеющих конвективных оболочек, внешняя структура звезды меняется слабее. При этом на строение внутренних слоев звезды облучение практически не влияет.

При наличии сильного облучения эволюционный трек звезды на диаграмме Герцшпрунга-Рессела (диаграмме ГР) существенно смещается к более высоким эффективным температурам. При этом значение T_{eff} определяется величиной потока энергии, падающей на единицу площади поверхности звезды. Поскольку в наших расчетах предполагается, что этот поток не меняется со временем, T_{eff} облучаемых звезд также остается почти постоянной. На рис. 1 показаны треки облучаемой звезды с начальной массой $3 M_{\odot}$ при $D = 1, 10, 100$. Характерно, что направление эволюционных треков облучаемых звезд меняется на противоположное по сравнению с начальным участком стандартного трека «изолированной» звезды. Это же имеет место для всех других исследованных звездных масс.

Скорость потери вещества облучаемыми звездами существенно превышает темпы потери массы «изолированными» звездами вследствие значительного увеличения светимости звезды при облучении. Продемонстрируем это на примере звезды с начальной массой $3 M_{\odot}$. Скорость потери массы для радиативного закона составляет для «изолированной» звезды ГП $2.1 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$. Для облучаемых звезд модифицированных ГП при $D = 1, 10, 100$ соответствующие значения скорости потери массы равны 3.9×10^{-9} , 2.5×10^{-8} , $2.0 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$, что означает увеличение в 1.8, 12 и 95 раз. Соответствующие значения скорости потери

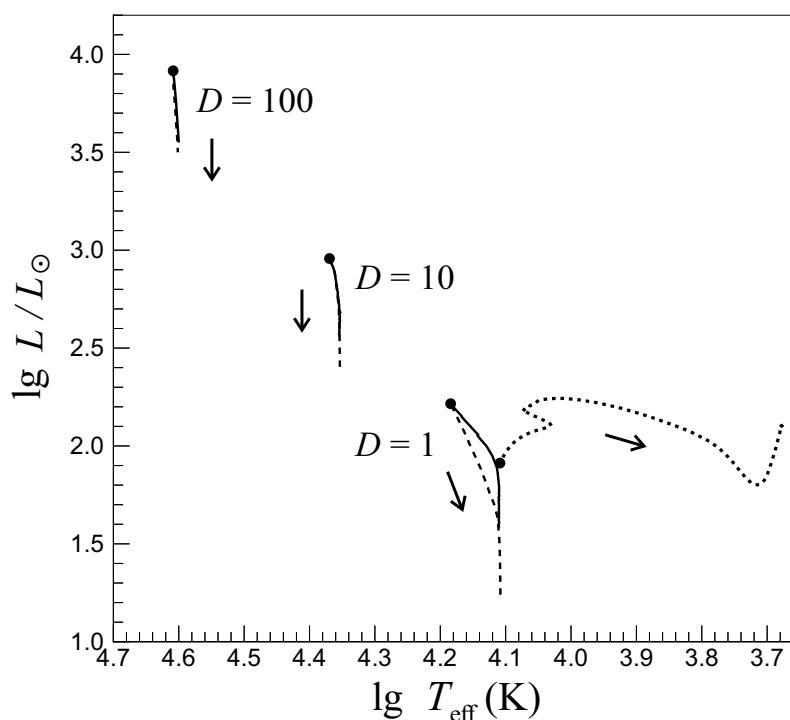


Рис. 1: Диаграмма Герцшпрунга-Рессела для звезды с начальной массой $3M_{\odot}$. Пунктирной линией показан стандартный трек звезды. Для треков с облучением указаны соответствующие значения параметра D . Сплошными линиями показаны треки звезд с облучением, рассчитанные с радиативным законом потери массы, штриховыми линиями изображены такие же треки для закона потери массы, основанного на скорости охлаждения плазмы (для D , равного 10 и 100, эти треки почти совпадают). Стрелки отмечают направление эволюции звезд. Черные кружки отмечают положение звезд на стандартной ГП и модифицированных ГП.

массы для второго закона равны 2.1×10^{-7} , 6.7×10^{-7} , $2.1 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, что больше скорости потери массы для «изолированной» звезды ГП в 100, 319 и 1003 раза.

На рис. 2 показано изменение массы звезды со временем на примере звезд с начальными массами 10 и $30 M_{\odot}$. Характерное время, за которое масса облучаемой звезды уменьшается наполовину, для звезды с массой $1M_{\odot}$ при $D = 10$ составляет 9.6×10^7 лет для второго закона потери массы. Для звезды с массой $30M_{\odot}$ при $D = 10$ это характерное время равно 3.0×10^5 лет.

В итоге сильное облучение, хотя и не превышающее по величине эддингтоновскую светимость звезды, может на 2–3 порядка увеличить темп потери массы звездой и существенно сократить время ее жизни.

3. Заключение

Выполненное в данной работе моделирование эволюции звезд, облучаемых жестким излучением квазара, показало, что облучение нагревает внешние слои звезды, изменяя их строение, но практически не влияет на структуру внутренних слоев. Оно значительно увеличивает эффективную температуру близких к квазару звезд и уменьшает толщину конвективной оболочки маломассивных звезд. Радиусы таких звезд заметно увеличиваются (тем значительнее, чем меньше масса звезды). Но радиусы более массивных звезд почти не меняются под воздействием облучения. Облучение звезды существенно усиливает интенсивность ее звездного ветра и его эволюционную значимость. При сильном облучении, хотя и не превышающем по величине эддингтоновскую светимость звезды, скорость потери массы звездой может увеличиться на 2–3 порядка. Этот вывод имеет значение для понимания эволюции масс ЧД квазаров со временем, поскольку усиленная потеря вещества близкими звездами снабжает квазар дополнительным газом для аккреции. Характерно, что из-за большой потери массы направление эволюционных треков облучаемых звезд на диаграмме ГР меняется на противоположное по сравнению с начальными участками треков «изолированных» звезд.

Список литературы

1. L. H. Chao, W. H. Bian, and K. L. Huang, *Advances in Space Research*, **42**, 544, 2008.
2. C. L. Steinhardt and M. Elvis, *MNRAS*, **402**, 2637, 2010.
3. D. F. Figer, in M. Livio and E. Villaver, eds., *Massive Stars: From Pop III and GRBs to the Milky Way. Space Telescope Science Institute Symposium Series No. 20. Edited by Mario Livio and Eva Villaver. Cambridge University Press*, 40–59 (2009).

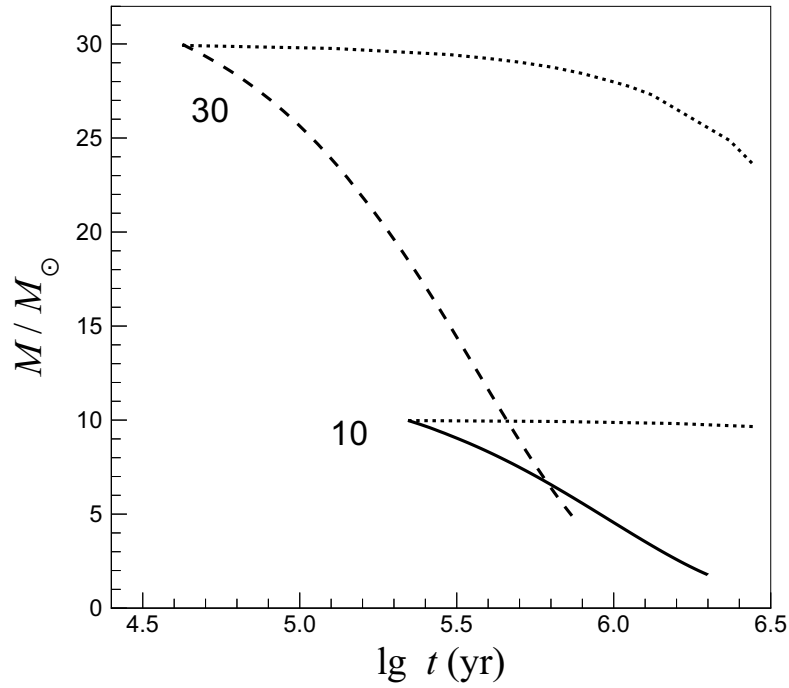


Рис. 2: Уменьшение массы звезд со временем для облучаемых звезд с начальной массой $10M_{\odot}$ при $D = 10$ (сплошная линия) и с начальной массой $30M_{\odot}$ при $D = 10$ (штриховая линия) для второго закона потери массы. Цифрами указаны значения масс звезд. Пунктирными линиями показаны соответствующие зависимости для начальных участков стандартных треков.

4. T. Böker, J. Falcón-Barroso, E. Schinnerer, J. H. Knapen, and S. Ryder, *AJ*, **135**, 479, 2008.
5. H. H. Loose, E. Kruegel, and A. Tutukov, *A&A*, **105**, 342, 1982.
6. B. McKernan, K. E. S. Ford, W. Lyra, H. B. Perets, L. M. Winter, and T. Yaqoob, *MNRAS*, **417**, L103, 2011.
7. A. A. Trani, M. S. Fujii, and M. Spera, *ApJ*, **875**, 42, 2019.
8. A. Venkatesan, R. Schneider, and A. Ferrara, *MNRAS*, **349**, L43, 2004.
9. N. Madhusudhan, S. Rappaport, P. Podsiadlowski, and L. Nelson, *ApJ*, **688**, 1235, 2008.
10. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astronomy Reports*, **61**, 663, 2017.
11. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astronomy Reports*, **63**, 460, 2019.
12. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astronomy Reports*, **53**, 410, 2009.
13. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astronomy Reports*, **54**, 808, 2010.
14. G. Cannizzaro, M. Fraser, P. G. Jonker, J. E. Pringle, et al., *MNRAS*, **493**, 477, 2020.
15. R. S. Sutherland and M. A. Dopita, *ApJS*, **88**, 253, 1993.

Астероидно-кометная опасность как источник чрезвычайных ситуаций космического происхождения

Савельев М.И.¹, Соколова М.Г.²

¹ФГБУ ВНИИ ГОЧС (ФЦ), Москва, Россия

²Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

Статья посвящена проблеме снижения рисков для населения и территорий от чрезвычайных ситуаций космического происхождения, обусловленных проявлением астероидно-кометной опасности (АКО) и ее поражающих факторов при падении на Землю опасных небесных тел (ОНТ).

Ключевые слова: астероидно-кометная опасность, опасное небесное тело, геоцентрическая орбита, столкновительная траектория

Asteroid-comet hazard as a source of emergency situations of cosmic origin

Savelyev M.I.¹, Sokolova M.G.²

¹All-Russian research Institute of civil defense and emergency situations, Moscow, Russia

²Kazan (Volga region) Federal University, Kazan, Russia

The article is devoted to the problem of reducing the risks to the population and territories from space-based emergencies caused by the manifestation of asteroid-comet danger hazard and its striking factors when hazardous celestial bodies fall to Earth.

Keywords: asteroid-comet hazard, hazardous celestial body, geocentric orbit, collisional trajectory

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.007

1. Введение

Анализ подверженности территории России воздействию опасных природных и техногенных процессов и явлений свидетельствует о безусловной актуальности для России решения проблемы защиты населения и территорий в условиях АКО. Опыт ликвидации в 2013 г. последствий падения Челябинского метеорита подчеркивает масштабность и многофакторность рисков чрезвычайных ситуаций (ЧС) космического происхождения [1]. Несомненно, данное событие обусловило потребность в проведении научных исследований астрономических и баллистических закономерностей движения опасных небесных тел (ОНТ) по столкновительным с Землей траекториям с учетом особенностей воздействия поражающих факторов АКО на ее подстилающую поверхность. В свою очередь, проведение таких исследований предполагает анализ и оценку рисков АКО для населения и территорий на пространстве астрономических, баллистических и наземных параметров и факторов проявления АКО.

2. Анализ рисков

По своему генезису АКО следует отнести к чрезвычайным ситуациям природно-техногенного характера вследствие проявления первичных и вторичных поражающих факторов воздушного метеороидного или кратерообразующего взрыва при столкновении метеорита с земной поверхностью. Характеристика последствий поражающих факторов АКО приведена на рис. 1 с учетом данных по разрушениям зданий и сооружений, а также по оказанию медицинской помощи пострадавшим при Челябинском событии [1].

Первичные поражающие факторы являются факторами прямого, а вторичные факторы — факторами сопутствующего действия. К первичным факторам относятся преимущественно воздушная ударная волна, а к вторичным — радиационное и химическое заражение местности, которое становится реальным событием при разрушении ударной волной соответствующих потенциально опасных объектов. В случае воздействия метеорита на гидротехнические сооружения не исключается затопление территорий. В целом проявление указанных факторов приводит к росту рисков в условиях АКО. Раннее предупреждение об астероидно-кометной опасности позволит силам и средствам МЧС России снизить возможные риски для населения и территорий в зоне ЧС.

С целью снижения рисков в условиях АКО их анализ предлагается проводить на пространстве астрономических и баллистических параметров метеорных явлений. В частности, на пространстве происхождения (зарождения) и обнаружения, предупреждения и сопровождения (мониторинга), прогнозирования и противодействия ОНТ точность параметров данных процессов определяется функциональными возможностями астрономических наблюдений [2].

Функционально риск $R_{\text{ОНТ}}$ отражает зависимость частоты и последствий нежелательного события, выраженные соответственно через вероятность вторжения ОНТ в атмосферу Земли $P_{\text{ОНТ}}$, от астрономических O_a



Рис. 1: Последствия от поражающих факторов АКО.

и баллистических O_σ параметров орбит, мощности его воздушного или наземного взрыва $Q_{в(н)}$, уязвимости U_g населения H и территорий T от первичных и вторичных поражающих факторов, согласно выражению:

$$R_{ОНТ} = f(P_{ОНТ}(O_a, O_\sigma), Q_{в(н)}, U_g(H, T)). \quad (1)$$

Анализ и последующая оценка риска производится в соответствии с алгоритмом, который позволяет провести формирование базы данных ОНТ, расчеты координат его радиантов, определение параметров и гелиоцентрических и геоцентрических орбит, особенностей перехода ОНТ с гелиоцентрической эллиптической орбиты на баллистическую траекторию с последующим определением полосы риска на основе координат входа в атмосферу и места взрыва метеороида или падения метеорита на поверхность Земли [3].

При сближении ОНТ важно заблаговременно предупредить о возможном столкновении небесного тела с Землей. Возможность и условия мониторинга (видимости) ОНТ с поверхности Земли зависят от астрономических координат его радианта (склонения и прямого восхождения), которые определяются параметрами его орбиты.

3. Параметры условий видимости ОНТ

Координаты радианта направления движения ОНТ (склонение и прямое восхождение) на небесной сфере и его зенитное расстояние рассчитываются по элементам гелиоцентрической орбиты ОНТ на заданные момент местного времени и широту места наблюдения. Определяющим для условий мониторинга является взаимное положение векторов скоростей гелиоцентрического и геоцентрического движений ОНТ и движения Земли вокруг Солнца. По направлениям векторов скоростей определяются углы элонгации гелиоцентрического R_h и геоцентрического R_g радиантов движущегося по гелиоцентрической орбите ОНТ к точке его встречи с Землей со скоростями соответственно V_h и V_g относительно Солнца и Земли [4]. Путем введения поправки за зенитное притяжение Δz в значение зенитного расстояния геоцентрического радианта R_g

$$Z_{R_g^*} = Z_{R_g} - \Delta z \quad (2)$$

получают зенитное расстояние $Z_{R_g^*}$ видимого радианта R_{g^*} , которое представляет собой значение угла входа $\Theta_{вх} = Z_{R_g^*}$ в атмосферу Земли ОНТ до его перехода на баллистическую траекторию. Угол входа в атмосферу определяет наклон баллистической траектории к плоскости местного горизонта гиперболической геоцентрической орбиты ОНТ.

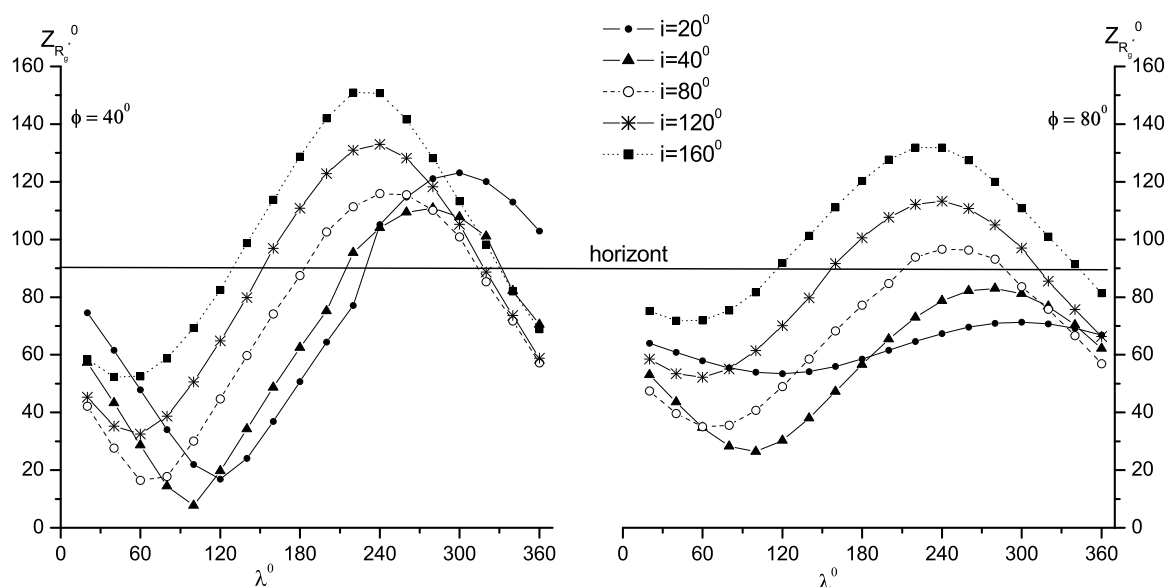


Рис. 2: Изменение условий видимости Челябинского метеорита в зависимости от угла наклона гелиоцентрической орбиты для различных географических широт и долгот.

Условия видимости ОНТ с поверхности Земли были исследованы в зависимости от параметров орбиты. На примере гелиоцентрической орбиты Челябинского метеорита, приведенной в работе [5], путем варьирования угла наклона i гелиоцентрической орбиты к эклиптике (см. рис. 2) показано, что с изменением наклона i (прямые и обратные орбиты) изменяется также и зенитное расстояние $Z_{R_g}^*$ видимого радианта. В результате наблюдение ОНТ на данной широте становится возможным в более узком диапазоне географических долгот λ .

4. Оценка риска

На основе гелиоцентрической орбиты ОНТ путем вычисления его геоцентрических эфемерид на заданные моменты времени рассчитываются параметры характерных точек баллистической траектории (трека) ОНТ на разных геоцентрических расстояниях: широта ϕ и долгота λ подспутниковой точки, угол входа θ в атмосферу и наклон траектории движения, географические координаты точки возможного взрыва или столкновения метеорита с Землей [6]. Сравнение (см. рис. 3) результатов моделирования параметров баллистической траектории Челябинского метеорита (исходная гелиоцентрическая орбита взята из [5]) с параметрами трека, полученными по визуальным наблюдениям болида и приведенными в работе [7], подтверждают адекватность модели для оценки рисков АКО. Несовпадение параметров наблюдаемого и модельного треков Челябинского метеорита в пределах, не превышающих двух градусов, может быть обусловлены тем, что в модели принимались во внимание только гравитационные эффекты без учета влияния атмосферы на движение ОНТ в отличие от натурных наблюдений. Кроме того, точность значений моделируемых параметров зависит от точности определения орбиты Челябинского метеорита, используемой для апробации математической модели баллистической траектории ОНТ.

При малых углах входа ОНТ в атмосферу протяженность полосы риска увеличивается, при больших — траектория движения ОНТ становится более крутая, а полоса риска менее протяженной. Кроме того, протяженность полосы риска на поверхности Земли зависит от параметров взрыва в атмосфере или при столкновении ОНТ с поверхностью Земли. При значениях перигейного расстояния геоцентрической орбиты ОНТ меньше радиуса Земли неизбежно столкновение.

Воздействие на человека, разрушение подстилающей поверхности и наземных объектов происходит вследствие прямого воздействия ударной волны. Параметры воздушной ударной волны подчинены закону подобия ядерных взрывов (ЯВ). Это означает, что по известным значениям мощности и радиусу поражения во фронте ударной волны одного ЯВ и полученному значению мощности другого ЯВ определяется его радиус поражения.

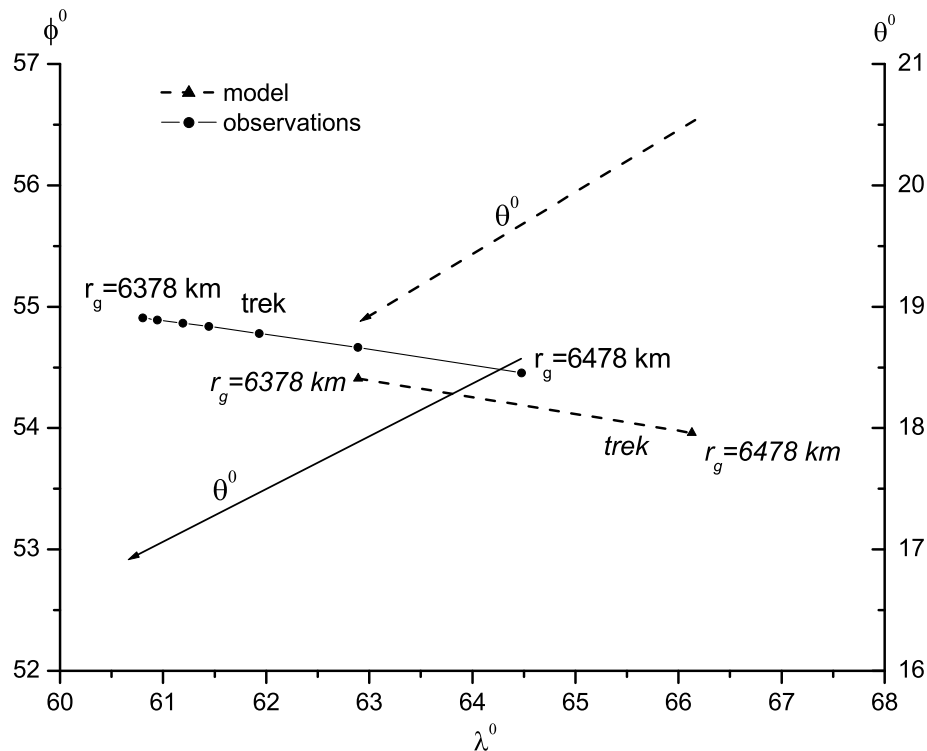


Рис. 3: Параметры баллистической траектории Челябинского метеорита, полученные по визуальным наблюдениям [7] (сплошные линии) и моделировании (пунктирные линии).

Применительно к взрыву ОНТ имеем следующее. Зная мощность в тротиловом эквиваленте взрыва ОНТ по его высвету, задаются параметры мощности и радиуса поражения во фронте ударной волны произвольного ЯВ и по формуле подобия (3) рассчитывается радиус поражения взрыва ОНТ [8]. Таким образом, при взрывах в одной и той же среде ядерных зарядов различной мощности Q_1 и Q_2 одинаковые значения избыточного давления и скоростного напора во фронте ударной волны будут наблюдаться на расстояниях R_1 , R_2 , пропорциональных отношению корней кубических от мощностей взрывов Q_1 и Q_2 , [8]:

$$R_2 = R_1 \frac{\sqrt[3]{Q_2}}{\sqrt[3]{Q_1}}. \quad (3)$$

В зависимости от радиуса поражения взрыва ОНТ и уязвимости населения и территорий наносимый ущерб в зоне ЧС может достигать значительных размеров. Как следует из интерпретации математических соотношений (1) вероятности проявления астероидно-кометной опасности, уязвимости населения и территории при воздействии на них поражающих факторов риск можно отобразить графически в стоимостном выражении наносимого ущерба или ценой риска (см. рис. 4).

По осям ординат отложены вероятность вторжения ОНТ в атмосферу Земли $P_{\text{ОНТ}}$ и цена риска $C(Ug)$ в руб. Стрелками показано возможные сценарии наносимого ущерба при вторжении ОНТ в атмосферу Земли с большой (вертикальные стрелки) или меньшей (горизонтальные стрелки) вероятностью. При вероятности вторжения, близкой к единице (вертикальные стрелки), и в зависимости от мощности взрыва и наносимого ущерба в стоимостном выражении риск может быть приемлемым или неприемлемым (горизонтальные стрелки).

Согласно директивным документам при ущербе в размере 0.1 млн. руб. объявляется чрезвычайная ситуация локального характера, а риск следует отнести к приемлемому риску (нижняя область графика). Применительно к Челябинскому событию 15 февраля 2013 г. ущерб от метеороидного взрыва составил более 1.2 млрд. руб. и была объявлена чрезвычайная ситуация федерального уровня, а зона риска неприемлемой (верхние области графика соответственно для территорий и населения). По аналогии на графике также отражены сценарии при значительно меньших вероятностях. Пунктирные вертикальные линии отражают возможные изменения вероятности и цены риска в пределах приемлемых и неприемлемых рисков для насе-

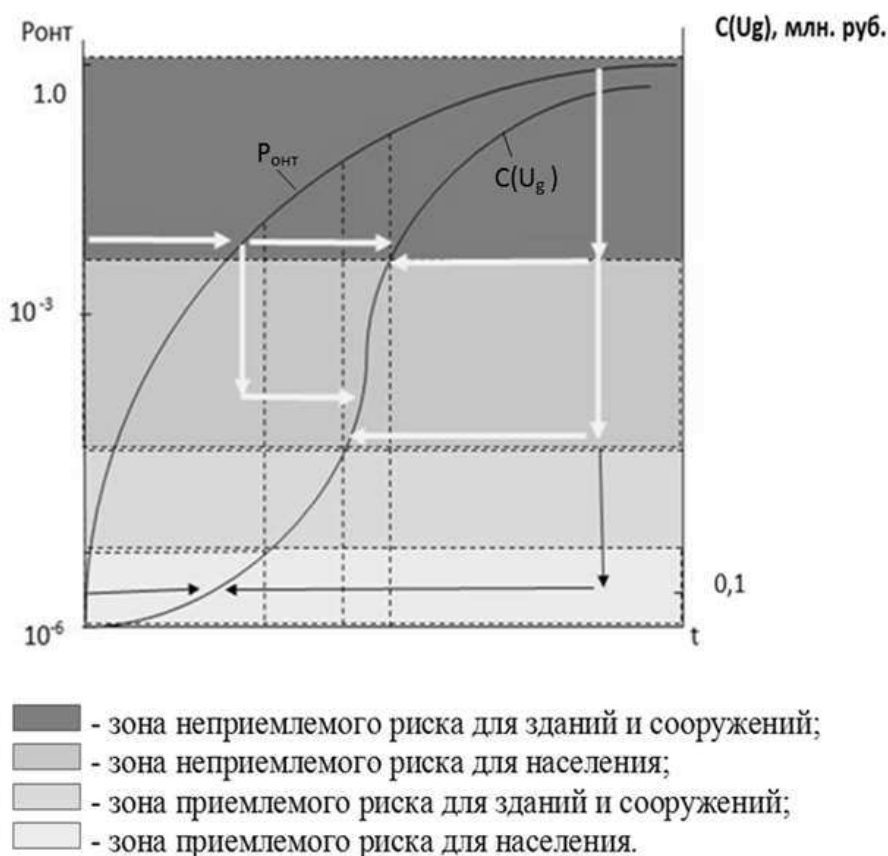


Рис. 4: Цена риска в условиях АКО.

ления и территорий. Под графиком оттенками цвета даны обозначения областей с соответствующими зонами приемлемого и неприемлемого риска.

5. Заключение

Проведенные исследования по снижению риска чрезвычайных ситуаций космического происхождения, обусловленного проявлением АКО, позволяют:

1. Проводить исследования видимости движения ОНТ в зависимости от угла наклона гелиоцентрической орбиты для различных географических долгот и широт.
2. Определять в зависимости от мощности взрыва ОНТ и радиуса поражения зоны приемлемого и неприемлемого риска для населения и территорий.
3. Прогнозировать время и место падения метеоритов на поверхность Земли и тем самым снизить возможные риски для населения и территорий от столкновения ОНТ с Землей.

Список литературы

1. В. А. Акимов, М. И. Савельев, В. М. Шустов, and etc., in V. A. Puchkov, ed., *Moscow: Vserossijskij nauchno-issledovatel'skij institut problem grazhdanskoj oborony and chrezvychajnyh situatsij MChS Russia*, , 272 (2015).
2. М. И. Савельев, *Tehnologii grazhdanskoj bezopasnost*, **14**, 24, 2017.
3. М. И. Савельев, *Tehnologii grazhdanskoj bezopasnost*, **15**, 34, 2018.
4. М. И. Савельев and М. Г. Соловова, *Tehnologii grazhdanskoj bezopasnost*, **16**, 20, 2019.
5. V. V. Emel'yanenko, S. A. Naroenkov, P. Jenniskens, and O. P. Popova, *Meteoritics and Planetary Science*, **49**, 2169, 2014.
6. М. И. Савельев and М. Г. Соловова, *Tehnologii grazhdanskoj bezopasnost*, **16**, 22, 2019.
7. J. Borovička, P. Spurný, P. Brown, P. Wiegert, P. Kalenda, D. Clark, and L. Shrbený, *Nature*, **503**, 235, 2013.
8. U. M. Kulagin, Y. M. Kuznezov, N. M. Ableeva, M. I. Savelyev, V. V. Shuvalov, B. M. Shustov, and I. N. Rozenberg, *Razrabotka informacionno-analiticheskoy sistemy monitoringa opasnyh nebesnyh tel i planirovaniya protivodejstviya asteroidno-kometnoj opasnosti. Otchet o NIR* (2014).

Вычисление полного межзвездного поглощения на основе моделей звездных атмосфер

Сичевский С.Г.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В работе для современных обзоров неба — Gaia, GALEX, SDSS, Pan-STARRS, IPHAS и 2MASS — звездные величины теоретически рассчитанного спектра звезды. Это необходимо для анализа накопленных в них результатов наблюдений путем их сравнения с теоретическими расчетами. Используя модели звездных атмосфер, выполнен расчет полного межзвездного поглощения для всех полос указанных обзоров и различных значений параметров закона межзвездного поглощения.

Ключевые слова: фотометрия, межзвездное поглощение, обзоры

Calculation of the total interstellar extinction based on models of stellar atmospheres

Sichevsky S.G.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

For Gaia, GALEX, SDSS, Pan-STARRS, IPHAS and 2MASS surveys, we consider and present the relations for converting the theoretical spectral energy distribution of a star into magnitudes. It is necessary to analyze the observations by comparing them with the theoretical calculations. Using models of stellar atmospheres, the total interstellar extinction was calculated for all bands of these surveys.

Keywords: photometry, interstellar extinction, surveys

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.008

1. Введение

Для совместного исследования излучения большего числа звезд обычно применяют многоцветную фотометрию, то есть измерение потока излучения в определенных участках спектра (полосах). В современных обзорах накоплены результаты многополосных фотометрических наблюдений миллионов звезд. Благодаря развитию методов отождествления объектов в разных обзорах [1, 2] стал доступен анализ наблюдений с использованием всех фотометрических данных. В последнее время получили развитие способы оценки физических характеристик звезд по их атмосферным характеристикам [3, 4, 5, 6]. Межзвездное поглощение из-за пылевых частиц изменяет распределение энергии в спектре звезды так, что это приводит к ее покраснению. По этой причине исследование звезд и межзвездного поглощения — задачи взаимосвязанные и сопутствующие друг другу [7, 8, 9, 10, 11, 12, 13]. Одним из общих способов оценки физических характеристик по результатам наблюдений является метод максимального правдоподобия. Например, в вышеупомянутом случае оценкой максимального правдоподобия характеристик звезд и закона межзвездного поглощения будут их значения, которым соответствует максимум апостериорной функции плотности вероятностей. Как правило, оптимальный способ оценки представляет собой некоторую итеративную процедуру, требующую расчета теоретического значения измеренной величины, т.е. блеска звезды в интересующих фотометрических системах. Однако системы звездных величин и их реализации в конкретных обзорах имеют особенности, которые необходимо учитывать при вычислении соответствующего блеска звезды.

2. Звездная величина

Предположим, что расстояние d от звезды до наблюдателя много больше радиуса звезды R , и, пренебрегая эффектом потемнения к краю диска звезды, вычисления приводят к следующему соотношению:

$$E_{e,\lambda} = \frac{\pi R^2}{d^2} L_{e,\lambda}, \quad (1)$$

где $E_{e,\lambda}$ — спектральное распределение облученности¹ от звезды на «верхней границе» атмосферы Земли (в единицах $\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{А}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$), а $L_{e,\lambda}$ — спектральное распределение энергетической яркости звезды, которое можно оценить в рамках теории звездных атмосфер [14]. Энергетическая яркость имеет физический смысл потока излучения, распространяющегося в единичном телесном угле с единицы площади.

¹Здесь и далее фотометрические термины и определения по ГОСТ 26148-2016. Индекс «е» в буквенных обозначениях указывает на энергетическую фотометрическую величину.

Наблюдаемый блеск (на англ. — *apparent magnitude*) звезды исторически выражается в звездных величинах и определяется соотношением:

$$m_* = -2.5 \lg \frac{E_e^*}{E_e^0}, \quad (2)$$

где E_e^* — энергетическая облученность от звезды на «верхней границе» атмосферы Земли, а E_e^0 — аналогичная величина, но от объекта, блеск которого в звездных величинах считается равным нулю. Как следует из данного определения, блеск — безразмерная числовая характеристика энергии излучения объекта, которая характеризует облученность, то есть поток излучения на единицу площади на «верхней границе» атмосферы Земли. Наблюдения объекта с заранее известным (или приписанным) блеском m_* позволяют определить нормировочные константы:

$$C = m_* + 2.5 \lg E_e^* = 2.5 \lg E_e^0,$$

и тогда блеск, выраженный в звездных величинах, можно определить следующим образом:

$$m_* = -2.5 \lg E_e^* + C.$$

В настоящее время авторы современных обзоров неба публикуют результаты наблюдений в системах величин, которые хотя и называются звездными величинами (в англоязычной литературе — *magnitude*), но их физический смысл отличаются от того, который следует из определения (2). Например, авторы Gaia или Pan-STARRS (см. соответствующие подразделы раздела 4) приводят соотношения для вычисления блеска звезды, из которых следует, что он характеризует скорее фотонную, но не энергетическую фотометрическую величину². Все это создает значительную путаницу среди профессиональных астрономов, потому что существует не одна система звездных величин, а несколько.

Измерение блеска звезды можно описать³ в терминах редуцированной⁴ фотометрической величины Q_r как интегрирование по длине волны λ :

$$Q_r = K \int E_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda, \quad (3)$$

где K — переводной множитель от единиц энергетических величин к единицам, применяемым в редуцированной системе величин, $S_e(\lambda)$ — относительная спектральная эффективность⁵.

Широко применяемой редуцированной фотометрической величиной является освещенность, выражаемая в люксах, которая является аналогом энергетической фотометрической величины — облученности. Важно отметить неоднозначность преобразования фотометрической величины из энергетической в редуцированную, и наоборот. По этой причине одно и то же значение освещенности может быть получено при разных значениях облученности.

Вышеприведенное соотношение (3) соответствует случаю, когда отклик фотометра зависит от энергии излучения (например, болометр), и спектральная эффективность характеризует зависимость отклика фотоприемника от энергетической облученности на его входе. Если используются фотометр на основе ФЭУ, ПЗС или МКП, которые считают число фотонов, при этом его спектральная эффективность характеризует зависимость отклика от фотонной облученности на входе⁶, то $E_{e,\lambda}$ необходимо умножить на λ/hc , чтобы перейти к числу фотонов:

$$Q = K \int E_{e,\lambda} \frac{\lambda}{hc} S_q(\lambda) d\lambda, \quad (4)$$

$R_q(\lambda)$ — относительная спектральная **квантовая** эффективность.

Конечно, при реальном измерении фотометрической величины интегралы не считают, а снимают показания с приемника излучения. Поэтому мы не можем выполнять преобразования между числом фотонов и их энергией. С другой стороны, из соотношений (3) и (4) следует возможность реализовать фотометрическую систему величин на основе измерений энергии, используя приемник — счетчик фотонов. Действительно, если *численно*

$$S_e(\lambda) = \frac{\lambda}{hc} S_q(\lambda), \quad (5)$$

²Фотонная фотометрическая величина — фотометрическая величина, количественно выражаемая в безразмерных единицах числа фотонов и производных от него, в отличие от энергетической фотометрической величины, количественно выражаемой в единицах энергии и производных от нее.

³Действительно, если $-2.5 \lg K = C$, то блеск, выраженный в звездных величинах, будет равен $-2.5 \lg Q_r$.

⁴Индекс «г» в буквенных обозначениях указывает на редуцированную фотометрическую величину, т.е. фотометрическую величину, образованную по модели спектрально-аддитивного приемника излучения.

⁵Относительной спектральной эффективностью монохроматического излучения с длиной волны λ называют отношение двух потоков излучения соответственно с длинами волн λ_m и λ , вызывающих в точно определенных условиях отклик приемника излучения одинаковой силы; при этом длина волны λ_m выбрана таким образом, что максимальное значение этого отношения равно единице

⁶Такую спектральную эффективность будем называть спектральной **квантовой** эффективностью.

Таблица 1: Константы для вычисления блеска в полосах G, G_{BP} и G_{RP}.

Полоса	C
G	25.6884
G _{BP}	25.3514
G _{RP}	24.7619

тогда результаты измерения энергии фотометром с относительной спектральной эффективностью $S_e(\lambda)$, численно совпадут с измерениями числа фотонов фотометром с относительной спектральной квантовой эффективностью $S_q(\lambda)$, то есть

$$Q_r = K \int E_{e,\lambda} S_e(\lambda) d\lambda = K \int \frac{\lambda}{hc} E_{e,\lambda} S_q(\lambda) d\lambda. \quad (6)$$

Важно еще раз отметить, что соотношение (6) нельзя интерпретировать как возможность перехода от измерения суммарной энергии фотонов к измерению их числа, и наоборот, как это ошибочно указано, например, в работе [15] (см. формулу A13 и пояснение к ней). Смысл, вытекающий из соотношения (6), в том, что если известна относительная спектральная **квантовая** эффективность $S_q(\lambda)$, то фотометрические измерения, выполняемые фотометром — счетчиком фотонов, можно представить как **виртуальные** измерения энергии фотометром с относительной спектральной эффективностью $S_e(\lambda)$ из соотношения (5).

3. Системы звездных величин

Вега — система звездных величин

В визуальных фотометрических системах исторически сложилось, что стандартом является Вега (α Лут, тип A0V), показатели цвета которой приравниваются к нулю. Например, Вега в системе Джонсона имеет блеск 0.03 во всех полосах. Величина блеска Веги базируется на высококачественной спектрофотометрии, выполненной с помощью ФЭУ в период 1970–1975 гг. [16, 17] и откалиброванной путем прямых наблюдений за лабораторными источниками света.

В видимом диапазоне выбор Веги как стандарта является разумным, поскольку она не является ни двойной, ни переменной. К сожалению, она слишком яркая для современных средств наблюдений, поэтому современную систему звездных величин невозможно непосредственно построить в Вега-системе.

AB-система звездных величин

Фотометрическая система AB (ABsolute) звездных величин была введена Оке [18] для спектрофотометрии, он предложил использовать $E_{e,\nu}$, отметив, что для горячих звезд зависимость $E_{e,\nu}$ от $1/\lambda$ практически линейная в оптической части спектра. В этой системе блеск, выраженный в звездных величинах, определен как:

$$m_{AB} = -2.5 \lg E_{e,\nu} - 48.6, \quad (7)$$

то есть в AB-системе нулевую звездную величину имеет объект с постоянным «мономатическим» потоком, равным 3631 Ян, что соответствует спектральной плотности освещенности от Веги на длине волны ~ 550 нм.

4. Современные многополосные обзоры

Обзор GAIA

Система звездных величин обзора Gaia основана на Вега-системе и содержит полосы G, G_{BP} и G_{RP}, спектральные квантовые эффективности $R_q(\lambda)$ которых опубликованы в работе [19]. В соответствии с той же работой блеск m в полосах обзора Gaia допустимо рассчитывать, пользуясь следующим соотношением:

$$m = -2.5 \lg \int \frac{E_{e,\lambda} \lambda}{10^9 hc} P_A R_q(\lambda) d\lambda + C,$$

где $P_A = 0.7278 \text{ м}^2$ — эффективная площадь телескопа, $E_{e,\lambda}$ — спектральное распределение облученности, выраженная в единицах $\text{Вт} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$, hc — произведение постоянной Планка на скорость света в вакууме в единицах Дж·м, C — константа для конкретной полосы, значение которой приведено в табл. 1.

Таблица 2: Калибровочные коэффициенты для вычисления блеска в полосах *Galex*.

Полоса	c_0	c_1	c_2
NUV	9.554	-0.188	0.038
FUV	11.908	-0.529	0.050

Таблица 3: Константы для вычисления блеска в полосах Pan-STARRS.

Полоса	C
g	24.56
r	24.76
i	24.74
z	24.33
y	23.33

Обзор *Galex*

В системе звездных величин обзора *Galex* применяются AB-звездные величины, но есть особенность, связанная с приемником излучения на основе МКП (подробности в работе [20]). В системе обзора — две полосы NUV и FUV, соответствующие им спектральные эффективности $R(\lambda)$ опубликованы в работе [21]. Следуя авторам той же работы, блеск m в полосах NUV и FUV возможно рассчитать, применяя следующие соотношения.

Пусть

$$E_r = \frac{\int E_{e,\lambda} R(\lambda) \lambda d \lg \lambda}{\int R(\lambda) \lambda d \lg \lambda},$$

тогда

$$m = -2.5 \lg E_r - 48.6.$$

Как показано в работе [20], из-за типа приемника излучения необходимо использовать следующую калибровку:

$$m_c = c_0 + c_1 \cdot m + c_2 \cdot m^2,$$

где c_i — калибровочные коэффициенты, значения которых приведены в табл. 2.

Обзор *SDSS*

Система звездных величин обзора SDSS основана на AB-системе. Однако известно, что это не совсем верно и что она немного не соответствует AB-системе. Нынешняя оценка авторов SDSS, основанная на сравнении со стандартами STIS [22] и подтвержденная наблюдениями более слабых горячих белых карликов, такова, что $u_{AB} = u_{SDSS} - 0.04$, и что g, r и i близки к AB-системе. С другой стороны, считается, что относительная фотометрия этого обзора немного лучше. Повторные наблюдения показывают, что неопределенность калибровки составляет около 1% для полос gr1 и около 2% для u и z.

В соответствии с работой [23] блеск m в системе звездных величин обзора SDSS можно рассчитать следующим образом:

$$m = -2.5 \lg \frac{\int E_{e,\lambda} R_q(\lambda) \lambda d\lambda}{\int R_q(\lambda) \lambda d\lambda} - 48.6.$$

Спектральная *квантовая* эффективность $R_q(\lambda)$ для соответствующей полосы опубликована в работе [24]. Однако при вычислении блеска необходимо учитывать вышеуказанную особенность для полосы u.

Обзор *Pan-STARRS*

В системе звездных величин обзора Pan-STARRS также используются AB-звездные величины, и в соответствии с работой [25] блеск m в полосах gr1z можно рассчитывать, пользуясь следующими соотношениями:

$$m = -2.5 \lg \int E_{e,\nu} R_q(\nu) (h\nu)^{-1} d\nu + C$$

или

$$m = -2.5 \lg \int E_{e,\lambda} R_q(\lambda) (hc)^{-1} \lambda d\lambda + C,$$

Таблица 4: Константы для вычисления блеска в полосах IPHAS.

Полоса	$\langle f_\lambda \rangle$
r	$2.47 \cdot 10^{-9}$
H-alpha	$1.181 \cdot 10^{-9}$
i	$1.30 \cdot 10^{-9}$

Таблица 5: Константы для вычисления блеска в полосах 2MASS.

Полоса	C
J	-23.7568
H	-24.8556
K _S	-25.9178

где $R_q(\cdot)$ — спектральная *квантовая* эффективность конкретной полосы [25], а C — константа, значение которой для каждой полосы приведено в табл. 3. Физических смысл константы C в том, что она численно равна блеску объекта, спектральное распределение облученности от которого обеспечивает равенство:

$$\int E_{e,\lambda} R_q(\lambda) (hc)^{-1} d\lambda = 1 \text{ с}^{-1}.$$

Обзор IPHAS

В системе звездных величин обзора IPHAS звезда Вега имеет нулевую звездную величину, и, в соответствии с работой [26], блеск m в полосах r и i и H-alpha можно рассчитать, пользуясь следующим соотношением:

$$m = -2.5 \lg \frac{\int E_{e,\lambda} R_q(\lambda) \lambda d\lambda}{\int R_q(\lambda) \lambda d\lambda} + 2.5 \lg \langle f_\lambda \rangle,$$

где $\langle f_\lambda \rangle$ — константа, значение которой для каждой полосы приведено в табл. 4, а $R_q(\lambda)$ — спектральная *квантовая* эффективность конкретной полосы (см. работу [26]).

Обзор 2MASS

В системе звездных величин обзора 2MASS Вега является объектом с нулевым показателем цвета. В соответствии с работой [23] блеск звезды в системе обзора 2MASS допустимо рассчитывать по следующим соотношениям.

Пусть

$$E_r = \frac{\int E_{e,\lambda} R_e(\lambda) d\lambda}{\int R_e(\lambda) d\lambda},$$

тогда

$$m = -2.5 \lg E_r + C,$$

где C — константа для соответствующей полосы (см. табл. 5), а $R(\lambda)$ — относительная спектральная эффективность конкретной полосы, опубликована Кохеном в работе [27]. Нужно отметить, что в указанной работе $R_q(\lambda)$ уже умножены на λ , поэтому в формуле для вычисления E_r используется R_e и отсутствует множитель λ .

5. Учет межзвездного поглощения

Характерной особенностью межзвездного поглощения является его зависимость от длины волны. Численное значение межзвездного поглощения выражают обычно в звездных величинах:

$$A_\lambda = -2.5 \log \frac{E_{e,\lambda}}{E_{e,\lambda}^0}, \quad (8)$$

где $E_{e,\lambda}^0$ — энергетическая облученность в отсутствии межзвездного поглощения, $E_{e,\lambda}$ — энергетическая облученность, создаваемая излучением звезды, испытавшим межзвездное поглощение на пути до наблюдателя.

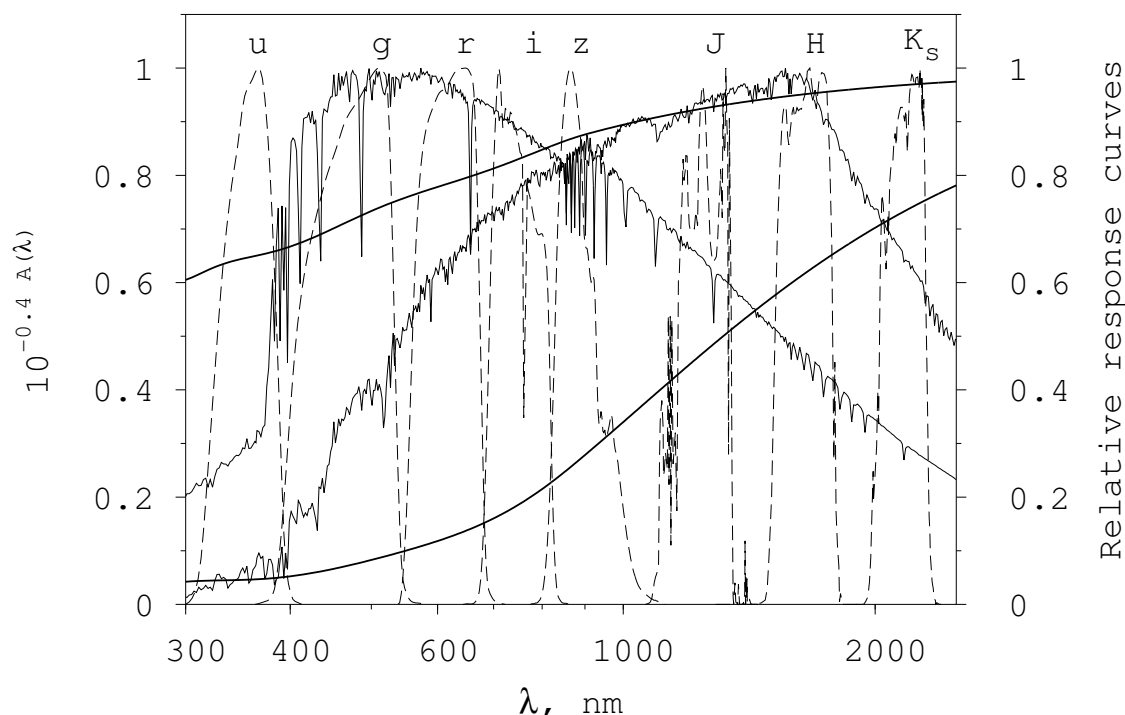


Рис. 1: Закон межзвездного поглощения (толстые сплошные линии) на фоне нормализованных спектров звезд (7500 K и 5000 K) и кривых реакции SDSS (ugriz) и 2MASS (JHK_s). Верхняя толстая сплошная линия соответствует значениям $A_V^0 = 0.3$ и $R_V = 3.1$, нижняя — 2.5 и 5.

По аналогии с соотношением (8) также используют полное межзвездное поглощение в полосе, значение которого выражают как разность между значениями блеска звезды. Например, полное поглощение A_V в полосе V:

$$A_V = m - m_0, \quad (9)$$

где m_0 — блеск звезды в полосе V в отсутствие межзвездного поглощения, m — блеск звезды в той же полосе, но при наличии межзвездного поглощения на пути до наблюдателя.

Соотношение (1) определяет энергетическую облученность, создаваемую излучением звезды в месте наблюдения, но без учета влияния межзвездного поглощения. С целью учесть это влияние на излучение звезды применим широко используемый закон межзвездного поглощения Карделли и др. [28], согласно которому:

$$A_\lambda/A_V^0 = a(\lambda) + \frac{b(\lambda)}{R_V}, \quad (10)$$

где $a(\lambda)$ и $b(\lambda)$ — известные коэффициенты, а A_V^0 , R_V — свободные параметры⁷. Такой вид закона межзвездного поглощения удобен в применении, так как необходимо всего два свободных параметра, значения которых нужно варьировать.

Часто в соотношении (10) A_V^0 обозначают A_V , и хотя их значения близки, это неверно. Значение полного поглощения в полосе V зависит не только от свойств межзвездной пыли, но также и от спектра излучения звезды:

$$A_V = -2.5 \lg \frac{\int E_{e,\lambda} R_e(\lambda) 10^{-0.4 A_\lambda} d\lambda}{\int E_{e,\lambda} R_e(\lambda) d\lambda}.$$

По этой причине при фиксированном параметре A_V^0 наблюдения двух звезд, имеющих разные температуры, при прочих равных условиях дадут разные значения A_V . В отличие от A_V , величина A_V^0 не зависит от наблюдаемой звезды и характеризует только межзвездную среду.

С учетом межзвездного поглощения энергетическая облученность в месте наблюдения от звезды с видимым угловым диаметром θ_d определяется соотношением:

⁷Значения A_V^0 и R_V являются свободными параметрами в том смысле, что в данной модели закона межзвездного поглощения вычисление значения A_λ подразумевает выбор конкретных их значений.

$$E_{e,\lambda} = \pi \cdot \frac{\theta_d^2}{4} \cdot L_{e,\lambda} \cdot 10^{-0.4 \cdot A_\lambda}. \quad (11)$$

Таким образом, соотношения (1) и (11) дают возможность рассчитать блеск звезды как в отсутствие межзвездного поглощения, так и при его наличии. В качестве иллюстрации на рис. 1 показаны примеры трех компонентов — спектр звезды, закон межзвездного поглощения и спектральная эффективность — необходимых для расчета блеска звезды с учетом межзвездного поглощения.

В рамках данной работы, используя модели звездных атмосфер [14] для широкого диапазона значений T_{eff} и $\lg g$, выполнен расчет полного межзвездного поглощения для всех полос указанных обзоров и различных значений свободных параметров закона межзвездного поглощения (10). При этом вычисление звездных величин было выполнено в соответствии с вышеописанными особенностями каждого обзора, применяя соотношение (11).

6. Заключение

Фотометрия, наравне с прямым наблюдением спектров, применяется для исследования распределения энергии в спектрах звезд. Возможность расчета блеска звезды на основе современных моделей их звездных атмосфер позволяет оценивать характеристик звезд и межзвездной среды путем сравнения результатов наблюдений с расчетами. Однако современные фотометрические системы создают значительную путаницу среди профессиональных астрономов, потому что существует не одна система величин, а несколько.

С целью внести ясность в работе кратко изложено описание современных каталогов фотометрических наблюдений и представлены соотношения, включая необходимые константы, для расчета теоретического блеска звезды в системах звездных величин обзоров: 2MASS, SDSS, GALEX, IPHAS, Pan-STARRS и Gaia. Используя модели звездных атмосфер, выполнен расчет полного межзвездного поглощения для всех полос указанных обзоров и различных значений параметров закона межзвездного поглощения, что необходимо для анализа накопленных в этих обзорах результатов наблюдений путем их сравнения с теоретическим расчетами.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 20-52-53009 ГФЕН_а.

Список литературы

1. S. V. Karpov, O. Y. Malkov, and A. V. Mironov, *Astrophysical Bulletin*, **67**, 82, 2012.
2. O. Malkov, O. Dluhnevskaya, S. Karpov, E. Kilpio, A. Kniazev, A. Mironov, and S. Sichevskij, *Baltic Astronomy*, **21**, 319, 2012.
3. S. G. Sichevskij, *Astronomy Reports*, **61**, 193, 2017.
4. S. G. Sichevskij, *Astrophysical Bulletin*, **72**, 51, 2017.
5. S. G. Sichevskij, *Astronomy Reports*, **60**, 816, 2016.
6. S. G. Sichevskij, *Astronomy Reports*, **60**, 598, 2016.
7. O. Y. Malkov, S. G. Sichevskij, and D. A. Kovaleva, *MNRAS*, **401**, 695, 2010.
8. S. Sichevskij, *Astronomy Reports*, **56**, 710, 2012, URL <http://dx.doi.org/10.1134/S1063772912090089>.
9. S. G. Sichevskiy, A. V. Mironov, and O. Y. Malkov, *Astronomische Nachrichten*, **334**, 832, 2013.
10. S. G. Sichevskij, A. V. Mironov, and O. Y. Malkov, *Astrophysical Bulletin*, **69**, 160, 2014.
11. S. Sichevsky and O. Malkov, *Baltic Astronomy*, **25**, 67, 2016.
12. S. G. Sichevskij, *Astrophysical Bulletin*, **73**, 98, 2018.
13. O. Malkov, S. Karpov, E. Kilpio, S. Sichevsky, et al., *Open Astronomy*, **27**, 62, 2018.
14. F. Castelli and R. L. Kurucz, in N. Piskunov, W. W. Weiss, and D. F. Gray, eds., *Modelling of Stellar Atmospheres*, IAU Symposium, volume 210, 20P (2003).
15. M. Bessell and S. Murphy, *PASP*, **124**, 140, 2012.
16. J. B. Oke and R. E. Schild, *ApJ*, **161**, 1015, 1970.
17. D. S. Hayes and D. W. Latham, *ApJ*, **197**, 593, 1975.
18. J. B. Oke, *ARA&A*, **3**, 23, 1965.
19. D. W. Evans, M. Riello, F. De Angeli, J. M. Carrasco, et al., *A&A*, **616**, A4, 2018.
20. L. Camarota and J. B. Holberg, *MNRAS*, **438**, 3111, 2014.
21. P. Morrissey, T. Conrow, T. A. Barlow, T. Small, et al., *ApJS*, **173**, 682, 2007.
22. R. C. Bohlin, M. E. Dickinson, and D. Calzetti, *AJ*, **122**, 2118, 2001.
23. J. B. Holberg and P. Bergeron, *AJ*, **132**, 1221, 2006.
24. M. Fukugita, T. Ichikawa, J. E. Gunn, M. Doi, K. Shimasaku, and D. P. Schneider, *AJ*, **111**, 1748, 1996.
25. J. L. Tonry, C. W. Stubbs, K. R. Lykke, P. Doherty, et al., *ApJ*, **750**, 99, 2012.
26. G. Barentsen, H. J. Farnhill, J. E. Drew, E. A. González-Solares, et al., *MNRAS*, **444**, 3230, 2014.
27. M. Cohen, W. A. Wheaton, and S. T. Megeath, *AJ*, **126**, 1090, 2003.
28. J. A. Cardelli, G. C. Clayton, and J. S. Mathis, *ApJ*, **345**, 245, 1989.

Луна как источник для абсолютной калибровки спектров протяженных объектов

Пахомов Ю.В.¹, Великодский Ю.И.²

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Астрономический институт, Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина*

В работе показано преимущество использования гладких участков поверхности Луны для абсолютной калибровки спектров высокого разрешения протяженных объектов, наблюдаемых на крупных телескопах. Использование звезд-стандартов становится невозможным вследствие переменнойности размера их изображений и неизвестной доли их излучения, попадающего в щель спектрографа. Тогда как калибровка по лунной поверхности показывает стабильность и точность до 1–10%.

Ключевые слова: спектрофотометрия, Луна, абсолютная калибровка

The Moon as a source for absolute calibration of spectra of extended objects

Pakhomov Yu.V.¹, Velikodsky Yu.I.²

¹*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

²*Institute of Astronomy, V.N. Karazin Kharkov National University, Kharkov, Ukraine*

The article shows the advantage of using smooth areas of the lunar surface for the absolute calibration of high-resolution spectra of extended objects observed with large telescopes. The use of standard stars becomes impossible due to the variability of their apparent sizes and the unknown fraction of their radiation falling into the slit of the spectrograph. While lunar surface calibration shows stability and accuracy of 1–10%.

Keywords: spectrophotometry, Moon, absolute calibration

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.009

1. Введение

Исследование эмиссионных спектров неразрывно связано с измерением интенсивности излучения. На основе абсолютного значения интенсивности вычисляются такие характеристики объекта как концентрация атомов (ионов) или молекул и их распределение в пространстве, что позволяет построить физическую модель области излучения. Поэтому измерение интенсивности должно быть выполнено качественно. Для этого во время наблюдений необходимо провести спектральную калибровку, заключающуюся в получении спектра некоторого стандартного объекта с известным распределением энергии. Такими объектами являются звезды — спектрофотометрические стандарты (см., например, каталоги [1, 2, 3]). На этом этапе нужно обязательно добиться одинаковых или наиболее близких условий спектральных наблюдений объекта исследований и стандарта. Чаще всего в условиях наблюдений различаются высоты над горизонтом и, как следствие, различается поглощение в земной атмосфере, учет которого обычно выполняется достаточно качественно, поскольку звезд-стандартов насчитывается более тысячи, и не возникает проблем в подборе ближайшего из них. При наблюдениях спектров звезд с низким разрешением в спектрографах используется широкая длинная щель, и изображение звезды полностью попадает в нее. В случае использования недлинной щели дифракция на краях вдоль нее уже влияет на регистрируемый спектр, который становится чувствительным к положению звезды на щели, что необходимо учитывать. При спектральных наблюдениях с высоким разрешением на крупных телескопах используется короткая узкая щель, ширина которой составляет около 1", что меньше типичного размера изображения звезды. Это влечет за собой неопределенность, поскольку нам неизвестно, какая часть излучения звезды проходит сквозь щель. Кроме того, при неспокойной атмосфере изображение дрожит, смещаясь иногда на величину в несколько угловых секунд, и может покидает щель на некоторое время. Из-за этого точность абсолютной калибровки звезд существенно падает.

Условия спектральных наблюдений протяженных объектов отличаются тем, что их изображение полностью покрывает щель, и качество изображения гораздо меньше влияет на измерение интенсивности, поэтому использование калибровки по звездам может давать отличающиеся в разы результаты. Для сохранения точности абсолютной калибровки протяженных объектов необходимо использовать стандарт, который представляет собой также протяженный объект, интенсивность которого более или менее будет постоянна внутри щели. И очень желательно, чтобы съемка этого объекта не отнимала много времени. На небесной сфере такой объект один — Луна.

В данной работе рассматривается возможность использования Луны для абсолютной калибровки спектров ее экзосферы и оценивается ее точность.

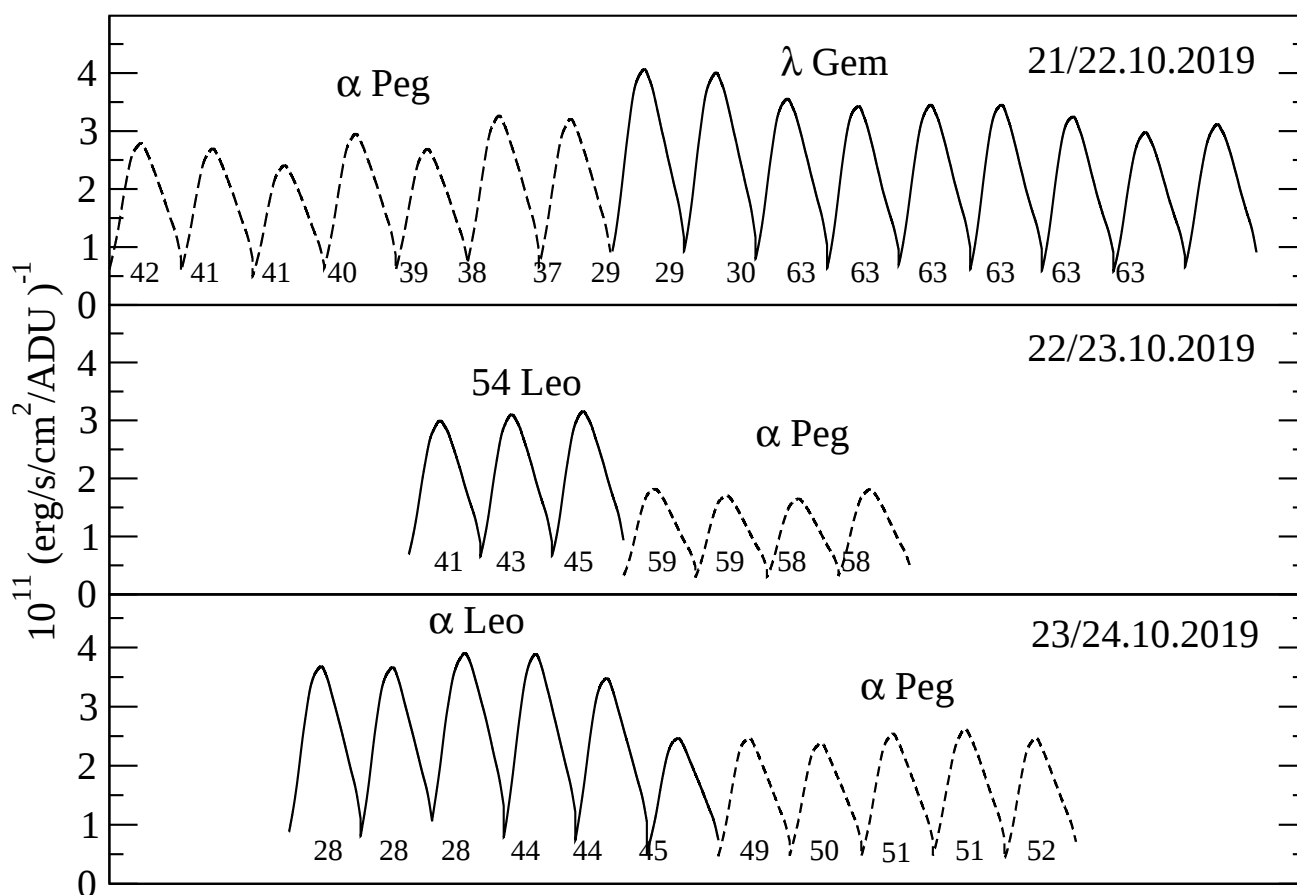


Рис. 1: Последовательности функции отклика для 53-го эшелле порядка, полученные в три ночи на основе спектров звезд-стандартов. Цифрами под каждым порядком указана высота звезды над горизонтом.

2. Наблюдения

Спектральные наблюдения экзосферы Луны были выполнены 21/22, 22/23 и 23/24 октября 2019 г. с помощью эшеллевого спектрографа MAESTRO на 2-м телескопе Цейсс-2000 (Терскольский филиал Института астрономии РАН). Щель спектрографа имеет размер $1.3'' \times 6.8''$, что обеспечивает разрешающую способность $R = 50\,000$. Спектры регистрировались на ПЗС матрицу STA4150A (4096×4096 пикселей) с использованием режима кадрирования (1890×1850 пикселей).

Наблюдения проводились на расстояниях $30''$ и $150''$ (53 и 265 км соответственно) от лунного лимба над северным полюсом. Время экспозиции каждого спектра составило 1200 секунд. Примерно в то же время были получены спектры поверхности Луны в районе Океана Бурь с выдержкой 5 и 20 секунд, а также нескольких звезд-стандартов: 54 Leo, α Leo, λ Gem и α Peg, последняя наблюдалась каждую ночь, остальные по одной ночи.

Пакет echelle в программе MIDAS использовался для обработки спектральных данных: учета bias, удаления следов космических частиц, определения положений и извлечения порядков эшелле-спектра, учета рассеянного света в спектрографе, калибровки по длинам волн с использованием спектра стандартной Th-Ar лампы.

Поглощение в земной атмосфере учтено в соответствии с работой [4]. Все спектры приведены ко времени экспозиции в одну секунду. На этом этапе спектры, полученные над лунным лимбом, содержали как спектры экзосферы Луны, так и спектр Солнца, отраженный от поверхности Луны и рассеянный в земной атмосфере. Чтобы извлечь спектр лунной экзосферы, мы используем масштабированный спектр ровной поверхности Океана Бурь, взятый в качестве спектра рассеянного света.

На следующем шаге были найдены кривые спектральной чувствительности (функции отклика) для каждого эшелле порядка на основе спектров звезд-стандартов. Их абсолютные потоки взяты из спектрофотометрических каталогов [1, 2, 3], которые были переведены в формат MIDAS в единую со спектральными наблюдениями шкалу длин волн. Функции отклика получены делением спектра звезды, приведенного к одной секунде экспозиции, на известный спектр звезды в абсолютных потоках эрг/с/см⁻². Такие кривые для 53-го порядка ($\lambda_{\text{cen}} \approx 5900 \text{ \AA}$) приведены на рис. 1.

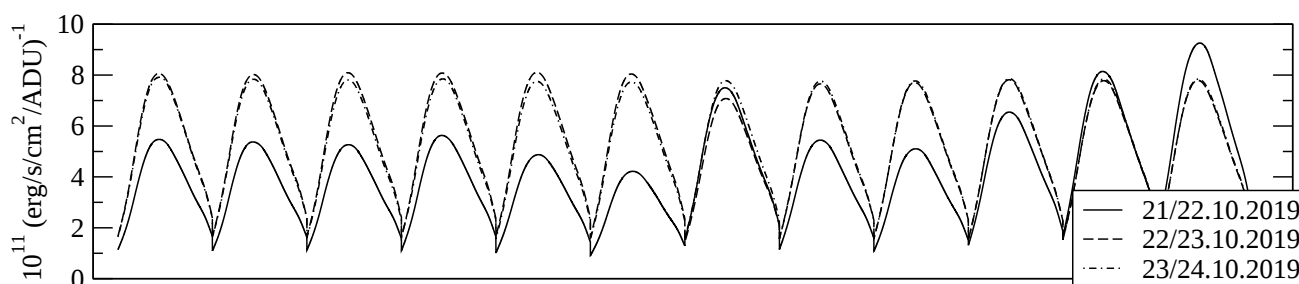


Рис. 2: Последовательности функции отклика для 53-го эшелле порядка, полученные в три ночи на основе спектров поверхности Океана Бурь.

В идеале все кривые должны быть идентичными как в течение одной ночи, так и в разные. Однако видно значительное изменение кривых. В первую ночь различия превышают 45% между двумя звездами. Заметно, что меняются кривые для каждой из звезд. α Peg показывает изменения на 30% при снижении высоты на 5° . Функция отклика, полученная по звезде λ Gem, меняется на 15–20% даже при одной высоте объекта, возможно, вследствие переменности размера изображения. Во вторую ночь различия достигают уже почти коэффициента два при изменении высоты звезд от 41 до 59° , что связано, скорее всего, с сильной турбулентностью в земной атмосфере. В третью ночь видно сильное проседание функции отклика для звезды α Leo на одной высоте, что может свидетельствовать о резком изменении атмосферных условий. При этом для высоты около $45 - 50^\circ$ картина становится одинаковой для разных звезд. α Peg наблюдалась каждую ночь, разница в функции отклика достигает почти коэффициента два. Размер изображения был наименьшим во вторую ночь, звезда находилась высоко над горизонтом и атмосфера была наиболее спокойной.

3. Луна как стандарт

Альbedo всей поверхности Луны известно из измерений спутника Lunar Reconnaissance Orbiter (LRO)¹. Данные представлены в виде FITS файла, мировые координаты в котором даны в виде селенографических координат, применяемых с учетом либрации для вычисления углов на лунной поверхности относительно Солнца и наблюдателя. Фазовые и спектральные зависимости участков Луны, вычисленные на основании работ [5, 6, 7, 8, 9], совместно со значениями альbedo и плотности потока солнечного излучения на земной орбите позволяют определить интенсивность излучения выбранной площадки. Авторы перечисленных работ заявляют точность вычисления интенсивности не менее 10%. Абсолютная плотность потока от Солнца взята из работы [10], но его спектральное разрешение недостаточно для анализа совместно с нашими наблюдениями. Поэтому мы создали соответствующий $R = 50\,000$ спектр Солнца в абсолютных потоках на основе [10] и [11] ($R = 500\,000$, нормирован на континуум) и последующей свертки с функцией Гаусса. Полученный спектр с учетом альbedo и фактора дилуции при известном расстоянии до Луны был использован нами для построения функции отклика для каждого эшелле порядка.

Для качественной калибровки при различных фазах Луны требуется наблюдать наиболее гладкие однородные площадки, не имеющие теней. Такими могут быть участки морей и океанов, а также дно некоторых кратеров. Каждую ночь было получено по 12 спектров поверхности Океана Бурь. При этом Луна находилась на разных высотах над горизонтом от 27 до 64° , что учитывалось при обработке. Здесь также учтено, что альbedo наблюдаемой площадки составило 0.0293, 0.0240 и 0.0184 в каждую из трех ночей, соответственно. На рис. 2 приведены функции отклика для того же 53-го эшелле порядка, полученные по наблюдениям Луны. В первую ночь проводился выбор площадки Океана Бурь и отрабатывалась наводка на нее, поэтому функции отклика меняются. 7-ая и 11-ая экспозиции были наиболее близкими к выбранной позже площадке. В следующие две ночи наблюдения проводились по отработанной методике, и видна высокая стабильность функции отклика, различия в среднем укладываются в 1% при точном наведении.

4. Заключение

Таким образом, в работе показано, что использование Луны как фотометрического стандарта является приемлемым подходом при абсолютной калибровке протяженных объектов. Практическая точность около 1%, теоретическая не хуже 10%. При наблюдениях экзосферы Луны это будет наиболее приемлемый метод. Для случая, когда Луна не видна, возможно единожды откалибровать систему «телескоп-спектрограф-ПЗС» (или делать это с некоторой регулярностью), и использовать калибровку в дальнейшем.

¹<http://lroc.sese.asu.edu>

Список литературы

1. V. I. Burnashev, *Abastumanskaia Astrofizicheskaia Observatoriia Byulleten*, **59**, 83, 1985.
2. I. N. Glushneva, I. B. Voloshina, V. T. Doroshenko, L. V. Mossa-Kovskaya, S. L. Ovchinnikov, and T. S. Khruzina, *Trudy Gosudarstvennogo Astronomicheskogo Instituta*, **54**, 3, 1984.
3. G. A. Alekseeva, A. A. Arkharov, V. D. Galkin, E. I. Hagen-Thorn, et al., *Baltic Astronomy*, **5**, 603, 1996.
4. H. Tüg, *The Messenger*, **11**, 7, 1977.
5. H. H. Kieffer and T. C. Stone, *AJ*, **129**, 2887, 2005.
6. L. A. Akimov, Y. I. Velikodskij, and V. V. Korokhin, *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **15**, 232, 1999.
7. V. V. Korokhin, Y. I. Velikodsky, Y. G. Shkuratov, and U. Mall, *Solar System Research*, **41**, 19, 2007.
8. Y. Shkuratov, V. Kaydash, V. Korokhin, Y. Velikodsky, N. Opanasenko, and G. Videen, *P&SS*, **59**, 1326, 2011.
9. Y. I. Velikodsky, N. V. Opanasenko, L. A. Akimov, V. V. Korokhin, et al., *Icarus*, **214**, 30, 2011.
10. L. Colina, R. C. Bohlin, and F. Castelli, *AJ*, **112**, 307, 1996.
11. R. L. Kurucz, I. Furenlid, J. Brault, and L. Testerman, *Solar flux atlas from 296 to 1300 nm* (1984).

О возможности использования фотометрии площадок Ландольта для определения параметров звезд и межзвездного покраснения

Пахомов Ю.В.¹, Степина Ю.А.²

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²Институт физики, технологии и информационных систем, МПГУ, Москва, Россия

В работе проанализирована возможность определения звездных параметров и межзвездного покраснения на основе UBVRIJHK фотометрии вторичных стандартов площадки Ландольта S98. Показано, что для этого необходима точность фотометрических измерений не менее $0.010 - 0.015^m$, а при наличии измеренного параллакса — не менее 0.02^m .

Ключевые слова: фотометрия, параметры звезд, межзвездное покраснение

On possibility using photometry of Landolt fields for determination of stellar parameters and interstellar reddening

Pakhomov Yu.V.¹, Stepina Yu.A.²

¹Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

²Institute of Physics, Technology, and Informational Systems, MPGU, Moscow, Russia

The paper analyzes the possibility of determination of stellar parameters and interstellar reddening based on UBVRIJHK photometry of secondary standards of the Landolt field S98. It is shown that the accuracy of photometric measurements should be $0.010 - 0.015^m$ or better and, at least 0.02^m , if a measured parallax is available.

Keywords: photometry, stellar parameters, interstellar reddening

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.010

1. Введение

Наблюдаемое распределение энергии в спектре звезды зависит от физических параметров звезды: эффективной температуры T_{eff} , ускорения силы тяжести $\lg g$, химического состава, ее углового размера, а также от поглощения в межзвездной среде. Определение этих параметров играет важную роль в изучении физики звезд и звездных систем. Для этого анализируют спектры звезд, однако их получение является очень затратным по времени и требует применения больших телескопов. Поэтому для массовых оценок некоторых параметров звезд используют фотометрические данные совместно с измерением параллаксов. Многоцветная широкополосная фотометрия позволяет, прежде всего, определить T_{eff} на основе показателей цвета, например, $B - V$. Межзвездное поглощение по-разному влияет на разные показатели цвета, что дает возможность оценки избытка цвета $E(B - V)$. Химический состав невозможно определить из фотометрии, но потоки в фильтрах зависят от металличности $[\text{Fe}/\text{H}]$ звезды, различие составляет несколько сотых звездной величины на 1 dex изменения $[\text{Fe}/\text{H}]$. Влияние $\lg g$ на отдельные цвета в общем незначительно, обычно различие между карликами и гигантами менее 0.01^m , но для цвета $U - B$ составляет более 0.10^m для звезд классов F-G-K. Таким образом, для определения этих параметров необходима точность фотометрии не хуже нескольких сотых звездной величины. Такая точность не достигается при массовой фотометрии, кроме того, измерения в фильтре U практически не проводятся для таких задач. Однако существуют избранные области небесной сферы, где выполнена многоцветная широкополосная фотометрия в системе Джонсона с максимально возможной точностью. Это фотометрические площадки Ландольта.

Данная работа на примере двух звезд (карлика и гиганта, см. табл. 1) площадки S98, являющимися вторичными стандартами, показывает возможность оценки параметров звезд на основе широкополосной фотометрии и необходимую для этого ее точность.

2. Определение параметров

Основой метода является теоретическая сетка звездных величин в разных фильтрах (UBVRIJHK) системы Джонсон [1]¹, рассчитанная для разных эффективных температур, ускорений силы тяжести и металличностей. Закон межзвездного поглощения использован из работы [2]. Наблюдаемые величины UBVRI звезд взяты из работы [3], содержащей фотометрические измерения вторичных звезд-стандартов, а инфракрасные JHK — из каталога 2MASS [4]. Добавление инфракрасных цветов дает увеличение точности определения T_{eff} и $E(B - V)$. Звездные величины вычислены по формуле:

$$m_X = m_X^{\text{synt}}(T_{\text{eff}}, \lg g, [\text{Fe}/\text{H}]) + R_X E(B - V) - 5 \lg \frac{\theta/2}{2.06265 \times 10^{11}} \quad (1)$$

¹<http://wwwuser.oats.inaf.it/castelli/grids.html>

Таблица 1: Многоцветная фотометрия исследуемых звезд.

	U	B	V	R	I	J	H	K
S98 1878								
Obs	13.211	13.161	12.749	12.504	12.261	11.930	11.807	11.741
	± 0.0094	± 0.0029	± 0.0035	± 0.0018	± 0.0027	± 0.024	± 0.023	± 0.021
Calc	13.216	13.154	12.749	12.508	12.250	11.960	11.778	11.750
(O-C)	0.005	-0.007	-0.000	0.004	-0.011	0.030	-0.029	0.009
S98 1896								
Obs	14.588	13.273	11.925	11.202	10.546	9.521	8.885	8.730
	± 0.0017	± 0.0013	± 0.0019	± 0.0011	± 0.0021	± 0.024	± 0.022	± 0.021
Calc	14.583	13.290	11.921	11.204	10.522	9.535	8.874	8.741
(O-C)	-0.005	0.017	-0.004	0.002	-0.024	0.014	-0.011	0.011

где $R_X = A_X/E(B - V)$ — отношение полного поглощения в фильтре X к избытку цвета $E(B - V)$, оно принималось постоянным, θ — угловой диаметр звезды в микросекундах дуги.

Параметры восьми уравнений (1) определены методом минимизации Левенберга-Марквардта [5, 6]. Так как он основан на методе градиентного спуска, то решение очень чувствительно к начальному выбору значений параметров. Первыми оцениваются два параметра: T_{eff} по цвету B-V и угловой диаметр θ по разности блеска $m_V - m_V^{\text{synt}}$ из соотношения (1) при фиксированных значениях $E(B - V) = 0$, $\lg g = 4$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$. Затем добавляется третий параметр $E(B - V)$ и находится новое решение $(T_{\text{eff}}, \theta, E(B - V))$. И далее по одному на каждом шаге добавляются параметры в следующем порядке: $\lg g$ и $[\text{Fe}/\text{H}]$, который обеспечивает сходимость к правильному решению. Вычисленные значения блеска звезд в разных фильтрах приведены в табл. 1, а значения полученных параметров вместе со среднеквадратичной ошибкой σ даны в табл. 2.

Таблица 2: Параметры звездных атмосфер и межзвездной среды.

Звезда	T_{eff} , K	$\lg g$	$[\text{Fe}/\text{H}]$	$E(B - V)$	θ , μas	σ , m
S98 1878	7500 ± 258	5.0 ± 0.5	-0.3 ± 0.6	0.12 ± 0.03	16.64 ± 0.17	0.016
S98 1896	4730 ± 151	2.6 ± 1.3	0.0 ± 0.3	0.27 ± 0.07	88.6 ± 1.4	0.013

Таблица 3: Параллаксы и физические параметры звезд.

Звезда	d , пк	$R/R_{\odot}$	$\log L/L_{\odot}$	$M/M_{\odot}$	$\lg g$
S98 1878	834 ± 35	1.49 ± 0.06	0.80 ± 0.08	1.6 ± 0.1	4.30 ± 0.05
S98 1896	1274 ± 68	12.1 ± 0.7	1.82 ± 0.21	2.6 ± 0.3	2.63 ± 0.06

Независимая проверка может быть выполнена для значения $\lg g$ на основе имеющихся значений параллакса из проекта Gaia DR2 [7]. Расстояния d до исследуемых звезд, определенные из параллакса с учетом нелинейности и систематических отклонений, получены из работы [8]. Зная угловой диаметр θ , вычисляем линейный радиус звезды R , и затем с использованием T_{eff} светимость L . Масса M определена из эволюционных треков [9], а $\lg g$ — из закона всемирного тяготения. Эти значения приведены в табл. 3, откуда видно хорошее согласие $\lg g$ со значениями из табл. 2.

3. Анализ необходимой точности фотометрии

Для анализа точности, необходимой для определения параметров звезд, для сетки значений $(T_{\text{eff}}, \lg g, [\text{Fe}/\text{H}], E(B - V))$ были выполнены расчеты среднеквадратичной ошибки σ на основе разницы (O-C) во всех 8 фильтрах. Угловой диаметр θ является зависимым параметром и определяется из соотношения (1).

Диаграммы распределения значений σ показаны на рис. 1. Значения параметров, которые не входят в конкретную диаграмму, были зафиксированы решением из табл. 2.

Из рис. 1 (верхний ряд) видно, что существует сильная корреляция между значениями T_{eff} и $E(B - V)$, так что при $\sigma > 0.1^{\text{m}}$ для карлика и при $\sigma > 0.05^{\text{m}}$ для гиганта невозможно определить одновременно эти параметры. Приемлемое по точности решение для $E(B - V)$ ($\pm 0.1^{\text{m}}$) может быть получено только при $\sigma < 0.02^{\text{m}}$.

Диаграмма $T_{\text{eff}} - \lg g$ показана в среднем ряду. При $\sigma > 0.05 - 0.07^{\text{m}}$ невозможно различить карлики и гиганты. А для оценки $\lg g$ с ошибкой ± 0.5 dex необходима точность фотометрии $\sigma < 0.010 - 0.015^{\text{m}}$.

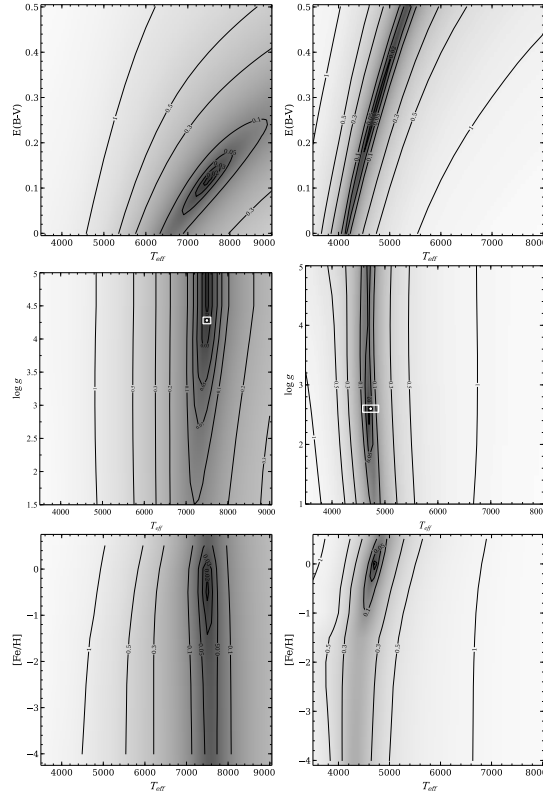


Рис. 1: Диаграммы $T_{\text{eff}} - E(B - V)$ (верхний ряд), $T_{\text{eff}} - \lg g$ (средний ряд), $T_{\text{eff}} - [\text{Fe}/\text{H}]$ (нижний ряд) для звезды S98-1878 (левая колонка) и звезды S98-1896 (правая колонка). Контурами и оттенками серого отмечена величина среднеквадратичной ошибки σ многоцветной фотометрии в звездных величинах.

На рисунке также показан бар ошибок независимых значений $\lg g$ из табл. 3, вычисленных с использованием параллаксов Gaia DR2.

Нижний ряд рисунка показывает, что для грубой оценки металличности $[\text{Fe}/\text{H}]$ хотя бы с точностью 1 dex необходима фотометрическая точность $\sigma < 0.03^{\text{m}}$ для карликов и $\sigma < 0.10^{\text{m}}$ для гигантов.

Точность параметров, оцененных из широкополосной фотометрии, конечно же, значительно проигрывает спектральным методам, особенно для $\lg g$ и $[\text{Fe}/\text{H}]$. Но значения $E(B - V)$ могут быть использованы для исследований поглощения на площадках Ландольта. Этому способствует и их компактность. Так, площадка S98, две звезды которой были исследованы в данной работе, имеет площадь около 0.16 кв. градуса и насчитывает более 2800 звезд с точной фотометрией из работы [3] и с известными параллаксами.

4. Заключение

Таким образом, при использовании восьмицветной фотометрии BVRIJHK для оценки параметров звезд и межзвездного поглощения необходима точность не хуже $0.010\text{--}0.015^{\text{m}}$, а при наличии измеренного параллакса — не хуже 0.02^{m} . Такую точность имеют фотометрические измерения звезд-стандартов, как первичных, точность которых лучше 0.01^{m} , так и вторичных. Поэтому площадки Ландольта, содержащие измерения тысяч звезд, могут подходить для решения некоторых задач исследования звездного населения и межзвездного поглощения.

Список литературы

1. M. S. Bessell, F. Castelli, and B. Plez, *A&A*, **333**, 231, 1998.
2. J. S. Mathis, *ARA&A*, **28**, 37, 1990.
3. J. L. Clem and A. U. Landolt, *AJ*, **146**, 88, 2013.
4. M. F. Skrutskie, R. M. Cutri, R. Stiening, M. D. Weinberg, et al., *AJ*, **131**, 1163, 2006.
5. K. Levenberg, *Quarterly of Applied Mathematics*, **2**, 164, 1944, URL <https://doi.org/10.1090/qam/10666>.
6. D. W. Marquardt, *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics*, **11**, 431, 1963, URL <https://doi.org/10.1137/0111030>.
7. Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., *A&A*, **616**, A1, 2018.
8. C. A. L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, G. Mantelet, and R. Andrae, *AJ*, **156**, 58, 2018.
9. L. Girardi, A. Bressan, G. Bertelli, and C. Chiosi, *A&A Sup.*, **141**, 371, 2000.

О пятнах на поверхности звезд с планетными системами. I.

Саванов И.С.¹, Дмитриенко Е.С.²

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Москва, Россия

Для двух независимых выборок звезд с планетными системами по данным наблюдений основной миссии Кеплер и ее продолжения K2 выполнено сопоставление величин параметров, характеризующих площадь пятен (в относительных и абсолютных единицах), с эффективной температурой и с периодами вращения объектов. Установлено согласие результатов, найденных по данным этих выборок. Сделаны заключения об изменениях активности этих звезд с температурой и о связи активности с вращением. Показано, что площади пятен на поверхности звезд с экзопланетами из рассматриваемых выборок существенно превосходят площади самых больших групп пятен на Солнце.

Ключевые слова: звезды, активность, магнитные поля, фотометрия, кривые блеска, пятна, переменность

Spottedness of stars with planetary systems. I

Savanov I.S.¹, Dmitrienko E.S.²

¹Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

²Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

For two independent samples of stars with planetary systems observed with Kepler mission and K2 we compared the values of parameters that characterize the area of cool spots on their surfaces (in relative and absolute units) with the effective temperature and rotation periods of the objects. We found the agreement of the results obtained from these samples. Conclusions about changes in the activity of these stars with temperature and about the relationship of activity with rotation were done. It is shown that the area of spots on the surface of stars with exoplanets from the samples under consideration significantly exceeds the area of the largest group of spots on the Sun.

Keywords: stars, activity, magnetic fields, photometry, light curves, spots, variability

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.011

1. Введение

Авторы [1] представили результаты анализа 275 кандидатов в планеты по наблюдениям миссии K2 (продолжение работы космического телескопа Кеплер). Цель работы состояла в продолжении исследования планетных систем, выполненных ранее по наблюдениям основной миссии Кеплер при наблюдениях других областей неба. В [1] были рассмотрены данные архива K2 кампаний 1–0 для звезд ярче 13 звездной величины. Для уточнения характеристик объектов авторами [1] были дополнительно проведены их спектральные наблюдения с высоким разрешением ($R = 44000$) и выполнены оценки вероятностей принадлежности кандидатов в планеты к числу планет. В итоге была рассмотрена выборка из 149 объектов, 36 из которых ранее рассматривались как кандидаты, а 56 — были впервые обнаружены. Мы сопоставили данные о звездах этой выборки с результатами работы [2], в которой по данным наблюдений всех кампаний K2 представлены сведения о периодах вращения около 30000 звезд. Большим достоинством данных из [2] является то, что они содержат параметры звезд, приведенные согласно уточненным результатам из каталога миссии K2¹. Наш анализ показал, что в списках [1] и [2] имеются 67 общих объектов, которые и были выбраны для нашего последующего анализа.

Ранее нами уже был выполнен сравнительный анализ результатов фотометрических наблюдений звезд с помощью миссии Кеплер и ее продолжения K2. Оценка сопоставимости данных была проведена косвенным методом на базе вычисленных нами значений параметра запытенности звездной поверхности S (доли поверхности звезды покрытой пятнами). Величины S определялись по амплитудам переменности блеска объектов R_{var} , полученным по кривым блеска в ходе наблюдений основной миссии и K2. Главный вывод нашей работы состоял в том, что рассмотренные данные образуют единый массив, который может быть использован в дальнейших исследованиях, что и делает обоснованным проведение настоящего анализа. Отметим, что при рассмотрении характерных свойств изменений параметра запытенности были установлены как его рост при переходе от F-G звезд к карликам спектрального класса M, так и бимодальность в распределении S , проявление которой нами было зарегистрировано в [3] при исследовании звезд с экзопланетами.

2. Анализ диаграмм $S - T_{\text{eff}}$ и $S - P$

Ранее в [3] по фотометрическим наблюдениям с космическим телескопом Кеплер нами были уже рассмотрены свойства активных областей (холодных пятен) на поверхности 737 звезд, обладающих планетными

¹<http://archive.stsci.edu/k2/epic/search.php>

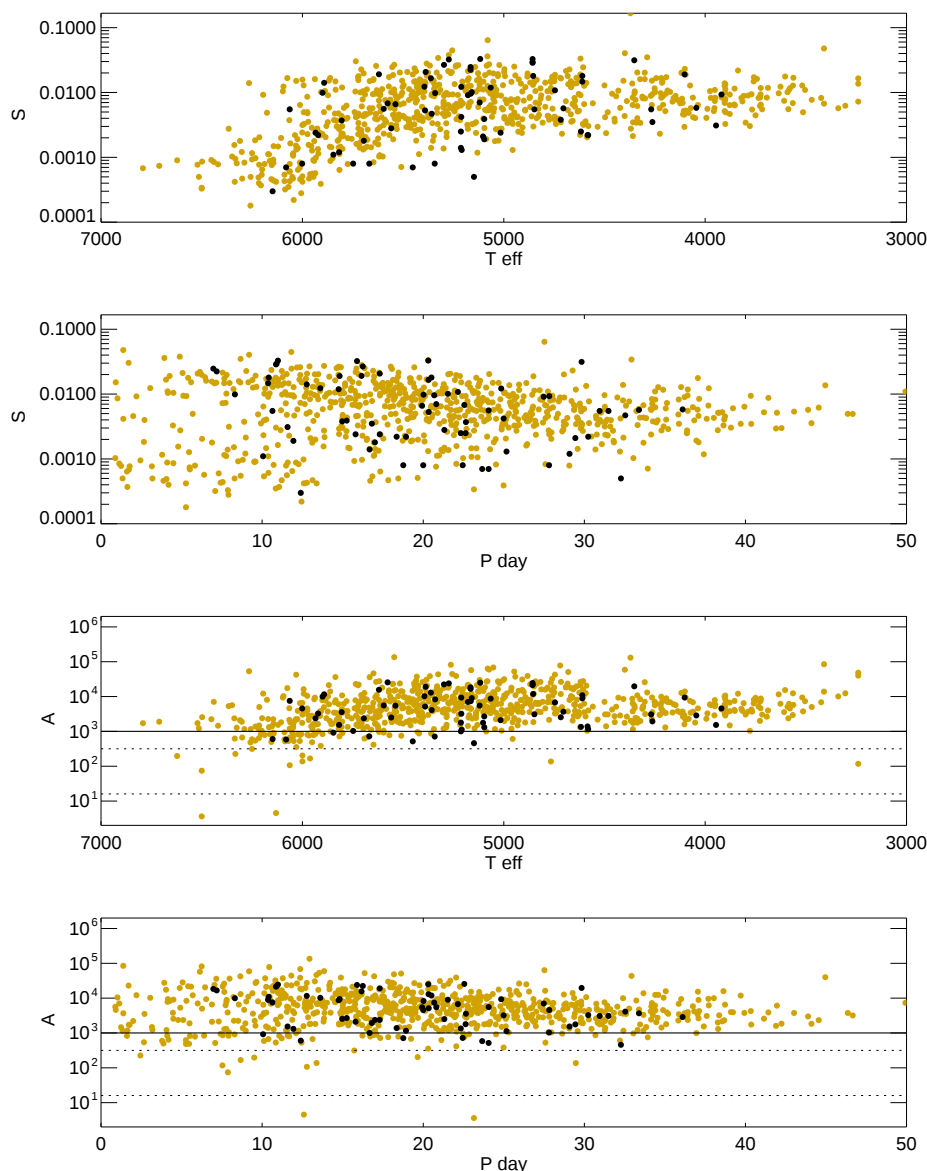


Рис. 1: Две верхние диаграммы: сопоставление величин параметра S для звезд с экзопланетами в зависимости от их эффективной температуры и от периода вращения. Две нижние диаграммы: зависимости площади пятен A на поверхности звезд с экзопланетами, выраженной в долях видимой полусферы Солнца (миллионных долях, м.д.п.), от эффективной температуры и периода вращения. Светлые кружки — данные из [4], темные — из [1]. Штриховые линии соответствуют максимумам бимодального распределения параметра A для Солнца, а максимальное значение параметра A представлено сплошной линией.

системами (экзопланетами). Мы изучили зависимости величины параметра запятненности S звезд с планетными системами от эффективной температуры этих объектов и от периода их осевого вращения. Основное заключение нашего исследования [3] состояло в том, что не было получено свидетельств того, что магнитная активность звезд с экзопланетами имеет ярко выраженные особенности, отличающие их от активности звезд более обширной выборки. Запятненность звезд с планетными системами в подавляющем большинстве случаев не превосходит 5 процентов от площади их поверхности. Найдено, что для звезд с эффективными температурами менее 5750 К существует монотонное уменьшение величины запятненности от периода вращения звезды. Для звезд с эффективными температурами менее 5750 К и периодами вращения до 10 суток установлено отсутствие звезд с малыми величинами S (менее 0.002). Звезды с эффективными температурами более 5750 К имеют очень малую запятненность для быстровращающихся звезд, для них S возрастает для объектов с периодами вращения порядка 20–25 суток.

Наше настоящее исследование мы начали с сопоставления параметров $S - T_{\text{eff}}$ и $S - P$ (рис. 1), полученных по данным из [4] и [1]. Оба массива данных содержат необходимую для оценок параметра S информацию — амплитуду переменности блеска объекта R_{var} и его эффективную температуру. По ранее

примененной нами методике (см. в [3, 5]) были переопределены величины S для звезд из [4] и найдены параметры запятненности для 67 звезд из [1]. На двух верхних диаграммах рис. 1 сопоставлены величины S в зависимости от эффективной температуры звезд и от периода их вращения. Эти диаграммы привлекают особое внимание, поскольку они позволяют сделать заключения об изменениях активности у звезд различных температур и о связи активности с вращением.

3. Оценки параметра A запятненности звезд

На двух нижних диаграммах рис. 1 представлены зависимости площади пятен A на поверхности звезд с экзопланетами, выраженных в долях видимой полусферы Солнца (миллионных долях, м.д.п.), от эффективной температуры и периода вращения. Принимая оценку радиуса звезд (согласно обновленным данным архива телескопа Кеплер²), мы получили величины A площади пятен на поверхности звезд в абсолютной мере. Хорошо известно, что на Солнце средние по размерам пятна имеют площадь 10 – 200 м.д.п. [6]. Максимумы бимодального распределения параметра A для Солнца представлены на нижних диаграммах рис. 1 штриховой линией, а максимальное значение параметра A — сплошной. Если площадь большой группы пятен на Солнце может составлять 1–2 тысячи м.д.п., то площади пятен на поверхности звезд с экзопланетами существенно превосходят ее и находятся в пределах от 8000 м.д.п. до 60000 м.д.п. Отметим, что данные, представленные на рис. 1, указывают на хорошее согласие результатов о свойствах пятен на поверхности звезд с экзопланетами по данным двух выборок — из [4] и [1].

4. Заключение

В нашей работе для звезд с планетными системами на основе данных [1] и [4] выполнено сопоставление величин параметров, характеризующих площадь пятен (в относительных единицах S и абсолютных A (миллионных долях площади поверхности Солнца)) с эффективной температурой и с периодами вращения объектов. Сделаны заключения об изменениях активности у этих звезд с различными температурами и о связи активности с вращением. Показано, что площади пятен на поверхности звезд с экзопланетами существенно превосходят площади самых больших групп пятен на Солнце и находятся в пределах от 8000 м.д.п. до 60000 м.д.п. Имеется хорошее согласие результатов, найденных по данным выборок [1] и [4].

Исследование выполнено в рамках проекта «Исследование звезд с экзопланетами» по гранту Правительства РФ для проведения научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (соглашение №075-15-2019-1875).

Список литературы

1. A. W. Mayo, A. Vanderburg, D. W. Latham, A. Bieryla, et al., *AJ*, **155**, 136, 2018.
2. T. Reinhold and S. Hekker, *A&A*, **635**, A43, 2020.
3. I. S. Savanov, *Astrophysical Bulletin*, **70**, 83, 2015.
4. A. McQuillan, T. Mazeh, and S. Aigrain, *ApJL*, **775**, L11, 2013.
5. E. S. Dmitrienko and I. S. Savanov, *Astronomy Reports*, **61**, 122, 2017.
6. Y. A. Nagovitsyn and A. A. Pevtsov, *ApJ*, **833**, 94, 2016.

²<http://archive.stsci.edu/k2/>

Кинематика OB-звезд и цефеид по данным Gaia DR2

Пахомова П.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Цель работы заключалась в исследовании кинематики и уточнении шкалы расстояний молодых объектов галактического диска: OB-звезд и звезд высокой светимости поздних спектральных классов, а также цефеид. Использовались наблюдательные данные, полученные в ходе миссии Gaia и опубликованные в каталоге Gaia DR2. Для определения кинематических параметров объектов применен метод статистических параллаксов.

Ключевые слова: кинематика и динамика звезд, расстояния до звезд, переменные, цефеиды, параллаксы

The kinematics of OB-stars and Cepheids based on Gaia DR2 catalogue

Pakhomova P.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

The purpose of the work was to study the kinematics and refine the distance scale of young objects of the galactic disk: OB stars and high-luminosity stars of late spectral classes, as well as Cepheids. We used the observational data obtained during the Gaia mission and published in the Gaia DR2 catalog. The statistical parallax method was used to determine the kinematic parameters of objects.

Keywords: kinematics and dynamics of stars, distances to stars, variables, Cepheids, parallaxes

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.012

1. Введение

Дисковые галактики отличаются большим разнообразием звездных населений. Наряду с различиями пространственного распределения, эти населения различаются также происхождением, химическим составом и кинематикой. В отличие от галактического гало, кинематика диска отражает упорядоченное движение объектов, т.е. общее вращение. Распределение скорости вращения, как известно, зависит от распределения масс в галактике. Поэтому изучение кинематики диска может дать полезную информацию для моделирования распределения масс в Галактике. Изучение кинематики галактического диска на основе OB-звезд, цефеид и других молодых объектов на сегодняшний день проведено во многих работах и на основе объектов различных типов. Одним из первых после опубликования данных Hipparcos исследований объектов галактического диска методом статистических параллаксов в его полной форме, которые сочетали анализ поля скоростей и уточнение нуля-пункта шкалы расстояний классических цефеид и молодых рассеянных скоплений, была работа Расторгуева и др. [1]. Позже данный метод применяли Заболотских и др. [2] к объединенной выборке молодых объектов высокой светимости разных типов. За последние несколько лет метод статистических параллаксов был применен также и к OB-звездам и ассоциациям, как, например, в работах Бобылева и Байковой по нахождению кривой вращения Галактики по выборке OB-звезд [3] и исследованию кинематики галактического диска с помощью собственных движений OB-звезд из каталога Gaia DR1 [4]. Кроме того, ими же были проверены значения расстояний и собственных движений OB-звезд и цефеид из каталога Gaia TGAS [5]. Также метод статистических параллаксов применялся к мазерным источникам в работе Расторгуева, Уткина и др. [6], в которой был в наиболее общем виде (поле пространственных скоростей с чистым вращением и спиральными возмущениями) разработан алгоритм, позволяющий численно реализовать данный метод, а также описан весь необходимый математический аппарат. В данной работе существенно модифицирован способ построения кривой вращения: в отличие от традиционного подхода, аппроксимировалась полиномом линейная скорость, а не угловая. Классическое разложение угловой скорости в ряд по степеням разности галактоцентрических расстояний (приводящее к формулам Боттлингера) имеет историческое значение, т.к. сто лет назад наблюдательные данные о кинематике звезд имелись лишь для Солнечной окрестности. В настоящее время интервал галактоцентрических расстояний изучаемых объектов настолько велик, что формулы Боттлингера вполне можно считать удобным, но уже устаревшим способом описания кривой вращения диска. Переход от угловой скорости к линейной позволяет повысить точность кривой вращения и получить ее сразу в виде зависимости тангенциальных скоростей от галактоцентрического расстояния.

2. Наблюдательные данные

Наблюдательный материал представлен несколькими выборками различных типов объектов:

1. Молодые звезды, принадлежащие в основном к спектральным классам O и B поля, не входящих в OB-ассоциации и расположенных в областях звездообразования. Была использована выборка, включающая

в себя 5772 ОБ-звезды, из каталога Xu et al. [7], с собственными движениями и тригонометрическими параллаксами, определенными в ходе миссии Gaia DR2 в 2018 г., лучевые скорости при их отсутствии для некоторых объектов взяты из каталога Simbad.

2. 435 цефеид из каталога Мельник и др. [8] со средними по потоку величинами в полосе V и высокоточными лучевыми скоростями. Их избытки цвета взяты как средние значения по целому ряду определений $E(B - V)$, опубликованных в базе данных Ферни и др. [9]. Фотометрические расстояния вычислены по зависимости период-светимость, выведенной Лазовиком и др. [10] с помощью усовершенствованного метода Бааде-Беккера-Весселинка с использованием мультифазных измерений эффективных температур цефеид (Расторгуев и др. [11]).
3. 818 цефеид из работ Mroz et al. [12] и Skowron et al. [13]. В каталоге Mroz et al. собственные движения и лучевые скорости взяты из каталога Gaia DR2. Используются как фотометрические расстояния до звезд, вычисленные в работе Skowron et al. на основе соотношения период-светимость в инфракрасном диапазоне (где межзвездное поглощение мало), так и их тригонометрические параллаксы из каталога Gaia DR2.

3. Метод

Основные принципы метода статистических параллаксов

В данной работе для анализа кинематики объектов галактического диска и определения параметров поля скоростей используется метод статистических параллаксов в его классической форме и реализуется с использованием средств вычислительной среды Matlab. Отклонения пространственных скоростей объектов (вычисленных на основе принятых расстояний) от модельных значений скоростей описываются ковариационной матрицей. Она определяется случайными ошибками наблюдательных данных (гелиоцентрических расстояний, лучевых скоростей и собственных движений), дисперсией скоростей объектов выборки и ошибками модельных значений скоростей, вызванных случайными и систематическими ошибками принятых гелиоцентрических расстояний. Такой подход позволяет определять кинематические параметры методом максимума правдоподобия. В кратком виде он был сформулирован Мюрреем в 1983 г. [14], но впервые применен к Лиродам и цефеидам еще в 1980 г. [15]. Метод максимального правдоподобия позволяет не только вычислить основные кинематические характеристики выборки, но и определить систематическую поправку к принятой шкале расстояний. Пространственная скорость звезды включает два компонента: лучевую скорость и тангенциальную. Тангенциальная скорость вычисляется по собственным движениям и гелиоцентрическим расстояниям, в то время как лучевая скорость не связана с расстоянием. Суть метода статистических параллаксов состоит в таком подборе шкалы расстояний, при котором пространственные скорости объектов будут соответствовать выбранной кинематической модели. Результаты применения этого метода зависят от правильности выбора кинематической модели. Используемая в работе модель учитывает дифференциальное вращение Галактики с угловой скоростью $\omega(R)$ и движение Солнца относительно локальной выборки, а также вклад некруговых движений, вызванных спиральной волной плотности, которые вычисляются в рамках линейного приближения:

$$\begin{pmatrix} V_r \\ kr\mu_l \\ kr\mu_b \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} R_0(\omega - \omega_0) \sin l \cos b \\ (R_0 \cos l - r \cos b)(\omega - \omega_0) - r\omega_0 \cos b \\ -R_0(\omega - \omega_0) \sin l \sin b \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} -(R_0(\frac{\Pi}{R} - \frac{\Pi_0}{R_0}) \cos l - \frac{\Pi}{R} r \cos b) \cos b \\ R_0(\frac{\Pi}{R} - \frac{\Pi_0}{R_0}) \sin l \\ (R_0(\frac{\Pi}{R} - \frac{\Pi_0}{R_0}) \cos l - \frac{\Pi}{R} r \cos b) \sin b \end{pmatrix} - G^T \times \begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \\ W_0 \end{pmatrix} = \partial \mathbf{V}_{\text{loc}}, \quad (1)$$

где V_r — лучевая скорость, r — гелиоцентрическое расстояние до объекта (в кпк), (μ_l, μ_b) — компоненты собственного движения в направлении галактических координат (в миллисекундах дуги в год), (U_0, V_0, W_0) — компоненты скорости локальной выборки относительно Солнца, $k = 4.741 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$, R и R_0 — расстояния от объекта и Солнца до центра Галактики, Π и Π_0 — радиальные возмущения скорости объекта и Солнца. Модифицированные угловые скорости

$$\Omega = \omega + \frac{\Theta}{R}, \Omega_0 = \omega_0 + \frac{\Theta_0}{R_0} \quad (2)$$

включают тангенциальные возмущения скорости объекта и Солнца, а Π , Π_0 , Ω и Ω_0 задаются соотношением

$$\begin{pmatrix} \Pi \\ \Theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_R \times \cos \chi \\ f_\Theta \times \sin \chi \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \Pi_0 \\ \Theta_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_R \times \cos \chi_0 \\ f_\Theta \times \sin \chi_0 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Матрица вращения

$$G = \begin{pmatrix} \cos b \cos l & -\sin l & -\sin b \cos l \\ \cos b \sin l & \cos l & -\sin b \sin l \\ \sin b & 0 & \cos b \end{pmatrix} \quad (4)$$

преобразует компоненты скорости объекта из локальной системы координат (связанной с направлением на объект) в компоненты скорости в гелиоцентрической прямоугольной системе координат (x, y, z) , начало которой совпадает с положением Солнца, ось x направлена к центру Галактики, ось y — в направлении галактического вращения, а ось z — к северному полюсу Галактики. Разность $\delta \mathbf{V}_{\text{loc}}$ наблюдаемых и модельных значений скоростей представляет собой случайный вектор с ковариационной матрицей:

$$L_{\text{loc}} = L_{\text{err}} + L_{\text{resid}} + \delta L, \quad (5)$$

где L_{err} — матрица ошибок наблюдаемых величин, L_{resid} характеризует естественный разброс скоростей звезд в Галактике, а δL — ошибки модельного поля скоростей, вызванные случайными и систематическими ошибками принятых расстояний. Остаточная скорость звезды — разность между наблюдаемой и модельной скоростью

$$\Delta \mathbf{V}_{\text{loc}}(r_e) = \mathbf{V}_{\text{loc}}(r_e) - \mathbf{V}_{\text{loc,mod}}(r_e). \quad (6)$$

Трехмерная функция распределения остаточной скорости звезд записывается в общем виде

$$f(\delta \mathbf{V}_{\text{loc}} | \Lambda) = (2\pi)^{-3/2} |L_{\text{loc}}|^{-1/2} \exp\left(-\frac{1}{2} \delta \mathbf{V}_{\text{loc}}^T L_{\text{loc}}^{-1} \delta \mathbf{V}_{\text{loc}}\right), \quad (7)$$

где Λ — набор неизвестных параметров задачи, описывающих модельное поле скоростей, $|L_{\text{loc}}|$ и L_{loc}^{-1} — определитель и обратная матрица ковариации L_{loc} соответственно, вычисляемые индивидуально для каждого объекта выборки. Матрица ковариации также зависит от вектора параметров Λ . Данная функция распределения несет смысл плотности вероятности определенного значения остаточной скорости конкретной звезды. Поскольку скорости звезд можно считать не зависящими друг от друга, их N -частичная функция распределения будет равна произведению функций $f_i(\delta \mathbf{V}_{\text{loc}} | \Lambda)$ для всех звезд выборки:

$$F(\delta \mathbf{V}_{\text{loc}}(1), \dots, \delta \mathbf{V}_{\text{loc}}(N) | \Lambda) = \prod_{i=1}^N f_i(\delta \mathbf{V}_{\text{loc}} | \Lambda), \quad (8)$$

где N — число объектов. Суть метода максимального правдоподобия заключается в том, что наблюдаемое распределение скоростей считается наиболее вероятным из всех возможных распределений (т.к. оно состоялось). Следовательно, вектор параметров Λ выбирается таким, чтобы вероятность $F(\Lambda)$ на реальной выборке объектов достигала своего максимального значения. Такая задача решается с помощью минимизации функции правдоподобия (логарифма N -частичной плотности вероятности F , взятой с обратным знаком):

$$LF(\Lambda) = -\ln F(\delta \mathbf{V}_{\text{loc}}(1), \dots, \delta \mathbf{V}_{\text{loc}}(N) | \Lambda) = -\sum_{i=1}^N \ln f(\delta \mathbf{V}_{\text{loc}}(i) | \Lambda). \quad (9)$$

Поиск минимума функции правдоподобия $LF(\Lambda)$ осуществляется с помощью алгоритмов многомерной оптимизации (в работе использовалась функция FMINUNC вычислительной среды MatLab для поиска экстремума без ограничений, реализующая метод градиентного спуска, с автоматическим вычислением вектора градиента). Явное выражение для функции правдоподобия можно получить, подставив в записанную выше формулу выражение для плотности вероятности $f(\delta \mathbf{V}_{\text{loc}}(i) | \Lambda)$:

$$LF(\Lambda) = \frac{3}{2} N \ln 2\pi + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N [\ln |L_{\text{loc}}(i)| + \delta \mathbf{V}_{\text{loc}}^T(i) L_{\text{loc}}^{-1}(i) \delta \mathbf{V}_{\text{loc}}(i)]. \quad (10)$$

Суммирование выполняется по индексу i — номеру текущего объекта выборки. LF — функция большого числа неизвестных параметров, и, решив задачу оптимизации, можно найти следующие параметры дифференциально вращающейся подсистемы:

- (U_0, V_0, W_0) — компоненты скорости локальной выборки звезд относительно Солнца;

- $(\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W)$ — главные оси эллипсоида скоростей для выборки звезд;
- $(\omega_0, \omega'_0, \omega''_0)$ — угловая скорость вращения подсистемы на расстоянии Солнца и ее производные либо $(V_0, V'_0, V''_0, \dots)$ — линейная скорость подсистемы с ее производными;
- p — поправочный множитель к шкале расстояний ($p = \frac{r}{r_t}$, где r_t — истинное расстояние связано, r — принятое);
- другие параметры поля скоростей.

Оценка ошибок

Функция правдоподобия $LF(\Lambda)$ — нелинейная функция неизвестных кинематических параметров и поправочного множителя шкалы расстояний. В окрестности глобального минимума она с хорошей точностью аппроксимируется многомерной квадратичной функцией по всем переменным. Доверительные интервалы для неизвестных кинематических параметров (их среднеквадратические ошибки) можно оценить по проекциям сечения профиля функции правдоподобия гиперповерхностью $LF(\Lambda) = LF_0 + 1$ (где LF_0 — минимальное значение функции правдоподобия, достигнутое в процессе оптимизации) на оси параметров Λ . Таким образом можно оценить не только ошибки найденных параметров модели, но и их взаимные корреляции. Ошибки параметров, приведенные в результатах работы, были оценены именно таким способом.

Модификация метода

В работе был проверен новый подход к построению кривой вращения Галактики. Чаще всего для этих целей используется аппроксимация полиномом, представляющая из себя разложение угловой скорости вращения подсистемы в ряд Тейлора. В нашем случае это разложение ведется по линейной скорости, что, по нашему предположению, существенно повышает точность построения кривой вращения, поскольку приводит сразу непосредственно к анализу тангенциальных скоростей объектов.

4. Результаты

Были проведены вычисления для выборок ОВ-звезд и цефеид. Из исходных выборок были исключены объекты, у которых отклонения наблюдаемых пространственных скоростей от модельных значений превышали 3σ при формально малых ошибках наблюдаемых скоростей. Окончательное число объектов после выброса звезд по отклонениям пространственных скоростей:

- для ОВ-звезд — 2378 объектов;
- для выборки цефеид с расстояниями, определенными по зависимости период — светимость Лазовика [10] — 376 объектов;
- для выборки цефеид из выборки Skowron et al. — 753 объекта.

Для каждой выборки были вычислены значения основных кинематических параметров и их среднеквадратические ошибки. Расчеты велись для кинематической модели, учитывающей, помимо дифференциального вращения, возмущения от спирального узора. Среди различных зависимостей радиальной дисперсии скоростей от галактоцентрического расстояния учитывался только вариант с постоянной дисперсией. Выбор именно этой зависимости обусловлен выводом из результатов предыдущих аналогичных вычислений для менее многочисленных выборок, которые указывают на то, что постоянство радиальной дисперсии наиболее адекватно описывает реальную кинематику молодых объектов в диске [6]. Результаты вычислений приведены в таблицах ниже. В них, кроме кинематических параметров, указаны также минимальные значения функции правдоподобия $LF_{\min}$ для каждого варианта. В рамках метода статистических параллаксов был также рассчитан коэффициент шкалы p , который говорит о необходимости исправления шкалы расстояний для конкретного типа объектов. В случае, если его значение превышает 1, это говорит о том, что шкала нуждается в укорачивании, если коэффициент оказывается меньше единицы — в удлинении. Далее приведены результаты расчета кинематических параметров для каждого типа объектов из исследуемых в работе.

Значения параметров, характеризующих кинематику ОВ-звезд (табл. 1), определены достаточно точно (относительные ошибки менее 10% для большинства величин), что может быть обусловлено как большим числом объектов в выборке, так и модификацией аппроксимации. Особенно качественно вычисленным оказался параметр шкалы, который в пределах 10-процентной точности практически равен единице, а его среднеквадратическая ошибка составляет менее 1% от его величины. Для ОВ-звезд получены также надежно определенные оценки параметров, ответственных за возмущения поля скоростей со стороны спиральной волны плотности. Средние значения радиальной и тангенциальной амплитуд возмущений скорости являются

Таблица 1: Кинематические параметры выборки OB-звезд.

Параметр	Значение в соотв. ед.	Ошибка
p	1.013	0.010
U_0 , км с ⁻¹	-8.82	0.55
V_0 , км с ⁻¹	-14.25	0.42
W_0 , км с ⁻¹	-8.84	0.37
σ_{U0} , км с ⁻¹	19.67	0.34
σ_{W0} , км с ⁻¹	12.30	0.27
f_R , км с ⁻¹	-2.45	0.81
f_Θ , км с ⁻¹	4.39	0.48
χ_0 , °	117.2	6.4
i , °	-8.58	0.18
V_c , км с ⁻¹	240.6	3.0
dV/dR	-1.99	0.38
d^2V/dR^2	-2.56	0.32
d^3V/dR^3	2.82	0.29
$LF_{\min}$	23551.58	

значимыми и равны соответственно $f_R \approx 2.45 \pm 0.81$ км с⁻¹ и $f_\Theta \approx +4.39 \pm 0.48$ км с⁻¹. Величины составляющих амплитуд возмущений противоположны по знаку и отличаются по модулю примерно в два раза, что, очевидно, говорит о более значительных возмущениях, оказываемых на эти звезды в тангенциальном направлении. Среднее значение фазового угла Солнца относительно положения гребня спирального рукава близко к $117^\circ \pm 6^\circ$, а оценки среднего угла закрутки четырехрукавного узора определяются очень устойчиво и с малой ошибкой: $i \approx 8.6^\circ \pm 0.2^\circ$. Кроме того, получены оценки радиальной и вертикальной дисперсии скоростей самого молодого населения галактического диска $\sigma_{U0} \approx 19.7 \pm 0.3$ км с⁻¹ и $\sigma_{W0} \approx 12.3 \pm 0.3$ км с⁻¹ соответственно. Они оказываются более высокими по сравнению с такими же оценками для цефеид [1] и заметно выше по сравнению с результатами изучения мазерных источников [6]. Это подтверждается также и результатами, полученными для этих объектов в данной работе. Однако дисперсии скоростей OB-звезд все же достаточно небольшие, что является следствием их молодого возраста.

Таблица 2: Кинематические параметры выборок цефеид.

Параметр	Малая выборка цефеид		Цефеиды Skowron	
	Значение в соотв. ед.	Ошибка	Значение в соотв. ед.	Ошибка
p	1.027	0.020	0.90	0.01
U_0 , км с ⁻¹	-10.16	1.10	-10.53	0.89
V_0 , км с ⁻¹	-14.27	0.96	-14.27	0.68
W_0 , км с ⁻¹	-7.83	0.60	-6.90	0.45
σ_{U0} , км с ⁻¹	15.70	0.40	17.93	0.53
σ_{W0} , км с ⁻¹	8.09	0.40	8.34	0.33
f_R , км с ⁻¹	-1.23	0.90	-1.47	0.75
f_Θ , км с ⁻¹	2.43	0.80	2.56	0.95
χ_0 , °	147.5	16.5	158.0	12.6
i , °	-13.19	1.10	-13.90	0.86
V_c , км с ⁻¹	238.7	5.0	237.7	2.5
dV/dR	-2.74	0.40	-0.95	0.38
d^2V/dR^2	-0.61	0.2	-1.13	0.05
d^3V/dR^3	0.61	0.12	0.43	0.03
$LF_{\min}$	3356.297		6735.668	

Из табл. 2 видно, что значения кинематических параметров для двух выборок цефеид практически не отличаются друг от друга за редкими исключениями. Одно из таких исключений — параметр шкалы p . В случае малой выборки из 435 цефеид его величина превышает 1, и это говорит о том, что шкалу расстояний в данном случае нужно «укорачивать». Для 818 цефеид Skowron p оказывается меньше единицы и, соответственно, шкала нуждается в удлинении.

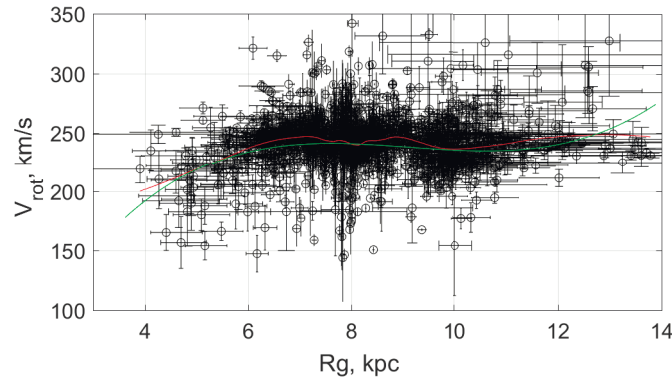


Рис. 1: Кривая вращения диска Галактики для выборки ОВ-звезд. Зеленая линия — решение для разложения линейной скорости до 3-го порядка по разности расстояний. Показаны значения тангенциальных скоростей звезд и их среднеквадратические ошибки, рассчитанные непосредственно по их гелиоцентрическим расстояниям, лучевым скоростям и собственным движениям, а также ошибки расстояний, вычисленные по погрешностям параллаксов. Красной линией показана зависимость тангенциальных скоростей от галактоцентрического расстояния, сглаженная методом скользящей регрессии второго порядка (LOESS).

На рис. 1 показана кривая вращения выборки ОВ-звезд. Она остается приблизительно плоской в интервале расстояний от 6–7 до 14 кпк с небольшими отклонениями около 8 кпк и малыми вариациями на радиальных масштабах порядка примерно 1 кпк, которые, как можно полагать, связаны с возмущениями от спирального узора. В правой части графика наблюдается большое число объектов со значительными ошибками расстояний. Это можно объяснить уменьшением точности данных для более далеких звезд. Оста-

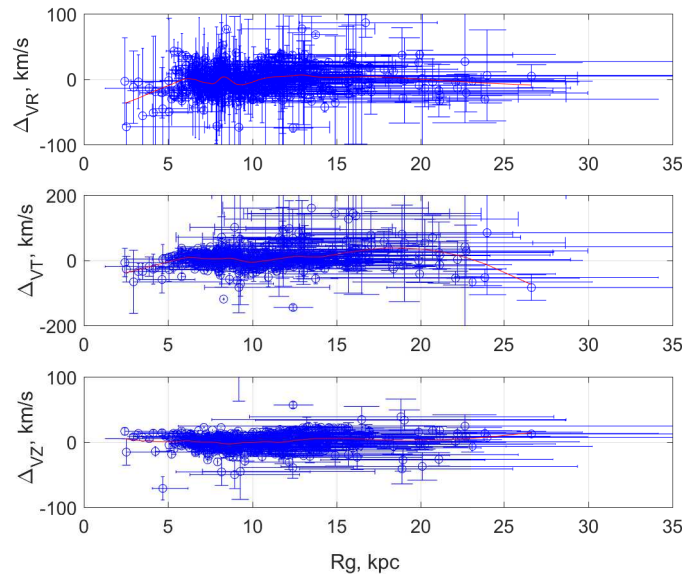


Рис. 2: Остаточные отклонения компонентов пространственной скорости (ΔV_R , ΔV_T , ΔV_Z) 818 цефеид выборки Skowron.

точные отклонения радиального (ΔV_R), тангенциального (ΔV_T) и вертикального (ΔV_Z) компонентов пространственной скорости от модели чисто кругового движения представлены на рис. 2. Хорошо заметны большие квазипериодические вариации радиальной скорости ΔV_R , вызванные возмущениями от спиральной волны плотности. Тангенциальные отклонения ΔV_T также заметны, хотя и несколько слабее выражены. Аналогичное поведение вертикальных компонентов скорости ΔV_Z было впервые отмечено в работе Бобылева и Байковой [3].

5. Заключение

Анализ кинематики самого молодого населения галактического диска выполнен по одной из наиболее многочисленных выборок ОВ-звезд, а также по двум выборкам цефеид. Для этой цели была использована

наиболее полная версия метода статистических параллаксов. Впервые для построения кривой вращения была использована аппроксимация с разложением в ряд линейной скорости. Примененный алгоритм наиболее адекватным образом учитывает:

1. Все ошибки исходных наблюдательных данных (случайные и систематические ошибки расстояний/параллаксов, случайные ошибки лучевых скоростей и собственных движений и корреляции ошибок компонентов собственных движений);
2. Систематические (вращение диска и возмущения от спиральной волны плотности) и случайные (эллипсоидальное распределение остаточных скоростей) пространственные движения объектов выборки;
3. Ошибки модельного поля скоростей, индуцированные случайными и систематическими ошибками расстояний.

Плотность вероятности распределения разности между наблюдаемой и модельной скоростями каждого объекта описывается матрицей ковариации, зависящей как от наблюдаемых величин, относящихся к индивидуальному объекту, так и от общего набора неизвестных параметров кинематической модели, которые определялись методом многомерной нелинейной минимизации функции правдоподобия. Из-за значительной радиальной протяженности выборок (примерно от 3 до 25 кпк) потребовалось учесть изменение размера и формы эллипсоида остаточных скоростей с галактоцентрическим расстоянием. Для этого была использована зависимость, описывающая постоянство значения радиальной дисперсии скоростей. В данном случае считалось, что отношение двух горизонтальных осей эллипсоида остаточных скоростей описывается формулой Линдблада, т.е. определяется текущими локальными значениями угловой скорости вращения и эпициклической частотой.

Список литературы

1. A. S. Rastorguev, E. V. Glushkova, A. K. Dambis, and M. V. Zabolotskikh, *Astronomy Letters*, **25**, 595, 1999.
2. M. V. Zabolotskikh, A. S. Rastorguev, and A. K. Dambis, *Astronomy Letters*, **28**, 454, 2002.
3. V. V. Bobylev and A. T. Bajkova, *Astronomy Letters*, **41**, 473, 2015.
4. V. V. Bobylev and A. T. Bajkova, *Astronomy Letters*, **43**, 159, 2017.
5. V. V. Bobylev and A. T. Bajkova, *Open Astronomy*, **26**, 106, 2017.
6. A. S. Rastorguev, N. D. Utkin, M. V. Zabolotskikh, A. K. Dambis, A. T. Bajkova, and V. V. Bobylev, *Astrophysical Bulletin*, **72**, 122, 2017.
7. Y. Xu, S. B. Bian, M. J. Reid, J. J. Li, et al., *A&A*, **616**, L15, 2018.
8. A. M. Mel'nik, P. Rautiainen, L. N. Berdnikov, A. K. Dambis, and A. S. Rastorguev, *Astronomische Nachrichten*, **336**, 70, 2015.
9. J. D. Fernie, N. R. Evans, B. Beattie, and S. Seager, *Information Bulletin on Variable Stars*, **4148**, 1, 1995.
10. Y. A. Lazovik, A. S. Rastorguev, M. V. Zabolotskikh, and N. A. Gorynya, *arXiv e-prints*, arXiv:1911.13102, 2019.
11. A. S. Rastorguev, Y. A. Lazovik, M. V. Zabolotskikh, L. N. Berdnikov, and N. A. Gorynya, *arXiv e-prints*, arXiv:1911.10413, 2019.
12. P. Mróz, A. Udalski, D. M. Skowron, J. Skowron, et al., *ApJL*, **870**, L10, 2019.
13. D. M. Skowron, J. Skowron, P. Mróz, A. Udalski, et al., *Science*, **365**, 478, 2019.
14. C. A. Murray and P. M. Gilliver, in E. J. Rolfe, ed., *Statistical Methods in Astronomy*, 205 (1983).
15. S. V. M. Clube and J. A. Dawe, *MNRAS*, **190**, 591, 1980.

Особенности изменения блеска космического мусора по наблюдениям в обсерватории Санглох

Кохинова Г.И.¹, Бахтигараев Н.С.², Левкина П.А.², Чазов В.В.³, Хамроев У.Х.¹

¹Институт астрофизики АН Республики Таджикистан, Душанбе, Республика Таджикистан

²Институт астрономии РАН, Москва, Россия

³Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Изучение вариаций блеска фрагментов космического мусора (КМ) является важным инструментом для определения их физических характеристик. Обнаружение и анализ закономерностей вращательного движения позволяет уточнять долгосрочную эволюцию орбит КМ. В Международной астрономической обсерватории Санглох Института астрофизики АН Республики Таджикистан при помощи телескопа Цейсс-1000 проводятся оптические наблюдения фрагментов КМ с 2016 г. Очередная сессия наблюдений объектов была проведена в период с 31 июля по 9 августа 2019 г. Исследованы особенности изменения блеска фрагментов КМ с большим коэффициентом отношения средней площади миделевого сечения к массе. В работе приведены графики изменения блеска, выявленные особенности зависимости блеска от фазового угла, вычисленные значения коэффициентов отношения средней площади миделевого сечения к массе и периодов изменения блеска наблюдаемых объектов.

Ключевые слова: объекты космического мусора, орбитальные характеристики, отношение площадь/масса, вариации блеска

Features of space debris brightness variations due to measurements at the Sanglokh observatory

Kokhirova G.I.¹, Bakhtigaraev N.S.², Levkina P.A.², Chazov V.V.³, Khamroev U.Kh.¹

¹Institute of Astrophysics of the Academy of Sciences of the Republic of Tajikistan, Dushanbe, Tajikistan

²Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

³Sternberg Astronomical Institute of the Moscow State University, Moscow, Russia

The study of variations in the brightness of space debris (SD) is an important tool for determining their physical characteristics. The detection and analysis of SD's rotational motion allows us to refine the long-term evolution of their orbits. The International astronomical observatory Sanglokh of the Institute of Astrophysics of the Academy of Sciences of the Republic of Tajikistan has been conducting optical observations of SD fragments since 2016 using the Zeiss-1000 telescope. The regular session of object observations was held from July 31 to August 9, 2019. The paper presents the brightness curves, revealed features of the dependence of the brightness on the phase angle, the computed values the area-to-mass ratio and periods of changes in brightness of the observed objects.

Keywords: space debris objects, orbital characteristics, area-to-mass ratio, brightness variations

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.013

1. Введение

В Международной астрономической обсерватории Санглох Института астрофизики АН РТ при помощи телескопа Цейсс-1000 проводятся оптические наблюдения фрагментов КМ с 2016 г. [1]. Очередная сессия наблюдений объектов космического мусора в обсерватории Санглох была проведена в период с 31 июля по 9 августа 2019 г. Получены параметры движения и исследованы особенности изменения блеска нескольких объектов. Для предварительной редукции изображений и синхронизации со службой времени использовались комплекс Арех II и программный модуль CameraControl, разработанные в Пулковской обсерватории РАН [2]. Вычисления элементов орбит и оценки точности прогноза движения выполнены на основе численно-аналитической теории движения ИСЗ, разработанной в ГАИШ МГУ [3].

Таблица 1: Орбитальные характеристики четырех объектов, наблюдавшихся в обсерватории Санглох в июле-августе 2019 г.

объект	90073	90404	94096	95397
a (км)	42173	39900	42313	42160
e	0.007	0.206	0.229	0.083
i (°)	7.3	25.1	15.6	11.4
A/m (м ² /кг)	0.13 ± 0.005	29.15 ± 0.07	28.23 ± 0.25	3.77 ± 0.07

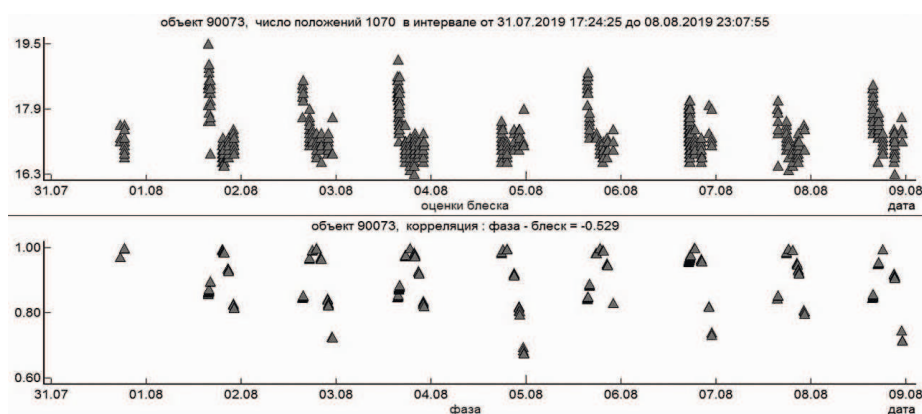


Рис. 1: График изменения блеска объекта 90073 по наблюдениям с 31 июля по 8 августа 2019 г. Коэффициент корреляции фаза-блеск ≈ -0.53 .

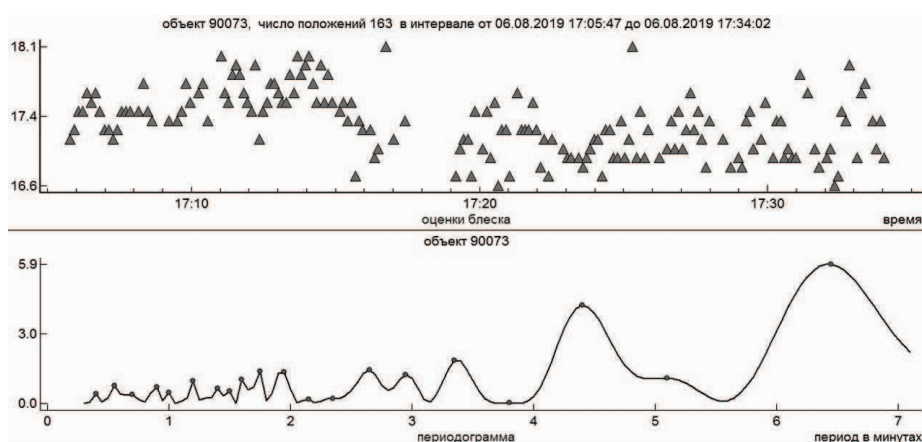


Рис. 2: График изменения блеска объекта 90073 по наблюдениям 6 августа 2019 г. на интервале 30 мин и периодограмма. Период изменения блеска равен 6.5 мин.

Номера четырех наблюдаемых объектов, значения их больших полуосей, эксцентриситетов, наклонов орбит и вычисленных коэффициентов среднего отношения площадь/масса приводятся в табл. 1. Номера объектов соответствуют номерам в динамической базе данных баллистического центра ИПИМ им. М.В. Келдыша [4]. Особенностью некоторых объектов является очень большое отношение средней площади поверхности к массе (параметр A/m). От этого параметра зависит эволюция эксцентриситета орбиты под действием светового давления.

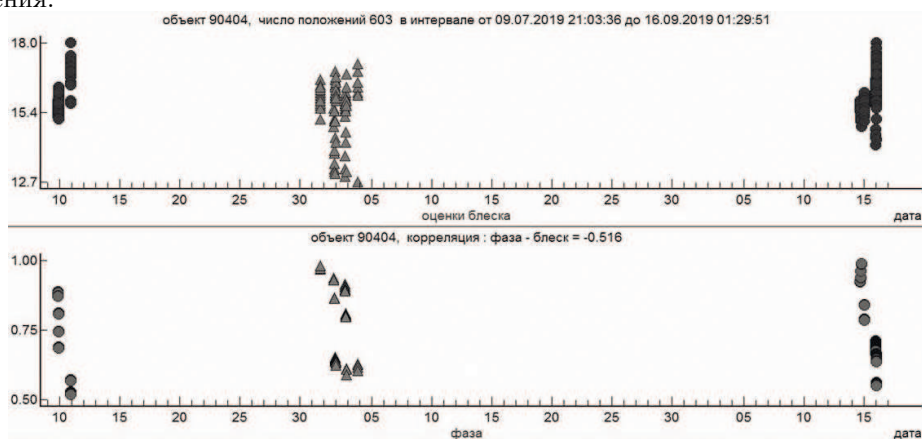


Рис. 3: График изменения блеска и фазы освещенности объекта 90404 по наблюдениям за три ночи в августе 2019 г.

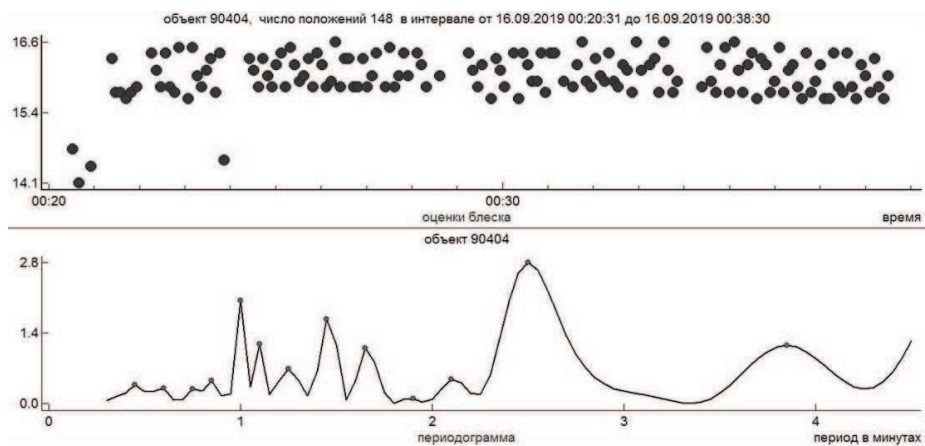


Рис. 4: График изменения блеска и периодограмма объекта 90404 по наблюдениям на Санглохе 16 августа 2019 г. Хаотические вариации блеска с малой амплитудой.

2. Объект 90073

Наблюдения проводились в течение девяти ночей с 31 июля по 8 августа 2019 г. На рис. 1 показан график изменения блеска объекта 90073 по наблюдениям на Санглохе с 31 июля по 8 августа 2019 г. Блеск объекта менялся от 16-й до 19-й звездной величины. На рис. 2 показаны график изменения блеска объекта 90073 6 августа 2019 г. на интервале времени 30 мин и периодограмма. Период изменения блеска равен 6.5 мин. Коэффициент корреляции фаза-блеск ≈ -0.53 .

Таблица 2: Оценки параметров движения объекта 90404 по наблюдениям в обсерваториях на Терсколе и Санглохе.

	09.07.2019 Терскол	31.07.2019 Санглох	14.09.2019 Терскол
N	119 (2 ночи)	128 (4 ночи)	357 (2 ночи)
a (км)	39875.42 ± 0.04	39900.83 ± 0.03	39916.28 ± 0.04
e	0.308826 ± 0.000031	0.296020 ± 0.000009	0.273488 ± 0.000002
i ($^\circ$)	25.28184 ± 0.00047	25.12402 ± 0.00015	24.36490 ± 0.00004
Ω ($^\circ$)	332.88957 ± 0.00023	332.79076 ± 0.00025	332.27196 ± 0.00013
A/m ($\text{м}^2/\text{кг}$)	29.18 ± 0.02	29.15 ± 0.04	29.16 ± 0.03

3. Объект 90404

Объект 90404 наблюдался в обсерваториях на Терсколе и Санглохе с начала июля до середины сентября 2019 г. На рис. 3 и 4 показаны графики изменения блеска и периодограмма объекта 90404 по наблюдениям за три ночи в августе 2019 г. Период изменения блеска в 2.5 мин определяется неуверенно. Коэффициент корреляции фаза-блеск ≈ -0.516 .

В табл. 2 приведены параметры движения по наблюдениям в обсерваториях на Терсколе и Санглохе с начала июля до середины сентября 2019 г. Особенностью этого объекта является очень большое отношение средней площади поверхности к массе (A/m), равное $29 \text{ м}^2/\text{кг}$, которое оставалось стабильным за 2.5 месяца.

4. Объект 94096

Характер изменения блеска и периодограмма объекта 94096 показаны на рис. 5 и 6. Период изменения блеска определен надежно и оказался равным 2.0 мин. Отношение средней площади поверхности к массе A/m равно $28.23 \text{ м}^2/\text{кг}$.

5. Объект 95397

Характер изменения блеска и периодограмма объекта 95397 показаны на рис. 7. Блеск объекта меняется от 9-й до 20-й звездной величины. Коэффициент корреляции фаза-блеск ≈ -0.195 .

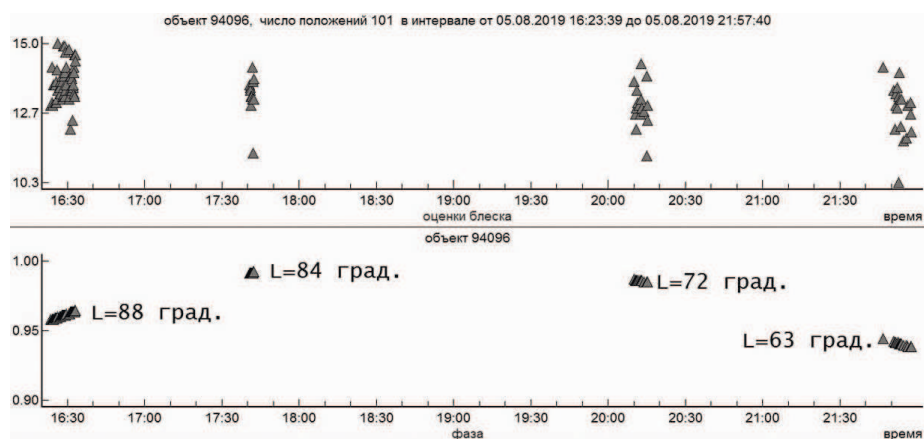


Рис. 5: График изменения блеска объекта 94096 и фазы освещенности по наблюдениям 05.08.2019. Вблизи значений фазы даны оценки гринвичских долгот подспутниковых точек объекта.

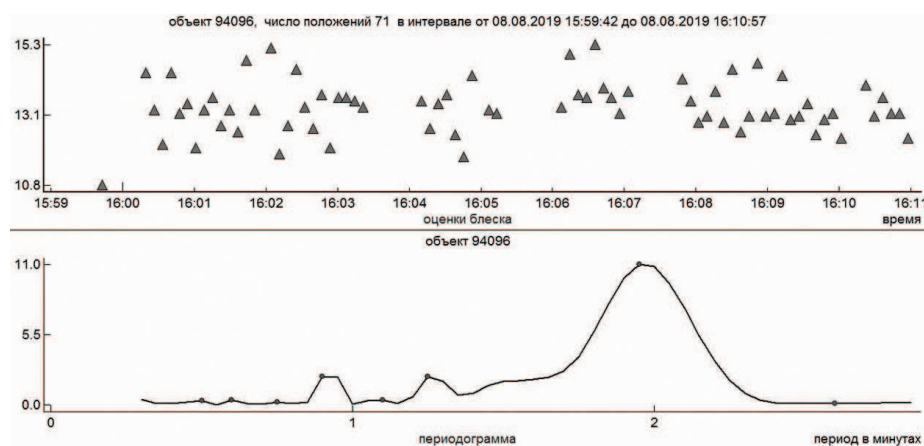


Рис. 6: График изменения блеска и периодограмма объекта 94096 по наблюдениям 08.08.2019. Период изменений блеска равен 2.0 мин.

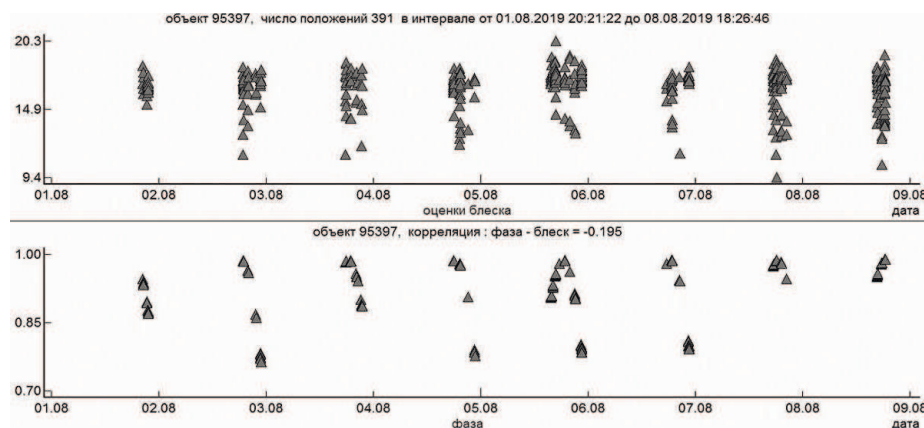


Рис. 7: График изменения блеска и фазы освещенности объекта 95397 по наблюдениям за восемь ночей в августе 2019 г.

6. Заключение

Оптические наблюдения фрагментов космического мусора с большим отношением средней площади к массе в Международной астрономической обсерватории Санглюх Института астрофизики АН РТ при помощи телескопа Цейсс-1000 показали большое разнообразие возможных вариантов характера изменений блеска и зависимости фаза-блеск. Выделить общие закономерности и уменьшить число свободных параметров по-

ка не представляется возможным. Следует продолжать накопление наблюдательного материала на базе обсерватории Санглох.

Список литературы

1. N. S. Bakhtigaraev, G. I. Kokhirova, A. S. Khamroev, U. Kh. Mullo-Abdolv, and V. V. Chazov, *Doklady AN RT*, **60**, 42, 2017.
2. A. V. Devyatkin, D. L. Gorshanov, V. V. Kouprianov, and I. A. Verestchagina, *Solar System Research*, **44**, 68, 2010.
3. V. V. Chazov, *Trudy SAI MSU*, **68**, 5, 2000.
4. V. Agapov, in *Proceedings of the 3rd European Conference on Space Debris* (2001).

Наблюдения малоразмерных фрагментов космического мусора в Терскольской обсерватории

Бахтигараев Н.С.¹, Левкина П.А.¹, Чазов В.В.², Шеин А.В.³, Горшков А.П.³, Рыхлова Л.В.¹, Карпов Н.В.^{3,4}, Сергеев А.В.⁴

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³Терскольский филиал Института астрономии Российской академии наук, Кабардино-Балкария, Россия

⁴Международный центр астрономических и медико-экологических исследований, Киев, Украина

В рамках международной программы «Астрономия в Приэльбрусье» на наблюдательном комплексе телескопа Zeiss-2000 Терскольской обсерватории осуществляются исследования заселенности геостационарной зоны малоразмерными объектами космического мусора (КМ) при помощи оптических измерений. В работе приводятся параметры орбит и физические характеристики нескольких малоразмерных фрагментов КМ, обнаруженных при наблюдениях в Терскольской обсерватории в 2019–2020 гг.

Ключевые слова: малоразмерные фрагменты космического мусора, оптические наблюдения, геостационарная область, диаграмма фаза-блеск

Observations of small-sized fragments of space debris at the Terskol observatory

Bakhtigaraev N.S.¹, Levkina P.A.¹, Chazov V.V.², Shein A.V.³, Gorshkov A.P.³, Rykhlova L.V.¹, Karpov N.V.^{3,4}, Sergeev A.V.⁴

¹Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

²Sternberg Astronomical Institute of the Moscow State University, Moscow, Russia

³Terskol Branch of Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Kabardino-Balkaria, Russia

⁴International Center for Astronomical, Medical and Ecological Research, Kyiv, Ukraine

The population of the small-sized space debris on geostationary region is studied using the telescope Zeiss-2000 of the Terskol observatory within the framework of the international program “Astronomy in the Elbrus region”. This paper presents the parameters of the orbits and physical characteristics of some small fragments detected during observations at the Terskol observatory in 2019–2020.

Keywords: small-sized space debris, optical observations, geostationary region, phase-brightness diagram

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.014

1. Введение

Основными задачами являются обнаружение, определение характеристик и изучение особенностей поступательно-вращательного движения малоразмерных фрагментов космического мусора, труднодоступных на наблюдениях на других телескопах. В данной работе приводятся параметры орбит и физические характеристики нескольких малоразмерных фрагментов КМ, обнаруженных при наблюдениях в Терскольской обсерватории в 2019–2020 гг. Вычисления элементов орбит и оценки точности прогноза движения выполнены на основе численно-аналитической теории движения ИСЗ, разработанной в ГАИШ МГУ [1].

2. Наблюдения новых объектов со слабым блеском

На рис. 1 приводятся график изменения блеска и ранее не наблюдавшегося фрагмента 60105 по наблюдениям 9 июля 2019 г. Период изменения блеска определен уверенно, равным 5.0 мин. Номер объекта — условный, присвоенный при наблюдениях. Если новый объект наблюдается в течение нескольких ночей, то он заносится в динамическую базу данных космических объектов баллистического центра ИПМ им. М.В. Келдыша с постоянным номером.

При наблюдениях 18 сентября 2019 г. в обсерватории на пике Терскол был обнаружен ранее не наблюдавшийся малоразмерный объект. На рис. 2 и 3 приводятся диаграмма фаза-блеск, график изменения блеска и периодограмма ранее не наблюдавшегося фрагмента 60105 по наблюдениям 9 июля 2019 г. Период изменения блеска равный 2.2 мин определен неуверенно. В табл. 1 приведены некоторые параметры орбиты этого объекта.

В ходе сеанса наблюдений 02.03.2020 были получены положения и блеск ранее не наблюдавшихся двух объектов (временные номера 60124 и 60125) со средним блеском слабее 19-й величины. На рис. 4 и 5 приводятся диаграммы фаза-блеск этих объектов. Амплитуда быстрых изменений блеска объекта 60124 превышает аналогичную величину объекта 60125 почти в 2 раза. Периоды изменения блеска определить не удалось.

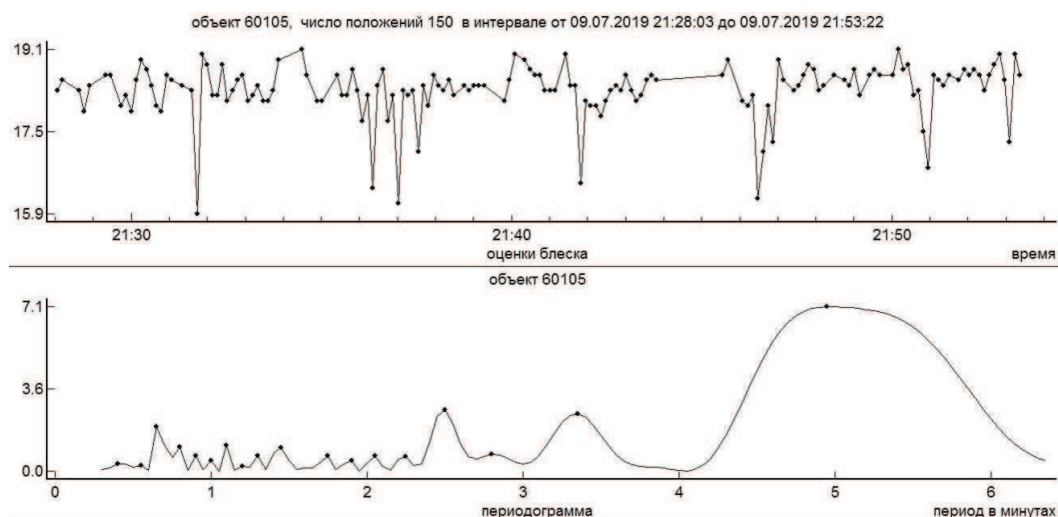


Рис. 1: График изменения блеска и периодограмма ранее не наблюдавшегося фрагмента 60105 по наблюдениям 9 июля 2019 г.

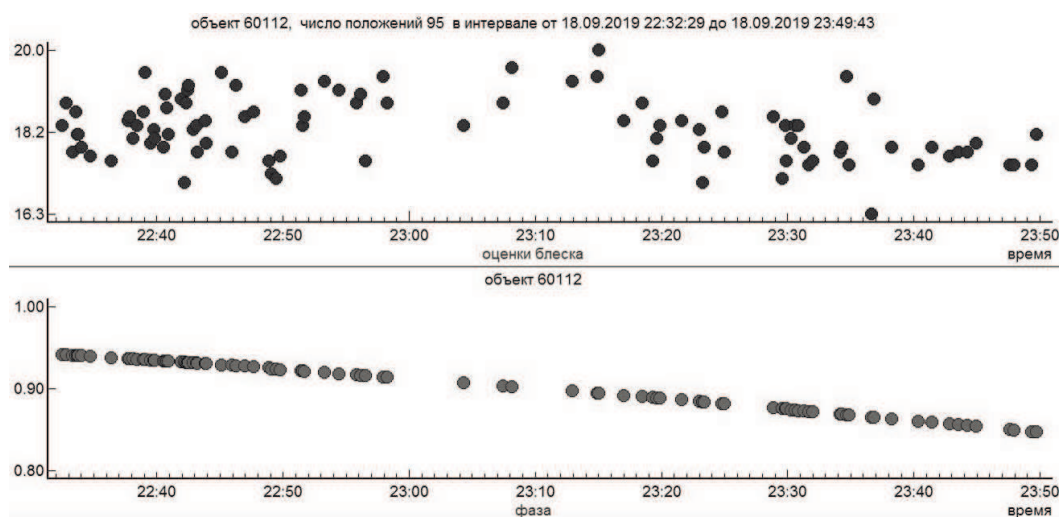


Рис. 2: График изменения блеска и фазы освещенности объекта 60112 по наблюдениям 18 сентября 2019 г.

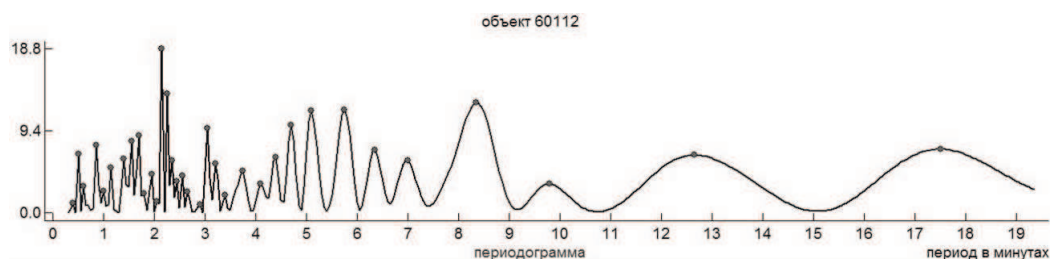


Рис. 3: Периодограмма объекта 60112 по наблюдениям 18 сентября 2019 г. Период изменения блеска 2.2 мин.

3. Заключение

При наблюдениях на наблюдательном комплексе телескопа Zeiss-2000 Терскольской обсерватории регулярно обнаруживаются объекты космического мусора от 18-й до 21-й звездной величины, отсутствующие в каталогах космических объектов. Такие наблюдения позволяют оценить заселенность околоземного пространства геостационарной зоны малоразмерными фрагментами космического мусора. Результаты наблюдений показывают большое разнообразие возможных вариантов характера изменений блеска и зависимости фаза-блеск. Блеск всех объектов испытывает значительные резкие колебания, с амплитудой от 5 до 7 звездных величин в течение нескольких минут. Период вращения большинства обнаруженных объектов оценивается в ~ 2 мин.

Таблица 1: Параметры объекта 60112 по наблюдениям 18 сентября 2019 г.

Большая полуось	38917 км
Эксцентриситет	0.0936
Наклонение	3.903°
Долгота восходящего узла	285.371°
Среднее движение	1.13077 оборотов/сутки

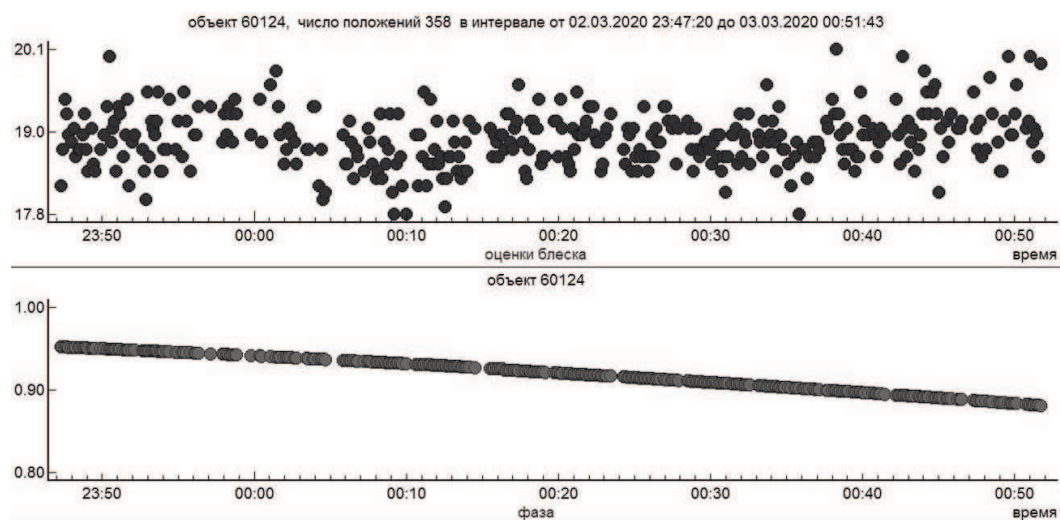


Рис. 4: Диаграмма фаза-блеск объекта 60124 по наблюдениям 18 сентября 2019 г.

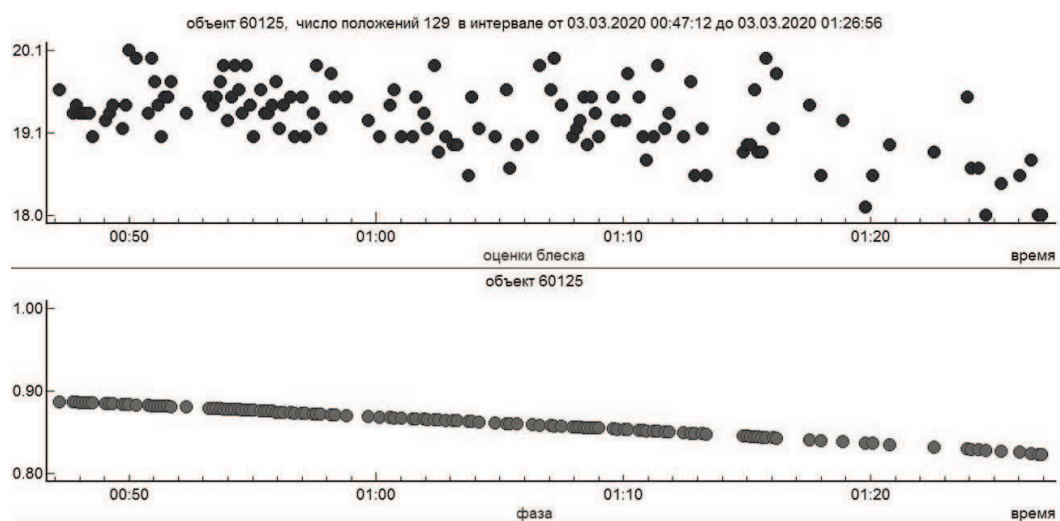


Рис. 5: Диаграмма фаза-блеск объекта 60125 по наблюдениям 18 сентября 2019 г.

Некоторые из обнаруженных объектов удастся понаблюдать несколько ночей, точно определить параметры их орбит, оценить величину отношения площадь/масса A/m . Анализ этих данных позволяет отождествить эти объекты как фрагменты разрушения крупных космических объектов в околоземном пространстве [2].

Список литературы

1. V. V. Chazov, *Trudy SAI MSU*, **68**, 5, 2000.
2. P. Levkina, N. Bakhtigaraev, K. Martynyuk-Lototsky, S. Velichko, I. Sokolov, A. Bondar, P. Khorunzhiy, and V. Chazov, *Open Astronomy*, **27**, 310, 2018.

К вопросу о надежности космической научной аппаратуры

Иосипенко С.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

К научной аппаратуре космического базирования предъявляются высокие требования в части показателей надежности. В рамках данной статьи на примере Блока камер поля, разрабатываемого для космической обсерватории «Спектр-УФ», рассмотрено влияние неучета надежности кабелей на показатели надежности всего изделия.

Ключевые слова: космическая техника; надежность

The reliability aspects of scientific equipment for the space applications

Iosipenko S.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

There are high requirements for space scientific equipment. In this article, using the example of a Field Camera Unit for the WSO-UV space mission, we consider the effect of not taking into account the reliability of cables on the reliability indicators of the entire product.

Keywords: space technology, reliability

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.015

1. Введение

Для проведения внеатмосферных научных исследований создаются инструменты космического базирования. Как следствие, процесс создания таких проектов является длительным и дорогостоящим. Особое внимание при этом уделяется надежности аппаратуры, так как потеря любого научного прибора в процессе выведения или эксплуатации на орбите становится трагедией [1]. Все вышесказанное усугубляется тем, что научная аппаратура космического базирования при возникновении неисправностей и отказов не может быть отремонтирована, что заставляет накладывать очень высокие требования в части надежности на изготавливаемую аппаратуру. Таким образом, работы по анализу возможных источников отказов и уточнению расчетных моделей должны быть постоянным и рутинным процессом на пути к расчетам, отражающим реальную картину показателей надежности. В то же время при проведении расчетов надежности бортовой научной аппаратуры разработчики зачастую не учитывают надежность кабельной сети, в то время как отказы кабелей в зависимости от типа отказа могут привести как к получению искаженных научных данных, так и к полному выходу из строя всей научной аппаратуры! В рамках данной статьи далее на примере расчета БКП попробуем оценить возможное влияние такого подхода и неучета показателей надежности кабелей на получаемые значения вероятности безотказной работы (ВБР).

2. Анализ учета кабелей в расчете надежности

В состав изделий ракетно-космической техники обычно входит большое количество кабелей, так масса бортовой кабельной сети достигает 5% массы всего изделия [2], а для отдельных систем может значительно ее превышать. Это связано как с устоявшимися практиками реализации разных целевых функций в отдельных блоках и физическим разделением интерфейсных и питающих цепей, так и с общими мероприятиями по повышению надежности, в данном случае, путем резервирования кабелей. В разрабатываемый ИНАСАН Блок камер поля (БКП), который является одним из основных приборов проекта «Спектр-УФ» [3], входит четыре конструктивно независимые составные части: Блок управления камерой поля (БУКП), Блок управления исполнительными механизмами (БУИМ), Контроллер систем камер поля (КСКП) и Оптико-механический блок (ОМБ). В то же время в состав БКП входит двадцать кабелей для соединения вышеуказанных составных частей между собой (см. рис. 1) и еще пятнадцать (на схеме не показаны) понадобится для подключения БКП к другим приборам Комплекса научной аппаратуры (КНА) и системам космического аппарата (КА).

Однако, несмотря на вышесказанное и возможные последствия отказов, а также на то, что над вопросом повышения надежности кабельных систем идет постоянная работа на предприятиях ракетно-космической отрасли [4, 5], многие разработчики бортовой научной аппаратуры (БНА), как уже было сказано, зачастую не учитывают надежность кабельной сети при расчете надежности создаваемого изделия. Расчет ВБР БКП будем проводить структурным методом в соответствии с ГОСТ 27.301-95 [6]. БКП состоит из следующих конструктивно независимых составных частей: БУКП, БУИМ, КСКП, ОМБ и Межблочных кабелей, таким образом получаем схему надежности, приведенную на рис. 2.

При проведении расчетов были приняты следующие допущения:

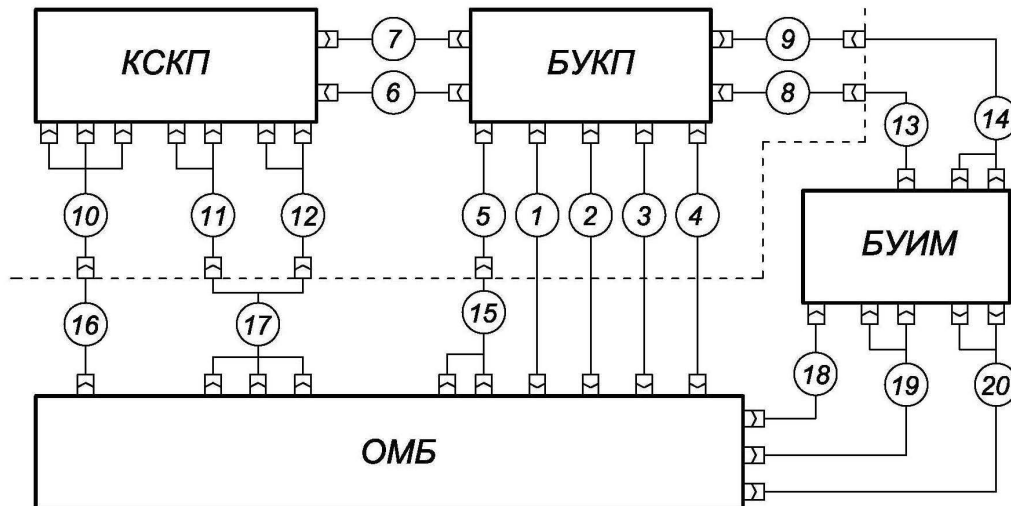


Рис. 1: Схема соединения кабелями БКП.

- отказы составных частей являются внезапными и представляют собой случайные независимые события;
- каждая составная часть пребывает либо в работоспособном состоянии, либо в состоянии отказа;
- отказы составных частей обусловлены исключительно отказами ЭРИ, входящими в их состав. Элементы конструкции, крепления и т.д. принимаются безотказными;
- время работы до отказа компонента (ЭРИ, СЧ и прибора в целом) является случайной величиной, распределенной по экспоненциальному закону с постоянным параметром λ ;
- надежность кабельной сети определяется надежностью электрических соединителей, входящих в ее состав.



Рис. 2: Структурная схема надежности БКП.

Для составных частей БКП за исключением межблочных кабелей были получены следующие значения ВБР:

- БУКП – 0.987;
- БУИМ – 0.99;
- КСПК – 0.989;
- ОМБ – 0.9767.

В соответствии со схемой, приведенной на рис. 1, и с учетом наличия резервирования у отдельных кабелей была составлена структурная схема для расчета надежности межблочных кабелей БКП, которая приведена на рис. 3.

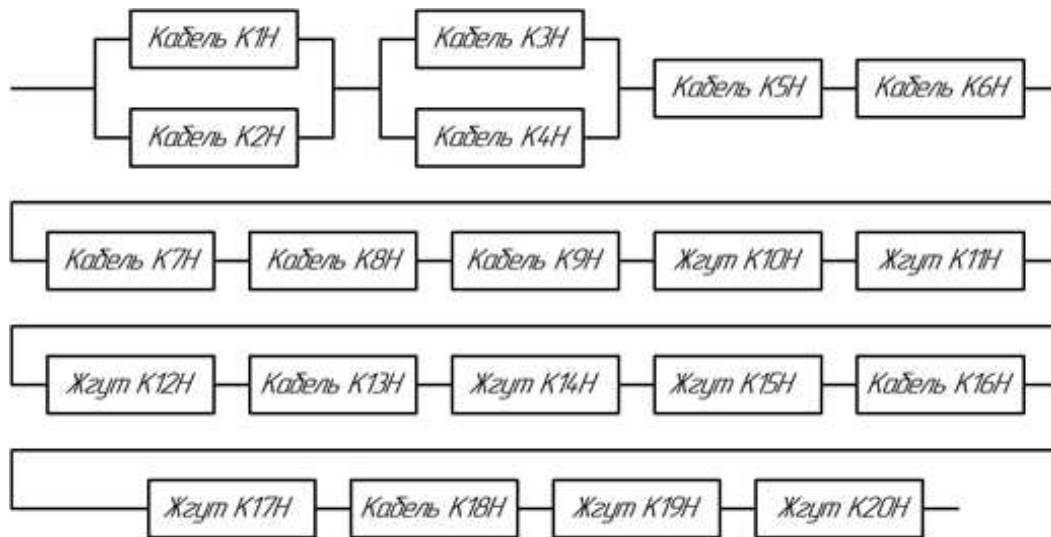


Рис. 3: Структурная схема надежности кабелей БКП.

При расчете интенсивностей отказов разъемов типа D-SUB и Micro-D (иностранный производства) использовалась математическая модель в соответствии с MIL-HDBK-217F Notice-2 [7]. Данные разъемы относятся к классу Rectangular, для которого интенсивность отказов рассчитывается по следующей формуле:

$$\lambda_p = \lambda_b \cdot \pi_T \cdot \pi_K \cdot \pi_Q \cdot \pi_E$$

где λ_b — базовая интенсивность отказов;

π_T — коэффициент, учитывающий рабочую температуру;

π_K — коэффициент, учитывающий количество циклов соединения/разъединения разъемов;

π_Q — коэффициент, учитывающий уровень качества изготовления ЭРИ;

π_E — коэффициент, учитывающий жесткость условий эксплуатации ЭРИ.

В представленной математической модели λ_p рассчитывается для соединения «розетка-вилка». Так как в структурной схеме надежности соединители принадлежат разным кабелям и учитываются отдельно в составе каждого, то для получения значения интенсивности отказов каждого соединителя полученное λ_p было разделено на два.

При расчете интенсивностей отказов разъемов типа РС и РСГ (отечественного производства) использовалась математическая модель в соответствии со справочником «Надежность электрорадиоизделий» РНИИ Электронстандарт [8]. Данные разъемы относятся к классу «соединители низкочастотные», для которых эксплуатационная интенсивность отказов рассчитывается по формуле

$$\lambda_э = \lambda_б \cdot K_p \cdot K_{к.к} \cdot K_{к.с} \cdot K_э \cdot K_{пр},$$

где $\lambda_б$ — базовая интенсивность отказов;

K_p — коэффициент режима, учитывающий электрическую нагрузку и температуру;

$K_{к.к}$ — коэффициент, учитывающий количество задействованных контактов;

$K_{к.с}$ — коэффициент, учитывающий количество сочленений-расчленений;

$K_э$ — коэффициент, учитывающий жесткость условий эксплуатации соединителя;

$K_{пр}$ — коэффициент, учитывающий контроль качества и правила приемки.

ВБР кабелей было рассчитано в соответствии с допущениями, приведенными в начале данной статьи, как произведение ВБР входящих в них разъемов. В то же время из рис. 1 можно увидеть, что некоторые кабели имеют резервирование отдельных разъемов, которое обусловлено подключением к основному и резервному полуконтактным блокам. Для таких кабелей ВБР вычислялось по формуле

$$P = [1 - (1 - P_{рез.})^2] \cdot \prod P_{не рез.},$$

где $P_{рез.}$ и $P_{не рез.}$ — ВБР разъемов, имеющих и не имеющих резервирование соответственно.

В результате расчета были вычислены ВБР кабелей, при этом минимальное значение составило $P_{min} = 0.99823$, а максимальное $P_{max} = 0.99986$. Суммарное значение ВБР всех межблочных кабелей, входящих в состав БКП, в соответствии со схемой, приведенной на рис. 3, составило $P_{кабелей} = 0.98891$.

Таким образом ВБР БКП без учета кабелей и с учетом кабелей составило $P = 0.944$ и $P = 0.933$ соответственно.

3. Заключение

Анализируя полученные результаты в части показателей ВБР, можно сделать следующие заключения:

1. Неучет надежности кабелей оказывает значительное влияние на показатели ВБР научной бортовой аппаратуры.
2. Расчетное значение ВБР межблочных кабелей БКП оказалось сопоставимо с ВБР электронных блоков.

Таким образом, очевидно, что надежности кабелей в ракетно-космической отрасли уделяется большое внимание и кабельные сети должны учитываться при расчете показателей надежности научной аппаратуры космического применения.

Высокая интенсивность отказов межблочных кабелей научной аппаратуры, рассмотренной в рамках данной статьи (БКП), в значительной степени связана с решением разработчика одной из составных частей (ОМБ) не резервировать большую часть выводных цепей, что не позволяет резервировать межблочные кабели.

Отсутствие информации по надежности кабелей в Технических условиях вынуждает производить их оценку расчетно по базовым показателям из справочников, что дает значительное завышение интенсивности отказов поскольку не позволяет учитывать историю уже изготовленных и испытанных изделий. Таким образом, для адекватного учета надежности кабелей, существующие технические и технологические усовершенствования, в том числе и технических процессов изготовления, должны найти отражение в эксплуатационной и нормативной документации в части актуальных показателей надежности и методик их поэтапного уточнения.

Список литературы

1. A. Il'in, *Troickij variant*, **1**, 1, 2012.
2. V. V. Dvirnyj, N. V. Eremenko, and G. V. Dvirnyj, *Vestnik SibGAU*, **16**, 658, 2015.
3. M. E. Sachkov, B. M. Shustov, A. A. Moiseev, O. V. Vlasenko, et al., *Vestnik NPO Lavochkin*, **5**, 34, 2014.
4. I. S. Vasilev, V. S. Kim, and S. V. Yefremov, *Naukovedenie*, **3**, 54, 2013.
5. V. V. Markov and N. V. Rybakova, in *Scientific and technical conference SWSU*, 51–54 (2019).
6. *GOST 27.301-95. Nadezhnost v tehnike. Raschet nadezhnosti*.
7. *MIL-HDBK-217F. Military Handbook: Reliability prediction of electronic equipment*.
8. MO RF, *Spravochnik: Nadyozhnost ERI*, 2006.

PRESTALINE: инструмент для моделирования синтетических спектров областей звездообразования

Кочина О.В.¹, Ван Ловерен Г.²

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Левенский католический университет, Левен, Бельгия*

Представляем пакет PRESTALINE, инструмент для моделирования спектров регионов звездообразования. Пакет состоит из трех блоков: модель химической эволюции, расчет переноса излучения и визуализация синтетических спектров.

Ключевые слова: астрохимия, МЗС, молекулярные спектральные линии

PRESTALINE: a synthetic spectra modeling tool for star forming regions

Kochina O.V.¹, Van Looveren G.²

¹*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

²*KU Leuven, Leuven, Belgium*

Here we present the package PRESTALINE, a tool for the simulation of spectra of star forming regions. The package consists of three blocks: the chemical evolution model, the radiative transfer calculations and the visualisation of the synthetic spectra.

Keywords: astrochemistry, ISM, molecular spectral lines

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.016

1. Introduction

Star-forming regions are not the easiest objects to study. Molecular hydrogen, the main component of the region, does not emit in conditions of cold molecular clouds, so getting the information requires usage of other tracers and most prominent candidates are admixture molecules.

Molecules have many positive features: they emit many lines and can provide information on kinematics and the temperature of the gas. Observations provide us with spectral surveys allowing the study of large numbers of lines of different molecules. Unfortunately, they are not uniformly mixed with the gas and require additional theory to make them a prominent diagnostic tool. That is where theoretical astrochemistry comes into play, building chemical evolution models and connecting chemical composition and characteristics of the source.

In order to apply theoretical models to observations, we need similar quantities for comparison. Most often this is the column density, as it is the direct output of the theoretical model and can be provided for a large range of molecules. But deriving column densities from observations requires some assumptions and can seriously influence accuracy in some cases. That is why a better approach is to directly compare line intensities of the real and the synthetic spectra. Line intensities can be directly obtained from observations and are derived from chemical models by radiative transfer calculations. The shortcoming of that approach is that it is limited by available molecular data (term energies, statistical weights, etc.). The package PRESTALINE presented here is able to provide the comparison in both ways.

The ability of PRESTALINE to create synthetic spectra allows for a more direct comparison of theoretical models with observations. This way, the simplifications needed to calculate the column densities from observations are avoided. The goal of this project is to set up a consistent framework which would allow an easy comparison between different models of star-forming regions.

2. PRESTA

Calculations of the chemical evolution are performed with PRESTA — a multi-point model of the chemical evolution of prestellar and protostellar objects, which is being developed at the Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences. Its current version enables modeling of the collapse of a spherically symmetric core, irradiated by both external, diffuse radiation and a central source (protostar) with given parameters. The region studied is divided into concentric cells, and in each cell the dust temperature, gas temperature, density, and extinction for external and internal radiation are specified. The distributions of the temperature, density, and radiation field in a spherically symmetric approximation are calculated using the radiative transfer model or set by hand. The physical parameters of the region are taken from literature for the specific region. The possibility to take into account the warming up phase and evolution of the density structure is present in the model as well [1].

The model takes into account cosmic-ray reactions, two-body reactions, photoreactions (including cosmic-ray-induced photoreactions), dissociative recombination reactions with electrons and charged and neutral dust

grains and reactions with the dust particles and surface chemistry. Chemical equations are integrated in each cell until a specified age. PRESTA works well with different initial elemental chemical composition sets for both low and high metallicities [2]. The rates of gas-phase reaction can be calculated using either the UMIST database or the chemical network from the work by Albertsson et al., 2014 [3] to include the deuterated species.

The model may contain several dust populations. This is implemented technically by creating analogs of the surface components for each dust population. Surface reactions on grains, accretion of gas-phase components onto grains, photodesorption, thermal desorption, and cosmic-ray induced desorption were all taken into account. The rates of surface reactions, as well as the accretion and desorption rates, were calculated separately for each dust population at each point of the cloud, taking into account the grain temperatures and mass fractions. The temperatures of the dust populations are computed using a radiative-transfer model taking into account stochastic heating of grains with various sizes and chemical compositions by the external and internal radiation fields.

In order to understand the chemical pathways and determine main factors influencing the chemical evolution, an analysing tool for chemical rates is used (Kochina & Wiebe 2014 [4]). The analyser uses the network of reactions and current abundances of species to determine the most productive and destructive reactions for selected species for any required moment in time and distance from the centre of the core. This way it provides sufficient information for the understanding of the main factors influencing the chemical evolution of the object. On the output, PRESTA provides information on both radiative abundances and column densities of every species for any moment in time.

As a part of the PRESTALINE package, PRESTA creates the files containing all the information needed by RADEX for further calculations. These are the output frequency range (chosen for specific observational data), kinetic temperature (the average of the region), collision partner and its density (currently only H_2 is considered), the temperature of background radiation (taken to be the cosmic microwave background radiation), molecular column density of the species of interest and the line width (assumed to be 0.1 km/s). Being a one-dimensional model and taking into account density and temperature distribution, it is more accurate to divide the object into three parts with different average physical parameters (density and temperature) and provide three different input files for RADEX to calculate separately. These are the inner region (hot and dense), the medium region (much cooler and dense) and outer region (cold and less dense). Information on averaged temperature, density of the collision partner and column density of the species of interest for the regions are provided as separate RADEX input files for the same output moment in time in PRESTA. As PRESTA considers ortho- and para- modifications of species as one species, the RADEX input of the column densities is manually divided and considered to be 75% for para- and 25% for ortho-. The same goes for methanol: 40% of the all methanol is considered to be A- CH_3OH and 60% — E- CH_3OH . A more accurate approach will be applied in future.

3. RADEX

RADEX is a non-LTE, radiative transfer code developed by Van der Tak et al 2007 [5]. Transitions are calculated through statistical equilibrium, which holds up in the low density conditions of molecular clouds. Statistical equilibrium, however, relies on the knowledge of collisional data, which are unfortunately not known for all species of interest. Currently, PRESTALINE contains 48 species, including isotopologues, from the LAMDA database [6].

The use of geometrically averaged escape probabilities provides a strong simplification of the radiative transfer problem, allowing for fast analysis of transitions. RADEX includes three approximations for the escape probabilities: the large velocity gradient approximation, the uniform sphere geometry and the plane parallel slab geometry. PRESTALINE assumes the molecular cloud to be a uniform sphere.

It must also be noted that RADEX calculates line transitions for one molecule at a time. As mentioned before, the molecular cloud is subdivided into three zones of similar physical properties. This allows contribution of each molecule in each zone to be considered separately.

The transitions of each species are then determined based on the column densities provided by PRESTA. For each of these transitions RADEX provides the line intensities as well as the optical depth.

4. Visualisation

The visualisation of PRESTALINE is done by combining all radiative transfer data from RADEX into a single synthetic spectrum. The spectral lines are filtered based on their optical depth and the layer of origin. Lines with an optical depth greater than a certain threshold (usually taken to be $\tau = 1$) are excluded from the combined spectrum as they would not be visible to an observer. In the same way, a transition is excluded if a layer further from the centre of the molecular cloud is optically thick for this transition.

Due to the low density of the star-forming region, the main line broadening mechanism is assumed to be Doppler broadening. This allows us to easily model the spectral lines with a Gaussian profile, based on the line flux calculated by RADEX. To ensure that each transition is captured in detail, PRESTALINE will model a section around the central frequency based on the line width of the spectral line. These sections of the spectrum are then combined to form a full spectrum. In sections where lines overlap, their flux is combined to handle any line

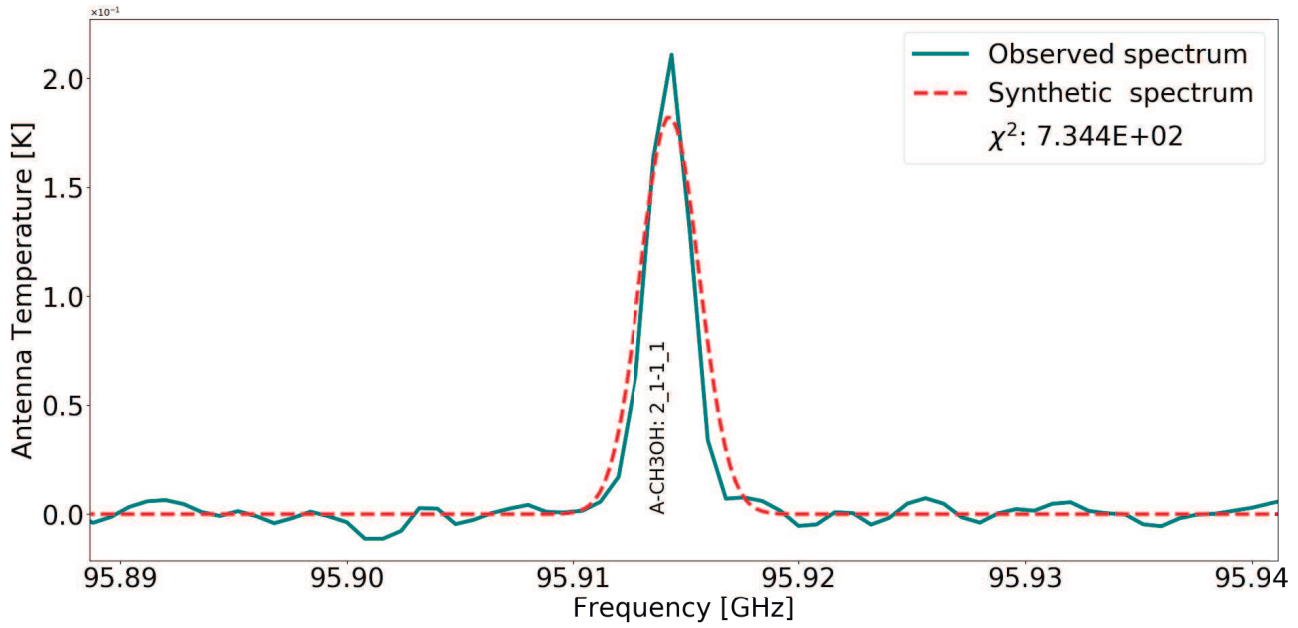


Figure 1: Single transition of methanol from energy level 2-1 to 1-1 at 95.91 GHz.

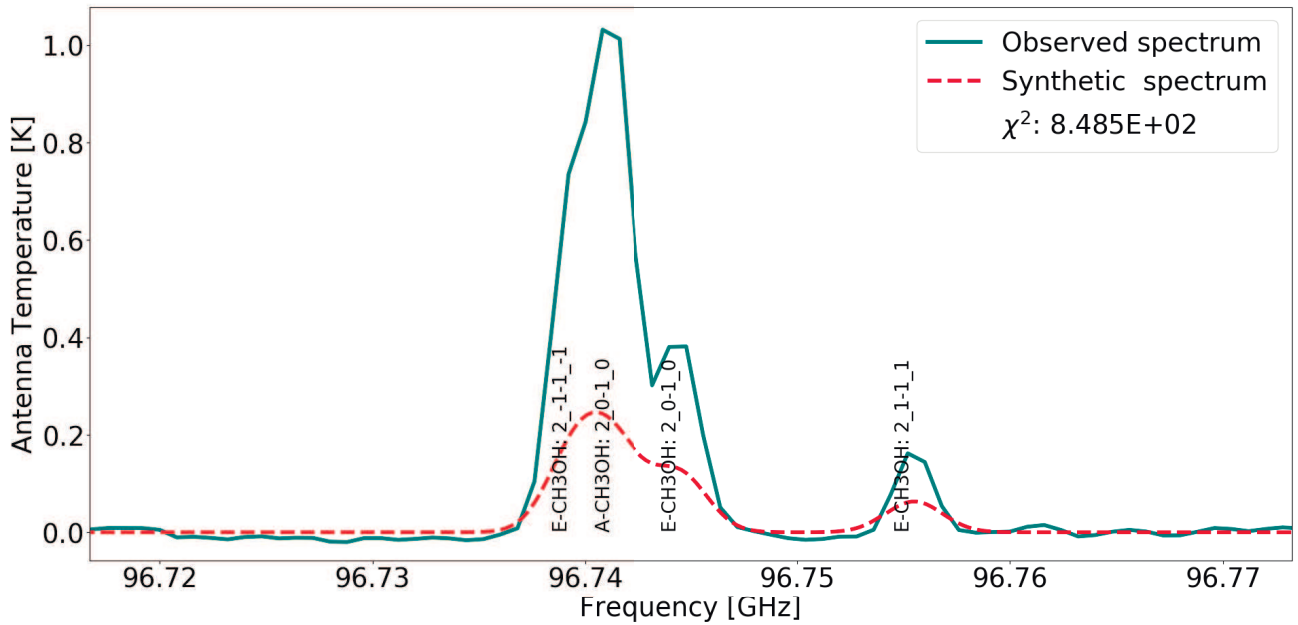


Figure 2: Blending of three transitions of methanol at 96.7 GHz.

blending. The data of the combined spectrum is saved as an ASCII file to easily create and manipulate graphical representations.

Additionally, PRESTALINE keeps track of each transition and the corresponding transition levels. This information can be added to the synthetic spectra, which allows for easy identification of the different sections, as seen on figures 1 and 2. Lastly, to determine how well a modelled spectrum fits an observation, the χ^2 is calculated.

For ease of use, PRESTALINE includes several functions to convert both the models and observations to a unit of choice. An overview of the full frequency range of the model is saved for each time step, as well as a detailed view of clusters of lines. The package also provides the option to manually select any section of interest within the spectrum for closer inspection.

5. Initial results

To demonstrate some of the initial results of PRESTALINE we present comparison of the synthetic spectra created by the model with the observed one. The observed spectrum was kindly provided by Sergei Kalenskii and belongs to the star-forming region DR21(OH).

The physical structure for chemical evolution calculations was the DRS model from Kochina et al. 2013 [7]. The DRS model corresponds to an object with the mass of $500 M_{\odot}$ with the column density of $2 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2}$, irradiated by a protostar with an effective temperature of 10 000 K. The deuterated chemical network from the work by Albertsson et al., 2014 [3] was used. The model took into consideration only large dust grains.

The observation covers a wavelength range from 84.0 GHz to 115.5 GHz. The modelled spectrum, on the other hand, covers a wavelength range of 83.0 to 116.0 GHz. A wider range is chosen to include the wings of any spectral lines appearing on the edge of the observation.

The results of the comparison are considered to be promising. Here we present two generic elements of the full spectra. The lines of methanol, single and blended, corresponding to chemical ages of 4 000 and 55 000 years. The detailed study of DR21(OH) with PRESTALINE is in progress now.

On figure 1 a single methanol transition is shown at 95.91 GHz. PRESTALINE managed to reproduce the shape and intensity of the observed line within accuracy of 85%. In figure 2 several methanol lines are shown around 96.7 GHz with central frequencies close to each other. Three of these lines can be seen to overlap. Even though this particular model underestimates the contribution of these transitions, the shape of the line blending is present.

6. Future possibilities

In its current state, PRESTALINE requires a substantial amount of manual input. This will be improved by the addition of a fitting procedure for the column densities and line widths. This would still leave us with an additional variable, the kinetic temperature. If the temperature could be constrained based on observation this would significantly reduce the amount of possible models.

A downside of the line by line approach in RADEX, is that it does not consider interactions between different transitions, such as hyperfine transitions. Though hyperfine line splitting is currently not considered, the possibility exists and leaves the space for future growth. The addition of these structures primarily depend on the availability of collisional rate coefficients as described in Van der Tak 2011 [8]. The LAMDA database contains several deuterated species, which will also be accommodated in PRESTALINE.

References

1. O. V. Kochina and D. S. Wiebe, *Astronomy Reports*, **59**, 762, 2015.
2. O. V. Kochina and D. S. Wiebe, *Astronomy Reports*, **61**, 103, 2017.
3. T. Albertsson, D. Semenov, and T. Henning, *Astrophysical Journal*, **784**, 2014.
4. O. V. Kochina and D. S. Wiebe, *Astronomy Reports*, **58**, 228, 2014.
5. F. F. S. van der Tak, J. H. Black, F. L. Schöier, D. J. Jansen, and E. F. van Dishoeck, *Astronomy & Astrophysics*, **468**, 627, 2007.
6. F. L. Schöier, F. F. S. van der Tak, E. F. van Dishoeck, and J. H. Black, *Astronomy & Astrophysics*, **432**, 369, 2005.
7. O. V. Kochina, D. S. Wiebe, S. V. Kalenskii, and A. I. Vasyunin, *Astronomy Reports*, **57**, 818, 2013.
8. F. van der Tak, *Proceedings of the International Astronomical Union*, **7**, 449, 2011.

Средний размер и заряд ПАУ в области фотодиссоциации Orion Bar

Мурга М.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В межзвездной среде (МЗС) содержится большое количество разнообразных молекул, и самыми крупными из них, вероятно, являются молекулы полициклических ароматических углеводородов (ПАУ). В отличие от малоатомных молекул, идентифицировать конкретную молекулу ПАУ в МЗС не удастся в связи с тем, что полосы эмиссии этих молекул широкие, и полосы разных ПАУ накладываются друг на друга. Однако по соотношениям между потоками в этих полосах можно сделать предположение о свойствах ПАУ, наиболее распространенных в среде, в частности, о размере и заряде. Путем сопоставления диаграмм отношений потоков в разных эмиссионных полосах, основанных на спектрах большого количества ПАУ, и данных спектральных наблюдений в данной работе были оценены средний размер и заряд ПАУ в области фотодиссоциации Orion Bar. Эти же величины были рассчитаны на основе модели эволюции ПАУ, разработанной ранее. Значения, полученные из расчетов и по диаграммам, согласуются друг с другом, что дает основание заключить, что данные оценки размера и заряда ПАУ близки к фактическим.

Ключевые слова: области фотодиссоциации, пыль, эволюция

Mean size of PAHs in photo-dissociation region Orion Bar

Murga M.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

The interstellar medium (ISM) contains an enormous number of different molecules, and molecules of polycyclic aromatic hydrocarbons (PAHs) are likely the largest ones among them. Unlike small compounds, specific PAH molecules in the ISM cannot be identified because emission bands of these molecules are wide, and also the bands of different PAHs overlap with each other. However, a suggestion about some properties of PAHs which are the mostly abundant in the medium, particularly about the size and charge, can be done relied on ratios between these bands. In this work, via juxtaposition of diagrams of ratios of fluxes in different emission bands which are based on spectra of a large number of PAHs and observational spectral data, the mean size and charge of PAHs were estimated in the photo-dissociation region Orion Bar. The same values were calculated using the model of PAH evolution which was developed recently. The values obtained from the calculations and by the diagrams are consistent with each other, which makes it possible to conclude that these estimations of PAH size and charge are close to real ones.

Keywords: photodissociation regions, dust, evolution

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.017

1. Введение

На основе анализа инфракрасных (ИК) наблюдений и сравнения с лабораторными исследованиями на сегодняшний день установлено, что соединения с ароматическими связями присутствуют в межзвездной среде (МЗС). Однако трудно определить, какую именно структуру имеют эти соединения. Наиболее вероятно, что в объектах с повышенным полем излучения, таких как фотодиссоциационные области (ФДО), ароматические соединения имеют наиболее устойчивое к ультрафиолетовому (УФ) излучению состояние. Одно из таких состояний — крупные молекулы полициклических ароматических углеводородов (ПАУ).

Спектральные свойства таких молекул, а также свойства устойчивости в последнее время интенсивно изучаются. Создана обширная база данных Nasa Ames PAH IR Database [1], которая включает в себя ИК-спектры для нескольких тысяч различных ПАУ. На основе этой базы данных в работе [2] были исследованы связи между размером ПАУ и отношениями между потоками в полосах эмиссии на 3.3, 7.7 и 11.2 мкм. Показано, что отношение потоков на 11.2 и 3.3 мкм ($F_{11.2}/F_{3.3}$) является наиболее точным индикатором размера ПАУ, тогда как совокупность отношений $F_{11.2}/F_{3.3}$ и $F_{11.2}/F_{7.7}$ может дополнительно указывать на пропорцию между заряженными и нейтральными ПАУ. В данной работе отношения $F_{11.2}/F_{3.3}$ и $F_{11.2}/F_{7.7}$ были оценены для ФДО Orion Bar с помощью архивных спектральных наблюдений. Далее по этим отношениям были подобраны наиболее близкий размер ПАУ и пропорции между заряженными и нейтральными ПАУ по диаграммам из работы [2].

С помощью модели эволюции пыли Shiva [3, 4] был рассчитан средний размер ПАУ, который преобладает в среде с конкретными условиями для данной ФДО, а также оценена функция распределения заряда для ПАУ этого размера. Физические и химические параметры среды взяты из результатов химико-динамического моделирования этого же объекта, представленных в работе [5]. Оценки размера и заряда, полученных по диаграммам и с помощью модельных расчетов, сопоставляются и делаются выводы по результатам данного сопоставления.

2. Спектральные наблюдения ФДО Orion Bar

ФДО Orion Bar является близкой к нам и очень яркой областью. Мы наблюдаем ее с ребра, то есть видим, как происходит переход между областью ионизированного водорода, непосредственно ФДО и молекулярным облаком. Такое удобное расположение позволяет изучить данную ФДО тщательно. Для Orion Bar в литературе накопилось огромное количество наблюдений, включая наблюдения в ИК-диапазоне. Однако, имеется лишь один ИК-спектр, который охватывает все основные полосы эмиссии ПАУ. Этот спектр был получен космическим телескопом ISO (Infrared Space Observatory). Положение спектра совпадает с максимумом эмиссии молекулярного водорода H_2 (фронт фотодиссоциации).

Полосы ПАУ попадают в средний ИК-диапазон от ~ 3 до ~ 30 мкм, тогда как более крупные пылинки, имеющие чернотельный спектр, светят, в основном, на больших длинах волн, однако они также могут вносить вклад и на длинах волн, соответствующих полосам ПАУ. Следовательно, из искомого спектра необходимо вычесть вклад от крупной пыли. Для этого было выбрано несколько точек (всего 15) на тех участках спектра, где нет полос ПАУ, и методом наименьших квадратов подобран полином 5-й степени, который наилучшим образом описывает «подложку» спектра. Эта «подложка» была вычтена. Дополнительно была сделана «маска» для ярких газовых линий, накладывающихся на спектр.

Для оценки размера и заряда ПАУ по диаграммам необходимы потоки в полосах 3.3, 7.7 и 11.2 мкм. Измерения потоков проводились аналогично работе [2], диаграммы которой планируется использовать: были выбраны те же диапазоны длин волн для полос, и потоки внутри этих диапазонов были просуммированы. В результате были получены следующие значения отношений: $F_{11.2}/F_{3.3} = 16$ и $F_{11.2}/F_{7.7} = 1$.

3. Оценка размера и заряда ПАУ по диаграммам

Спектры ПАУ зависят от воздействующего на них поля излучения, в частности, от соотношения между потоками фотонов с энергиями от 3 до 13.6 эВ. Для ФДО Orion Bar часто принимается спектр поля излучения МЗС, характерного для солнечной окрестности [6], но с фактором $G_0 = 2 \cdot 10^4$ [7]. Средняя энергия фотонов для такого поля составляет около 6 эВ. В работе [2] представлены диаграммы $F_{11.2}/F_{3.3} - F_{11.2}/F_{7.7}$ для нескольких значений средней энергии фотонов, в том числе и для 6 эВ. Ориентируясь на полученные отношения $F_{11.2}/F_{3.3}$ и $F_{11.2}/F_{7.7}$, по диаграмме, соответствующей полю в Orion Bar, получаем, что ПАУ содержит около 130 атомов углерода ($\sim 6.5 \text{ \AA}$), при этом 1/2 этих ПАУ электронейтральны, а 1/2 — заряжены.

4. Модельные оценки размера и заряда ПАУ

Ранее нами была разработана модель *Shiva*, описывающая эволюцию пыли, в том числе ПАУ [3, 4]. С помощью этой модели можно проследить за эволюцией ансамбля ПАУ с разными размерами и зарядами при конкретных физических условиях. В модели рассмотрены процессы фотодиссоциации ПАУ (отсоединение атомов углерода и водорода) и процессы взаимодействия ПАУ с атомами водорода и углерода в газовой фазе и соответствующее присоединение этих атомов к ПАУ. В зависимости от условий в среде, от размера и заряда ПАУ могут доминировать либо процессы диссоциации, либо процессы присоединения, а также может сохраняться баланс между этими процессами. В качестве физических условий для данных расчетов принимаются результаты химико-динамического моделирования программой MARION, представленные в работе [5]. На фронте диссоциации H_2 параметры следующие: $G_0 = 35$, температура газа $T_{\text{gas}} = 120 \text{ K}$, плотность атомарного водорода $n(H) = 2.5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, электронная плотность $n_e = 2.5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$, плотности атомарного и ионизированного углерода $n(C) = 45 \text{ см}^{-3}$ и $n(C^+) = 2.6 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$, соответственно. В модели *Shiva* можно рассчитывать эволюцию всего ансамбля ПАУ согласованно, то есть учитывается, что ПАУ одного размера могут переходить в ПАУ другого размера в течение эволюции. В качестве начального распределения ПАУ по размеру берется распределение, предложенное в работе [8] для параметра $R_V = 3.1$. Функция распределения заряда для ПАУ конкретного размера рассчитывается согласно работе [9]. Возраст ФДО принимается равным 10^5 лет.

На рис. 1 (слева) показано, как меняется распределение плотности (N) молекул ПАУ за 10^5 лет при выбранных параметрах окружающей среды. ПАУ с радиусом (a) менее $5 \text{ \AA}$ разрушаются значительно, тогда как плотность ПАУ с радиусом, равным $5 \text{ \AA}$, уменьшается примерно на 30%, а плотности ПАУ с радиусом от ~ 6 до $\sim 14 \text{ \AA}$ увеличиваются на 5–10%. Увеличение плотности последних связано с ростом ПАУ при данных условиях, то есть здесь эффективно происходят реакции присоединения атомов углерода и водорода, тогда как процесс фотодиссоциации таких крупных ПАУ при поле $G_0 = 35$ уже не эффективен. Точечной линией обозначено значение средне-взвешенного размера ПАУ при таком распределении, где весом каждого размера выступает его плотность. Средний размер равен $6.5 \text{ \AA}$, или ПАУ содержит 126 атомов углерода (N_C) согласно формуле между N_C и a , предложенной в [10]. Эта оценка полностью согласуется с оценкой, полученной выше по диаграммам.

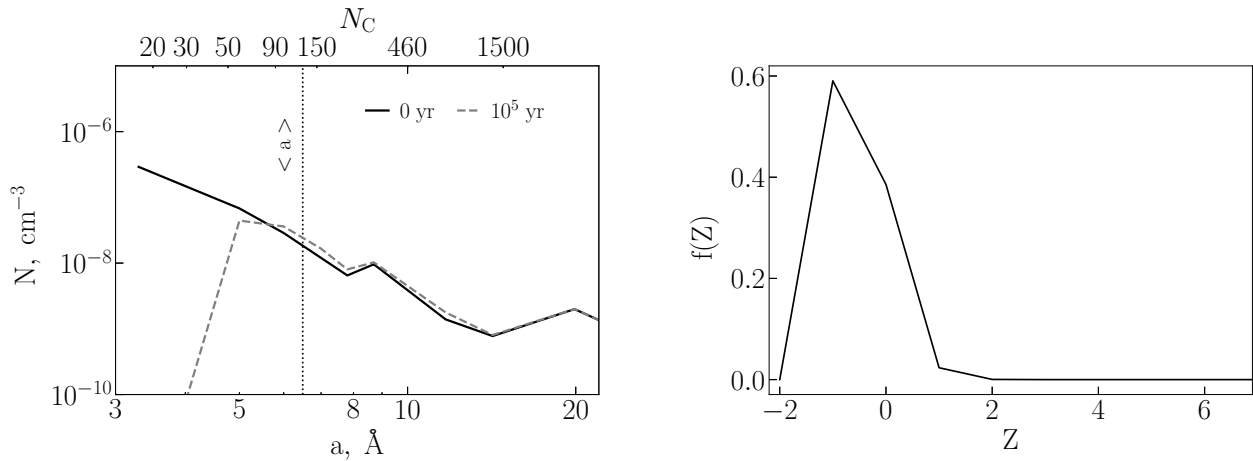


Рис. 1: Слева: распределение плотности молекул ПАУ в ФДО Orion Bar на фронте диссоциации H_2 по размеру (размер дан как в см, так и в количестве атомов углерода). Начальное распределение обозначено черной сплошной линией; распределение, вычисленное на момент времени 10^5 лет, — серой пунктирной линией. Точечная линия указывает на средний размер ПАУ на момент времени 10^5 лет. Справа: распределение заряда для ПАУ с радиусом ~ 6.5 Å на фронте диссоциации H_2 .

Для полученного размера ПАУ и конкретных условий фронта диссоциации H_2 была рассчитана функция распределения заряда, которая представлена на рис. 1 (справа). Видно, что ПАУ, в основном, отрицательно заряжены (их доля чуть ниже 0.6) и электронейтральны (доля чуть ниже 0.4). Несмотря на то, что в работе [2] под заряженными ПАУ подразумеваются катионы, мы считаем, что в данном случае можно обобщать катионы и анионы, так как их оптические свойства близки к друг другу, то есть анионы дают приблизительно такой же вклад в полосы на 3.3, 7.7 и 11.2 мкм, как и катионы. Таким образом, полученная нами функция распределения заряда очень близка к пропорциям между ПАУ разных зарядов, полученным по диаграммам.

5. Заключение

В данной работе проведены оценки среднего размера и заряда молекул ПАУ в ФДО Orion Bar на фронте фотодиссоциации H_2 двумя способами: 1) наблюдательные значения отношений потоков $F_{11.2}/F_{3.3}$ и $F_{11.2}/F_{7.7}$ были сопоставлены с диаграммами из работы [2], по которым можно оценить размер и заряд ПАУ для конкретного поля излучения; 2) с помощью модели эволюции ПАУ было вычислено распределение ПАУ по размеру и его эволюция, определен средний размер и соответствующая функция распределения по заряду. Оценки как размера, так и заряда (функции распределения), полученные разными способами, согласуются между собой. Средний радиус ПАУ составляет 6.5 Å (или $N_C = 130$), заряженные и нейтральные ПАУ находятся примерно в равных пропорциях. ПАУ таких размеров являются очень крупными, что говорит о том, что под воздействием УФ-излучения более мелкие ПАУ разрушаются или могут переходить в другое аллотропное состояние (к примеру, фуллерен), в котором они проявляют себя на других длинах волн. Согласие между наблюдательными, экспериментальными и теоретическими результатами указывает на то, что современные представления об ароматической составляющей межзвездной среды и ее эволюции весьма близки к реальной картине.

Работа поддержана грантом РФФИ №18-32-20049.

Список литературы

1. C. W. Bauschlicher, Jr., A. Ricca, C. Boersma, and L. J. Allamandola, *ApJS*, **234**, 32, 2018.
2. A. Maragkoudakis, E. Peeters, and A. Ricca, *MNRAS*, **494**, 642, 2020.
3. M. S. Murga, D. S. Wiebe, E. E. Sivkova, and V. V. Akimkin, *MNRAS*, **488**, 965, 2019.
4. M. S. Murga, M. S. Kirsanova, A. I. Vasyunin, and Y. N. Pavlyuchenkov, *arXiv e-prints*, arXiv:2007.06568, 2020.
5. M. S. Kirsanova and D. S. Wiebe, *MNRAS*, **486**, 2525, 2019.
6. J. S. Mathis, P. G. Mezger, and N. Panagia, *A&A*, **128**, 212, 1983.
7. J. R. Goicoechea, D. Teyssier, M. Etxaluze, P. F. Goldsmith, et al., *ApJ*, **812**, 75, 2015.
8. J. C. Weingartner and B. T. Draine, *ApJ*, **548**, 296, 2001.
9. J. C. Weingartner and B. T. Draine, *ApJS*, **134**, 263, 2001.
10. B. T. Draine and A. Li, *ApJ*, **657**, 810, 2007.

Метанол в плотных сгустках волокна WB 673

Буслаева А.И., Кирсанова М.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Исследованы физические условия в направлении на плотные сгустки молекулярного волокна WB 673. С помощью метода вращательных диаграмм, построенных для серии линий метанола CH_3OH на частоте 96 ГГц, получены значения вращательных температур в этих сгустках. Показано, что вращательная температура метанола в сгустках в 2–3 раза ниже кинетической температуры газа. Показано, что для более подробного исследования условий возбуждения метанола необходимо привлекать линии из других серий.

Ключевые слова: астрофизика, межзвездная среда, звездообразование, молекулярное волокно, молекулярное облако, метод вращательных диаграмм, метанол, серии линий метанола, аммиак, вращательная температура, кинетическая температура

Methanol in dense clumps of the filament WB 673

Buslaeva A.I., Kirsanova M.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

We study physical conditions in the dense clumps from the molecular filament WB 673. Using the 96 GHz series of methanol lines we obtain rotation temperatures with the population diagram method. We find that the rotation temperatures are about 2–3 times less than the gas kinetic temperature. We conclude that other methanol series are needed to study the methanol excitation in details.

Keywords: astrophysics, interstellar medium, star formation, molecular filament, star-forming cloud, population diagram method, methanol, series of methanol lines, ammonia, rotation temperature, kinetic temperature

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.018

1. Введение

Одним из важных вопросов физики космоса является вопрос образования звезд различных масс. На сегодняшний день известно, что звезды образуются в плотных сгустках молекулярных облаков при условии возникновения гравитационной неустойчивости. Гравитационное сжатие может быть как самопроизвольным, так и стимулированным. Последнее может возникать при уплотнении вещества молекулярного облака ударной волной от расширяющихся оболочек ионизованного водорода (областей HII). При этом процесс образования массивных звезд ($> 8 M_{\odot}$) может отличаться от процесса образования звезд меньших масс. Теория образования массивных звезд полностью не разработана. На данный момент до конца не определено, какие факторы являются наиболее важными и определяющими при наборе массы протозвездой.

Поскольку прямой эксперимент в астрофизике невозможен, наблюдения остаются единственной возможностью проверить результаты теоретического моделирования. Для исследования начальных стадий звездообразования проводится оценка физических параметров и химического состава плотных сгустков в молекулярных газо-пылевых облаках. По излучению пыли в непрерывном спектре инфракрасного диапазона можно оценить ее температуру и массу на луче зрения. Спектральные линии излучения молекул в широком диапазоне длин волн от радио до инфракрасного позволяют исследовать температуру газа, лучевую концентрацию молекул и содержание молекул относительно водорода. В то время как наиболее распространенной молекулой в межзвездной среде является оксид углерода CO, ее излучение часто нечувствительно к параметрам среды из-за эффектов оптической толщины. Кроме того, по линиям молекул CO нельзя «заглянуть» вглубь плотного сгустка молекулярного газа, а зачастую можно исследовать только внешнюю его оболочку опять-таки из-за большого значения оптической толщины. В холодных молекулярных облаках для оценки физических параметров газа используются линии молекул, таких как аммиак [1, 2] и метанол (напр. [3]). Их содержание относительно высоко, они наблюдаются в радиодиапазоне в самых разных условиях межзвездной среды — от холодных молекулярных облаков до горячих ядер и фотодиссоциационных областей.

Цель этой работы — сравнить результаты исследования плотных сгустков молекулярных облаков по линиям метанола в условиях локального термодинамического равновесия (ЛТР) с результатами, полученными с помощью не-ЛТР метода по тем же самым линиям, а также с результатами анализа линий излучения аммиака. Объект исследования в этой работе — молекулярное облако в форме волокна WB 673, которое было исследовано в линиях метанола в работе [4], а в линиях аммиака — в работе [5].

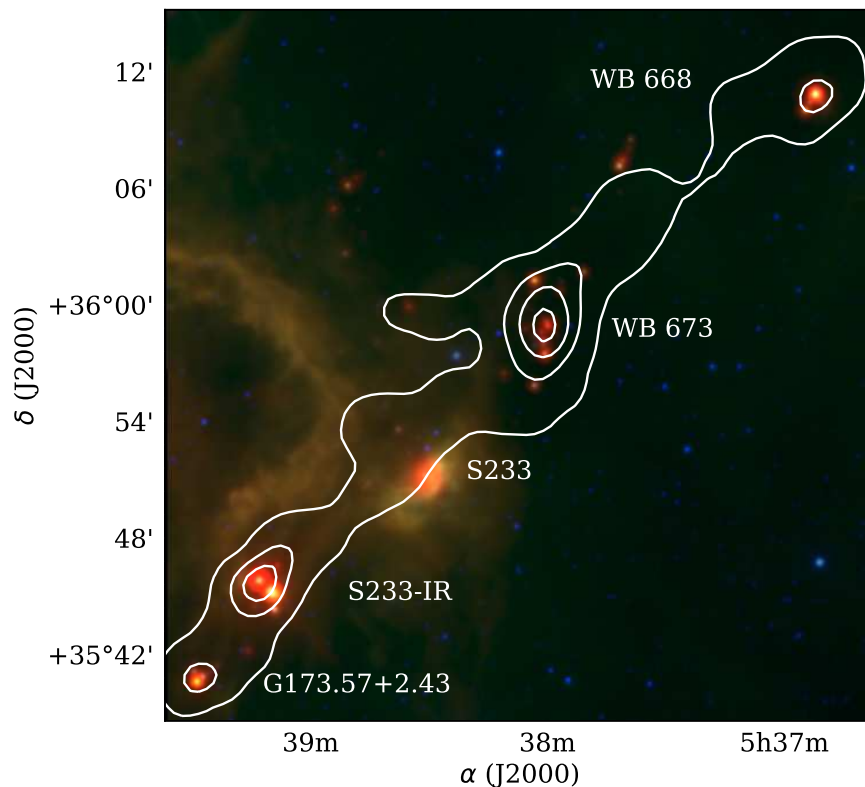


Рис. 1: Молекулярное волокно WB 673, рисунок взят из работы [11]. Трехцветное изображение составлено из ИК-данных телескопа WISE (красный — 22 мкм, зеленый — 12 мкм, синий — 3.4 мкм.) Интегральная интенсивность в линии излучения CS(2–1) показана белыми контурами. В восточной стороне ИК изображения видна арка — это область фотодиссоциации около области HII S231.

2. Объект исследования

Волокно WB 673 расположено в гигантском молекулярном облаке G174+2.5 на расстоянии 1.8 кпк [6]. Это молекулярное облако, в свою очередь, находится в спиральном рукаве Персея [7]. Вокруг волокна WB 673 расположены области HII Sh2-231 — SH2-235 (далее S231-S235), вокруг которых идет активное звездообразование [8, 9, 10, 11]. В этом волокне выделяется несколько плотных сгустков: WB89-668, WB89-673 (далее WB 668 и WB 673, соответственно) [12], S233 IR и G173.57+2.43. Также в этом волокне расположена компактная область ионизованного водорода HII Sh2-233 (далее S 233). На рис. 1 показано положение этих сгустков. Как видно из рис. 1, в центральной части волокна WB 673 расположены сгустки WB 673 и S233 IR, в крайних частях волокна WB 673 расположены сгустки WB 668 и G173.57+2.43. В этих молекулярных сгустках найдены мазерные источники излучения, и сделаны выводы о протекании процесса звездообразования на ранних стадиях [6, 11]. Причем сгустки, расположенные в крайних областях волокна, являются менее проэволюционировавшими, чем центральные. Таким образом, определение параметров газа в этих сгустках необходимо для точного вывода о стадиях процесса звездообразования в крайних областях и в центре волокна.

3. Метод вращательных диаграмм

Метод вращательных диаграмм позволяет определить так называемую вращательную температуру, описывающую значения населенностей вращательных уровней молекулы в условиях ЛТР. Кроме того, возможно определить также и лучевую концентрацию этих молекул при условии, что линии оптически тонкие. Для каждого из наблюдавшихся переходов населенность на верхнем уровне u определяется следующим образом:

$$\ln \frac{N_u}{g_u} = \ln N - \ln Q(T_{\text{rot}}) - \frac{E_u}{kT_{\text{rot}}}, \quad (1)$$

Таблица 1: Параметры линий перехода $2 \rightarrow 1$ молекулы CH_3OH в соответствии с CDMS.

Переход	Частота [МГц]	E_u/k [K]	g_u	A_{ul} 10^{-6} [1/c]
$2_{-1} - 1_{-1}$ E	96739.358	12.54	20	2.56
$2_0 - 1_0$ A	96741.371	6.96	20	3.40
$2_0 - 1_0$ E	96744.545	20.09	20	3.40
$2_1 - 1_1$ E	96755.501	28.01	20	2.62

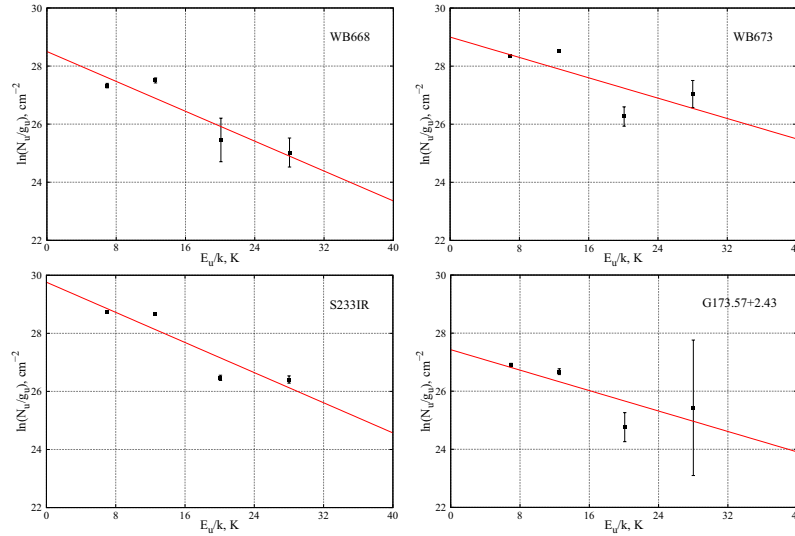


Рис. 2: Вращательные диаграммы метанола, построенные по серии линий на частоте около 96 ГГц.

где N_u — лучевая концентрация молекул на верхнем уровне, $[\text{cm}^{-2}]$, g_u — статистический вес верхнего уровня, N — полная лучевая концентрация молекул, $[\text{cm}^{-2}]$, $Q(T_{\text{rot}})$ — статистическая сумма, $\frac{E_u}{k}$ — энергия верхнего уровня, [K], k — постоянная Больцмана, [эрг/K]; T_{rot} — вращательная температура.

Отношение N_u/g_u в оптически тонком случае определяется интегральной интенсивностью излучения молекулы:

$$\frac{N_u}{g_u} = \frac{8 \pi k}{h c^3} \cdot \frac{\nu_{ul}^2}{A_{ul} g_u} \cdot \eta^{-1} \cdot W, \quad (2)$$

где W — интегральная интенсивность спектральной линии, [K см/с]; η — коэффициент заполнения диаграммы направленности телескопа; A_{ul} — коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения, [1/c]; ν_{ul} — частота перехода, [Гц]; h — постоянная Планка, [эрг с]; c — скорость света, [см/с].

Параметры перехода g_u , $Q(T_{\text{rot}})$, E_u/k , A_{ul} , ν_{ul} берутся из каталога, например, CDMS. Величины W и η определяются из наблюдений в результате обработки спектров излучения молекулы.

Имея параметры нескольких линий излучения молекулы, с помощью этих уравнений можно определить значения $\ln(N_u/g_u)$. Зная значения энергии верхнего уровня (E_u/k), для каждой из линий излучения можно нанести серию точек на диаграмму, по оси абсцисс которой откладываются значения E_u/k , а по оси ординат — значения $\ln(N_u/g_u)$. В условиях ЛТР функция, проходящая вблизи этих точек на графике, аппроксимируется линейной зависимостью. Полученный график называется вращательной диаграммой. Определив коэффициенты аппроксимированного линейного уравнения, можно рассчитать вращательную температуру и лучевую концентрацию молекул. Если зависимость на диаграмме аппроксимируется функцией $y = ax + b$, вращательная температура молекулы определяется как $T_{\text{rot}} = -1/a$, а лучевая концентрация — как $N = \exp^{(b + \ln Q(T_{\text{rot}}))}$.

4. Результаты и их обсуждение

При построении вращательных диаграмм метанола для серии линий перехода $2 \rightarrow 1$ на частоте 96 ГГц параметры переходов g_u , $Q(T_{\text{rot}})$, E_u/k , A_{ul} , ν_{ul} были взяты из каталога CDMS, см. табл. 1. Интегральные интенсивности линий W взяты из работы [4] и представлены в табл. 2. Коэффициент заполнения диаграммы направленности телескопа $\eta = 0.95$ взят из работы [4].

Полученные вращательные диаграммы представлены на рис. 2. Вращательная температура уровней метанола, рассчитанная с помощью построенных диаграмм, представлена в табл. 2. Полученные значения

Таблица 2: Температуры в плотных сгустках волокна WB 673 (отмеченные звездочкой (*) взяты из [5]; отмеченные двумя звездочками (**) — из [4]).

Переход	W [K км/с]	$T_{\text{rot,CH}_3\text{OH}}$ [K]	$T_{\text{kin,CH}_3\text{OH}}^{**}$ [K]	$T_{\text{kin,NH}_3}^*$ [K]	$T_{\text{rot,NH}_3}^*$ [K]
WB 668					
$2_{-1} - 1_{-1}$ E	2.3 ± 0.2	7.8 ± 1.6	20	16.3 ± 2.6	14.5 ± 1.9
$2_0 - 1_0$ A	2.6 ± 0.2				
$2_0 - 1_0$ E	0.4 ± 0.3				
$2_1 - 1_1$ E	0.2 ± 0.1				
WB 673					
$2_{-1} - 1_{-1}$ E	6.3 ± 0.2	11.4 ± 3.4	15–35	27.3 ± 18.9	21.4 ± 10.3
$2_0 - 1_0$ A	7.3 ± 0.2				
$2_0 - 1_0$ E	0.9 ± 0.2				
$2_1 - 1_1$ E	1.5 ± 0.7				
S233 IR					
$2_{-1} - 1_{-1}$ E	7.3 ± 0.2	7.7 ± 0.3	15–35	26.4 ± 5.5	20.9 ± 3.0
$2_0 - 1_0$ A	10.5 ± 0.2				
$2_0 - 1_0$ E	1.1 ± 0.1				
$2_1 - 1_1$ E	0.8 ± 0.1				
G173.57+2.43					
$2_{-1} - 1_{-1}$ E	1.0 ± 0.1	11.4 ± 5.3	—	19.9 ± 4.1	17.0 ± 2.7
$2_0 - 1_0$ A	1.7 ± 0.1				
$2_0 - 1_0$ E	0.2 ± 0.1				
$2_1 - 1_1$ E	0.3 ± 0.7				

лежат в пределах 5–15 К с учетом ошибок. Вращательные температуры в сгустках WB 673 и G173.57+2.43 имеют значение 8–15 К, а в сгустках WB 668 и S233 IR — 6–9 К. Вращательная температура метанола $T_{\text{rot,CH}_3\text{OH}}$ во всех сгустках примерно в 3 раза ниже кинетической температуры газа $T_{\text{kin,CH}_3\text{OH}}$, полученной в работе [4]. При этом в сгустке WB 673 $T_{\text{rot,CH}_3\text{OH}}$ и кинетическая температура $T_{\text{kin,CH}_3\text{OH}}$ могут совпадать, если учитывать интервал возможных значений температур. Нужно заметить, что в работе [4] интервал температур был определен с использованием базы данных о населенностях, полученных в не-ЛТР модели переноса излучения. Согласие ЛТР и не-ЛТР результатов для WB 673 говорит о близости условий возбуждения к ЛТР в этом сгустке.

В работе [5] были рассчитаны вращательная $T_{\text{rot,NH}_3}$ и кинетическая $T_{\text{kin,NH}_3}$ температуры газа по сверхтонкому расщеплению линий излучения аммиака NH_3 . В сгустках WB 673 и G173.57+2.43 вращательные температуры, рассчитанные для переходов молекулы CH_3OH , попадают в диапазон значений температур, рассчитанных для переходов молекулы NH_3 . С учетом этого, можно выделить диапазон значений вращательной температуры: 11–15 К для сгустка WB 673 и 14–20 К для сгустка G173.57+2.43. Также можно отметить соответствие диапазонов значений кинетических температур газа в этих сгустках. Для сгустка WB 673 он составляет 15–35 К, а для сгустка G173.57+2.43 — 15–25 К. Такое согласование вращательных и кинетических температур может говорить об условии ЛТР в сгустках WB 673 и G173.57+2.43, поскольку различные методы определения этих температур дают похожие результаты в пределах разброса значений.

Как отмечено в работе [13], вращательная температура, рассчитанная с помощью вращательных диаграмм метанола по серии линий на частоте 96 ГГц (вращательные диаграммы I типа), составляет примерно 5–15 К (полностью согласуется с нашими результатами) и должна быть ниже кинетической температуры газа. Это связано с увеличением недонаселенности уровней при увеличении их энергии. Для оценки кинетической температуры газа нужно использовать вращательные диаграммы, как построенные по сериям линий метанола на частоте 96 ГГц, так и на частотах 157 ГГц или 165 ГГц, или 25 ГГц (вращательные диаграммы II типа). По вращательным диаграммам I типа можно оценить плотность газа, и, исходя из значения плотности, можно с помощью вращательных диаграмм II типа оценить кинетическую температуру газа. Значение же лучевой концентрации, рассчитанное с помощью вращательной диаграммы I типа, может быть меньше истинного значения в пределах 2–5 раз. В наших наблюдениях определена только серия линий метанола на частоте 96 ГГц, поэтому мы можем оценить только вращательную температуру газа. Для сгустков WB 668 и S233 IR значения $T_{\text{rot,CH}_3\text{OH}}$ в 2–3 раза ниже значения $T_{\text{rot,NH}_3}$. Значения кинетических температур для этого сгустка находятся в пределах согласования и имеют значения около 16–20 К для WB 668 и около 20–30 К для S233 IR.

5. Заключение

В работе исследованы физические условия в направлении на плотные сгустки WB 668, WB 673, S233 IR, G173.57+2.43 молекулярного волокна WB 673. С помощью метода вращательных диаграмм, построенных для серии линий метанола CH_3OH на частоте 96 ГГц, получены значения вращательных температур в этих сгустках. Проведено сравнение полученных результатов с результатами, полученными ранее в работах [4] и [5]. Показано, что вращательная температура для всех сгустков, рассчитанная по переходам серии линий метанола, в три раза ниже кинетической температуры газа, рассчитанной также по не-ЛТР базе данных населенностей уровней метанола. Значения вращательной температуры для сгустков волокна WB 673 лежат в пределах 6–15 К, для остальных сгустков эти температуры ниже. По-видимому, наш выбор серии линий на 96 ГГц определил полученные результаты: вращательные температуры переходов метанола ниже кинетической. Для более подробного исследования условий возбуждения метанола необходимо привлекать линии из других серий.

Авторы благодарны С.В. Салий за ценные комментарии в ходе подготовки статьи.

Работа поддержана грантом РФФИ 20-02-00643 А.

Список литературы

1. P. T. P. Ho and C. H. Townes, *ARA&A*, **21**, 239, 1983.
2. G. Danby, D. R. Flower, P. Valiron, P. Schilke, and C. M. Walmsley, *MNRAS*, **235**, 229, 1988.
3. S. V. Salii, in *Star Formation in the Galaxy and Beyond*, 146 (2006).
4. M. S. Kirsanova, S. V. Salii, A. M. Sobolev, A. O. H. Olofsson, D. A. Ladeyschikov, and M. Thomasson, *Open Astronomy*, **26**, 99, 2017.
5. O. L. Ryabukhina, M. S. Kirsanova, M. Wienen, and C. Henkel, *INASAN Science Reports*, **5**, 207, 2020.
6. D. A. Ladeyschikov, M. S. Kirsanova, A. P. Tsivilev, and A. M. Sobolev, *Astrophysical Bulletin*, **71**, 208, 2016.
7. M. S. Kirsanova, A. M. Sobolev, and M. Thomasson, *Astronomy Reports*, **61**, 760, 2017.
8. M. S. Kirsanova, D. S. Wiebe, A. M. Sobolev, C. Henkel, and A. P. Tsivilev, *MNRAS*, **437**, 1593, 2014.
9. D. A. Ladeyschikov, A. M. Sobolev, S. Y. Parfenov, S. A. Alexeeva, and J. H. Bieging, *MNRAS*, **452**, 2306, 2015.
10. R. A. Burns, T. Handa, T. Omodaka, A. M. Sobolev, et al., *PASJ*, **71**, 91, 2019.
11. O. L. Ryabukhina and M. S. Kirsanova, *Astronomy Reports*, **64**, 394, 2020.
12. J. G. A. Wouterloot and J. Brand, *A&A Sup.*, **80**, 149, 1989.
13. S. V. Kalenskii and S. Kurtz, *Astronomy Reports*, **60**, 702, 2016.

Проект «Спектр-УФ» в 2020 г.

Шустов Б.М., Сачков М.Е., Сичевский С.Г., Шугаров А.С., Саванов И.С., Канев Е.Н., Иосипенко С.В., Архангельский Р.Н., Шмагин В.Е., Буслаева А.И.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Проект «Спектр-УФ», он же «Всемирная Космическая Обсерватория — Ультрафиолет» (WSO-UV), развивается уже довольно длительное время. Запуск обсерватории назначен на 2025 г. Запас времени дал возможность внести некоторые улучшения в структуру проекта. Уточнена научная программа; проведена оптимизация выбора орбиты; подготовлен обновленный проект камер поля, а также рассматривается возможность установки дополнительного японского научного прибора — спектрографа; начат сбор заявок для включения в Базовую научную программу исследований. В данной статье кратко изложено текущее состояние работ по проекту, при этом сделан акцент на недавние продвижения в проекте.

Ключевые слова: внеатмосферная астрономия, УФ-наблюдения, космическая обсерватория

WSO-UV mission on 2020

Shustov B.M., Sachkov M.E., Sichevsky S.G., Shugarov A.S., Savanov I.S., Kanev E.N., Iosipenko S.V., Arkhangelsky R.N., Shmagin V.E., Buslaeva A.I.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

The international project “Spectrum-UF” aka “World Space Observatory — Ultraviolet” (WSO-UV) has been developing for a rather long time. The launch of the observatory is scheduled for 2025. The margin of time before launch provides an opportunity to make some improvements in the project structure. These are as follows: an updated scientific program of the project; a new more optimal orbit; an updated design of the field camera unit; the growing possibility of installation of additional Japanese scientific instrument — a spectrograph; start of the pilot collection of applications. This paper summarizes the current status of the project, with an emphasis on the recent progress.

Keywords: space astronomy, UV observations, space observatory

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.019

1. Введение

Земная атмосфера препятствует наблюдениям объектов Вселенной в ультрафиолетовом (УФ) участке электромагнитного спектра. Поэтому за последние полвека в мире проведены многие десятки космических экспериментов по наблюдениям в УФ, в основном, в участок спектра дальнего и ближнего (УФ 91–310 нм). Такие наблюдения дают важные и даже уникальные, т.е. не получаемые другими методами, научные данные, ведущие к крупным астрономическим открытиям. Ряд таких открытий обсуждается в работе [1], в том числе: прямое обнаружение молекул H_2 , открытие горячей фазы межзвездной среды, определение относительного содержания дейтерия к водороду, обнаружение протяженной моды звездообразования в галактиках, выявление природы структур (например, корон, колец нейтрального газа и т.д.) и процессов, протекающих во внешних областях атмосфер планет-гигантов, обнаружение водородных корон вокруг экзопланет и др.

В 2019 г. состоялся успешный запуск второй астрофизической обсерватории серии «Спектр» (первой была обсерватория «Спектр-Р», 2011–2019 гг.), составляющей основу астрофизического сегмента раздела фундаментальных космических исследований Федеральной космической программы (ФКП). На орбиту в окрестности либрационной точки Лагранжа L_2 в системе Солнце-Земля была запущена рентгеновская обсерватория «Спектр-РГ». Обсерватория уже больше года весьма успешно работает в космосе. После этого третий проект серии — проект «Спектр-УФ» (международное название World Space Observatory — Ultraviolet или сокращенно WSO-UV) — перешел в разряд пусковых. Этим объясняется столь пристальное внимание к проекту «Спектр-УФ» со стороны как средств массовой информации, так и госкорпорации «Роскосмос», которое в том числе обуславливает необходимость оперативного и непрерывного информирования о текущем статусе проекта. В ведущих научных и научно-технических изданиях в России и в мире опубликовано несколько десятков работ с описанием научной части проекта и его технических составляющих (см., например, [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8]). Поэтому в данной работе мы лишь кратко напоминаем основные характеристики проекта и представляем его текущий статус, делая акцент на недавних изменениях. К основным изменениям и уточнениям, произошедшим в проекте, можно отнести следующие: уточнена научная программа проекта; выбрана оптимальная орбита; подготовлен обновленный проект камер поля, рассмотрена возможность установки дополнительного японского научного прибора — спектрографа; начат экспериментальный сбор заявок.

2. Комплекс научной аппаратуры по состоянию на 2020 г.

«Спектр-УФ» — космическая астрофизическая обсерватория для наблюдений объектов Вселенной в дальнем и ближнем УФ диапазоне спектра (115–310 нм). Основу обсерватории составляет комплекс научной аппаратуры (КНА), в состав которого входят:

- телескоп Т-170М (апертура 170 см, фокальное отношение 10, диаметр поля зрения 30', дифракционное качество изображения в центре поля);
- блок спектрографов (БС), включающий три канала: вакуумный ультрафиолетовый эшелюный спектрограф ВУФЭС (115–176 нм, $R \sim 50000$), ультрафиолетовый эшелюный спектрограф УФЭС (174–305 нм, $R \sim 50000$) и спектрограф с длинной щелью СДЩ (115–310 нм, $R \sim 1000$);
- блок камер поля (БКП), включающий канал дальнего УФ (ДУФ) для получения прямых изображений в диапазоне 115–175 нм и канал ближнего УФ (БУФ) для получения прямых изображений в диапазоне 174–305 нм;
- блок управления научными данными (БУНД);
- бортовой маршрутизатор (БМ);
- научная аппаратура «Конус-УФ» — небольшой детектор гамма-излучения, разработанный в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН и уже неоднократно успешно использованный в космосе в других проектах.

Работа по созданию КНА продолжается по плану. Основные изменения относятся к БКП (кратко описаны ниже). Новым является также предложение о включении в состав КНА «Спектр-УФ» дополнительного канала (спектрографа) для исследования экзосфер землеподобных экзопланет. ИКИ РАН и ИНАСАН в кооперации с Японским аэрокосмическим агентством JAXA и рядом ведущих университетов Японии ведут работы по созданию УФ-спектрографа UVSPEX [9]. Вопрос о включении или невключении спектрографа UVSPEX в состав КНА обсерватории «Спектр-УФ» обсуждается на уровне ответственных лиц ГК «Роскосмос» и JAXA. Главный принцип — включение нового прибора в состав КНА не должно нарушать график работ по реализации проекта «Спектр-УФ».

На рис. 1 показано расположение полей зрения (для спектрографов — щелей) научных инструментов и трех датчиков гида (ДГ1, ДГ2 и ДГ3) на фокальной поверхности телескопа Т-170М.

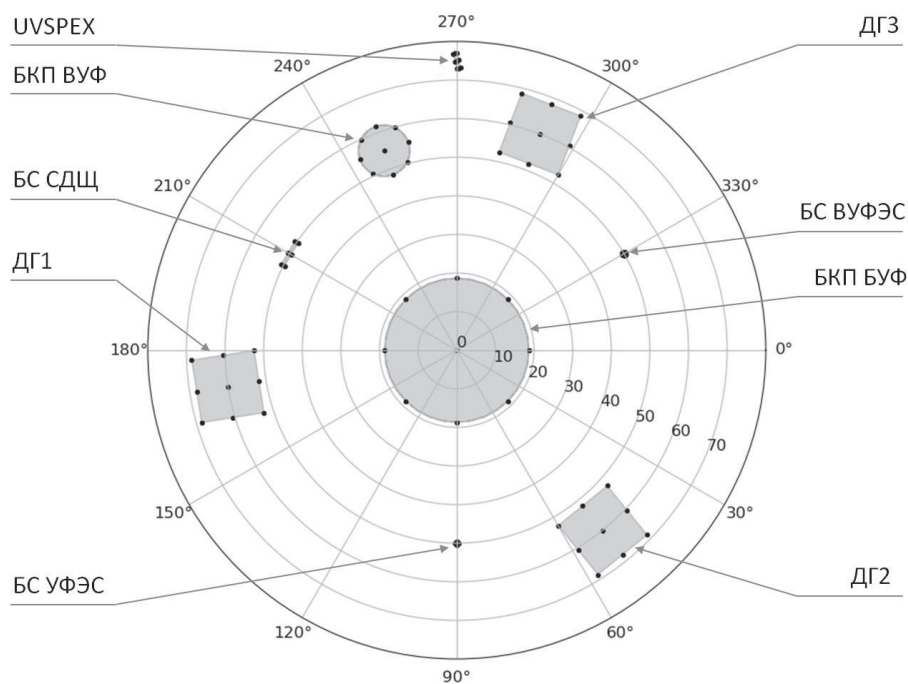


Рис. 1: Расположение полей зрения научных инструментов и трех датчиков гида (ДГ1, ДГ2 и ДГ3) на фокальной поверхности телескопа Т-170М.

3. Кооперация

Так как основную работу по созданию обсерватории «Спектр-УФ» ведет Россия, проект может с полным правом считаться национальным. По предварительным оценкам, до 2 тысяч российских ученых (астрономов, физиков и др.) будут использовать обсерваторию «Спектр-УФ» в своих исследованиях.

Головная организация по проекту АО «НПО Лавочкина» ответственна за космический комплекс (КК) в целом, платформу «Навигатор», телескоп Т-170М, наземный комплекс управления. Головная научная организация Институт астрономии РАН отвечает за комплекс научной аппаратуры, наземный научный комплекс. Основные соисполнители: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» (зона ответственности — БС), ИКИ РАН (БУНД, блок управления служебным комплексом (БУСК), блоки электроники спектрографов и камер поля), ФИАН (приемники ультрафиолетового излучения для БС, участие в работах по оптико-механическому блоку БКП), ФГУП «НИИ НПО «Луч» (стенд для нанесения покрытий на зеркала), АО ЛЗОС (главное и вторичное зеркала телескопа Т-170М). Российская кооперация работает ритмично.

Основной международный партнер по проекту, Испания, поставляет приемник излучения для канала дальнего УФ блока камер поля, участвует в создании ННК «Спектр-УФ». Россия и Испания являются членами международного консорциума WSO-UV. Как отмечалось выше, в последние годы интерес к участию в проекте проявляет Япония.

4. Наземный сегмент, орбита, запуск, срок запуска

Управление КК «Спектр-УФ» осуществляется Россией. В наземном научном комплексе (ННК) принята симметричная схема взаимодействия между международными партнерами проекта — Россией и Испанией. Для обработки научной информации подготовлено программное обеспечение и уже протестированы двусторонние линии связи.

За последние год-два произошли определенные изменения в выборе рабочей орбиты и ракеты-носителя. Современная орбита КА «Спектр-УФ» является геосинхронной с наклоном 35° . Рассматривавшаяся ранее орбита с наклоном 51.6° оказалась менее благоприятной по условиям радиационной обстановки и по длительности зон радиовидимости. Поскольку при выводе есть определенный запас по энергетике, было решено изменить наклонение до значения наклонения, которое позволяет обеспечить непрерывную связь с КА «Спектр-УФ» из российского и испанского сегментов ННК. В соответствии с планами разития парка ракет-носителей (РН), ГК «Роскосмос» заменила планируемое средство выведения на орбиту. Запуск будет осуществлен Россией, но не РН «Протон», а РН «Ангара». В последней версии ФКП срок запуска назначен на 2025 г. Поскольку никаких технических проблем в проекте нет, этот срок при ритмичном финансировании и отсутствии секвестров ФКП, реалистичен.

5. Базовая программа наблюдений: новые штрихи

В первые два года работы обсерватории «Спектр-УФ» наблюдательное время будет распределено между тремя направлениями: Базовой программой (Core Program, приблизительно 50% от общего времени), Национальными программам стран-участниц (приблизительно 40% от общего наблюдательного времени, пропорционально финансовым вкладам стран в проект) и Открытой программой (Open Program, включающей заявки, представляющие высокую научную значимость, в том числе и от ученых из стран, не участвующих в создании обсерватории).

В первую очередь на многоцелевой обсерватория «Спектр-УФ» будет выполняться Базовая программа наблюдений. Все предложения, принятые в рамках Базовой программы, являются крупными программами, требующими не менее 100 часов наблюдательного времени. Основные научные направления Базовой программы (с подробным списком ссылок) довольно детально описаны в [1, 10]. Кратко напомним основные элементы Базовой программы, приведя несколько поясняющих примеров и уделив внимание новым научным акцентам. Базовая программа наблюдений включает:

- *Исследование эволюции Вселенной.*

Здесь включено несколько направлений исследований, в т.ч. исследования истории реионизации Вселенной, химической эволюции Вселенной, поиск скрытого диффузного барионного вещества. Пример: Мы наблюдаем лишь 40–50% от положенного по теории барионного (обычного) вещества во Вселенной. Где, в какой форме, в какой фазе находится остальное вещество? Считается, что оно находится в т.н. тепло-горячей фазе ($T = 10^5 - 10^7 \text{K}$), наблюдать которую лучше всего в рентгеновском излучении (для более высоких температур в этом диапазоне) и в УФ (при более низких температурах). Эта проблема известна около 20 лет. В последние годы особое внимание привлекает сравнительно новый аспект, заключающийся в том, что аналогичная проблема возникает при оценке массы тяжелых элементов (металлов): расчеты ожидаемой массы тяжелых элементов, которые должны быть произведены

звездами во Вселенной, начиная с первых эпизодов звездного нуклеосинтеза и до текущей эпохи, заметно выше, чем дают наблюдения содержаний элементов в галактиках и скоплениях галактик. Здесь обоснована надежда на УФ наблюдения, т.к. они позволяют наиболее надежно определять содержание и пространственное распределение металлов в межгалактической среде и в галактиках.

- *Физика звездообразования.*

УФ наблюдения (изображения) галактик позволили выделить удивительные факты о звездообразовании в галактиках. Оказывается, что поразительно много молодых звезд образуется на периферии галактик, которые на обычных (не УФ) снимках никак себя не проявляют. Это открытие было сделано с помощью КА GALEX (NASA), но остается большое поле исследований тонкой структуры и мод звездообразования в галактиках.

- *Физика аккреции.*

Физика аккреции на компактных объекты (черные дыры, нейтронные звезды) и в тесных двойных звездах. В связи с обнаружением гравитационных волн резко возрос интерес к изучению массивных тесных двойных звезд — прародителей двойных черных дыр звездной массы. Такие звезды излучают, в основном, в УФ.

- *Изучение атмосфер планет Солнечной системы и экзопланет.*

Здесь тоже есть новый акцент — в последние годы особо вырос интерес к возможностям исследования водородных оболочек экзопланет и химического состава атмосфер этих планет, а также экзосфер с помощью УФ-инструментов.

Утверждение программы научных исследований проводит Научный управляющий комитет проекта (Steering Committee), в который включаются ответственные представители от России и Испании, на основе рекомендаций, вырабатываемых Программным комитетом, для участия в котором приглашаются международно признанные эксперты в области ультрафиолетовой астрономии. Подробнее о принципах распределения наблюдательного времени см. в [11].

Поскольку приближается время запуска, и нужно готовиться к составлению программы наблюдений, напомним, что для включения исследовательского проекта в Базовую программу необходимыми являются следующие условия, типичные для многих крупных проектов:

- руководитель заявки должен иметь постоянную должность в научном учреждении (университете, научно-исследовательском институте, обсерватории), принадлежащем странам-членам консорциума WSO-UV;
- группа, представляющая заявку, должна доказать, что в результате реализации их заявки будут получены высокоприоритетные научные данные (HLSD);
- должен быть представлен план управления исследовательским проектом, включая подробное описание используемых ресурсов (специалисты, экспертные знания, аппаратное и программное обеспечение), необходимых для завершения исследовательского проекта и создания продуктов HLSD;
- приоритет имеют международные команды, включающие исследователей из стран консорциума WSO-UV.

Существенная часть заявок для Базовой программы предполагает длительную подготовку, в том числе проведение предварительных наблюдений на телескопах наземного базирования. Получение наблюдательного времени на крупнейших наземных телескопах проходит процедуру конкурсного научного отбора и планируется заранее. Принимая это во внимание, Научный управляющий комитет проекта «Спектр-УФ» 18 июня 2018 г. объявил первый сбор именно таких заявок (требующих существенной наземной подготовки) для включения в Базовую программу. Сбор заявок проходил через веб-сайт Российско-Испанского Центра по Ультрафиолетовой Астрономии JCUVA¹. См. также [12].

Из поступивших заявок созданный с привлечением международных экспертов из России, Испании, Италии и Франции Программный комитет 20 февраля 2019 г. выбрал 17 проектов. Поддержанные заявки составят приблизительно 20% времени, выделяемого на Базовую программу. Научные коллективы поддержанных проектов получили два года на проведение необходимых подготовительных исследований и должны представить отчет об их выполнении в Научный управляющий комитет проекта «Спектр-УФ». В 2021 г. комитет проведет анализ этих отчетов и составит окончательный список заявок обсуждаемого здесь вида для Базовой программы.

¹<https://wso-jcuva.ucm.es/>

6. Блок камер поля: новый проект

Основываясь на опыте испанской стороны по созданию предыдущего варианта камер поля (прибор ISSIS, описан в [13]), специалисты ИНАСАН совместно со специалистами ИКИ РАН и ФИАН провели в 2019–2020 гг. проектирование нового блока камер поля. Проведена оптимизация параметров БКП и при этом значительно уменьшена стоимость создания прибора по сравнению с предыдущим испанским вариантом. Функционально БКП имеет два канала: ВУФ (канал ближнего ультрафиолета) и ВУФ (канал вакуумного ультрафиолета):

- ВУФ — рабочий диапазон длин волн 115–176 нм;
- ВУФ — рабочий диапазон длин волн 174–305 нм.

БКП будет изготовлен в России при участии Испании в части поставки фотоприемного устройства (ФПУ) для ВУФ канала. Разработанный новый вариант БКП имеет высокую чувствительность, большое поле зрения в ВУФ. Есть возможность работать не только в УФ, но и в оптическом и ближнем ИК диапазонах (до 1000 нм). МКП-приемник ВУФ канала будет работать в режиме счета фотонов, что позволит получать фотометрические данные с миллисекундным временным разрешением. Охлаждение ПЗС-приемника ВУФ канала до низкой температуры позволит использовать экспозиции до 10 часов и достичь проникающей способности до 25 звездной величины. БКП будет уникальной астрономической камерой УФ-диапазона, обладающей субсекундным угловым разрешением (в ВУФ 0.16", в ВУФ 0.1") и высокой эффективностью в поисково-обзорном режиме работы. Подробнее о новом БКП см. в [14].

7. Заключение

Обсерватория «Спектр-УФ» является весьма актуальным проектом. Высокая степень готовности многих приборов и отсутствие нерешенных технических вопросов позволяют обеспечить запуск в установленный срок при условии ритмичного финансирования. Определенный запас времени позволил рассмотреть возможности некоторых улучшений в структуре проекта. В последнее время уточнена научная программа проекта; подготовлен новый проект камеры поля; в рамках кооперации рассматривается возможность установки дополнительного японского прибора — спектрографа; выбрана оптимальная орбита; разработана система сбора заявок и начат сбор заявок, требующих длительной предварительной подготовки с помощью наземных телескопов, для включения в Базовую программу научных исследований.

Список литературы

1. A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al., *Astronomy Reports*, **60**, 1, 2016.
2. B. Shustov, M. Sachkov, A. I. Gómez de Castro, K. Werner, N. Kappelman, and A. Moiseev, *Ap&SS*, **335**, 273, 2011.
3. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, A. Moiseev, et al., *Ap&SS*, **354**, 155, 2014.
4. M. Sachkov, B. Shustov, I. Savanov, and A. I. Gómez de Castro, *Astronomische Nachrichten*, **335**, 46, 2014.
5. I. Savanov, M. Sachkov, B. M. Shustov, and A. Shugarov, in *41st COSPAR Scientific Assembly, COSPAR Meeting*, volume 41 (2016).
6. M. Sachkov, B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, A. Shugarov, I. Savanov, E. Kanev, S. Sichevskij, and M. Zvereva, in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, volume 510, 573–575 (2017).
7. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, J. C. Vallejo, et al., *Ap&SS*, **363**, 62, 2018.
8. S. G. Sichevsky, B. M. Shustov, M. E. Sachkov, A. S. Shugarov, I. S. Savanov, and E. N. Kanev, in D. V. Bisikalo and D. S. Wiebe, eds., *A.A. Boyarchuk Memorial Conference*, 377–382 (2018).
9. A. Tavrov, S. Kameda, A. Yudaev, I. Dzyuban, et al., *arXiv e-prints*, arXiv:1810.07644, 2018.
10. M. Sachkov, B. Shustov, and A. I. Gómez de Castro, in *Space Telescopes and Instrumentation 2018: Ultraviolet to Gamma Ray, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 10699, 106993G (2018).
11. O. Malkov, M. Sachkov, B. Shustov, P. Kaigorodov, F. J. Yáñez, and A. I. Gómez de Castro, *Ap&SS*, **335**, 323, 2011.
12. M. Sachkov, A. Gomez De Castro, and B. M. Shustov, in *42nd COSPAR Scientific Assembly*, volume 42, E1.9–6–18 (2018).
13. A. I. Gómez de Castro, P. Sestito, N. Sánchez, F. López-Martínez, et al., *Advances in Space Research*, **53**, 996, 2014.
14. S. Sichevsky, A. Shugarov, M. Sachkov, S. Iosipenko, R. Arkhangelsky, A. Buslaeva, and B. Shustov, *INASAN Science Reports*, in press, **5**, 2020.

Подготовка наблюдательных данных для построения карты межзвездного поглощения в Галактике

Сытов А.Ю.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Приводится описание методики проверки и предварительной обработки данных фотометрических обзоров для определения расстояний до объектов и величин межзвездного поглощения.

Ключевые слова: кросс-отождествление, обзоры неба, фотометрия, межзвездное поглощение

Preprocessing of observational data for mapping of galactic interstellar extinction

Sytov A.Yu.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

We provide the description of a method for validation and preprocessing of photometric surveys data for the purpose of calculating distances to objects and interstellar extinction values.

Keywords: cross-matching, sky surveys, photometry, interstellar extinction

DOI: 10.26087/INASAN.2020.5.5.020

1. Введение

Для оценки величины межзвездного поглощения объекты в каталогах фотометрических обзоров должны удовлетворять ряду критериев, обеспечивающих корректность, полноту и точность данных, которые будут использованы в дальнейших расчетах [1]. Этим критериям удовлетворяют далеко не все объекты, включенные в каталоги, кроме того, одному объекту может соответствовать несколько записей, соответствующих отдельным наблюдениям, с различным качеством данных. Поэтому требуется предварительная обработка записей в каталогах, включающая проверку различных свойств объектов, отбраковку той части данных, которая не может быть использована, отождествление и объединение нескольких записей, соответствующих одному объекту.

В качестве источников фотометрических данных [2] использовались обзоры PanSTARRS, SDSS, IPHAS, UKIDSS, 2MASS, AllWISE, DENIS и GALEX, обзор Gaia DR2 использовался в качестве источника координат и расстояний.

Таблица 1: Флаги фотометрических полос обзоров 2MASS, AllWISE, DENIS, GALEX.

Обзор, флаги	Описание	Пригодные значения	Непригодные значения
2MASS			
Cflg	загрязнение кадра	0	p,c,d,s,b
Qflg	качество фотометрии	A,B,C,D	X,U,F,E
Rflg	источник фотометрии	1,2,3	0,4,6,9
Bflg	смещение компонентов	1	$\neq 1$
AllWISE			
ccf	загрязнение изображения	0	d,p,h,o
var	переменность объекта	n,0–5	6–9
qph	качество фотометрии	A,B,C	U,X,Z
DENIS			
q_Imag, q_Jmag, q_Kmag	качество фотометрии	≤ 75	> 75
Iflg, Jflg, Kflg	свойства объекта, 16-битный регистр флагов	не установлен ни один из битов либо установлен только бит 12	установлен хотя бы один из битов 0–11,13–15
GALEX			
fuv_class, nuv_class	класс объекта	≥ 0.8	< 0.8
Fafl, Nafl	наличие артефактов	0, 1, > 4	2,4

Таблица 2: Общие флаги записей обзоров Gaia, PanSTARRS, SDSS, IPHAS, UKIDSS, 2MASS.

Обзор, флаги	Описание	Пригодные значения	Непригодные значения
Gaia			
Dup	кратная регистрация	0	1
Var	тип переменности	CONSTANT, NOT_AVAILABLE	VARIABLE
PanSTARRS			
f_objID	свойства объекта, 30-битный регистр флагов	не установлен ни один из битов 0–10,23,24,29,30, установлены любые биты 11–22,25–28	установлен хотя бы один из битов 0–10,23,24,29,30
SDSS			
cl	класс объекта	6	$\neq 6$
Q	качество фотометрии	3	$\neq 3$
IPHAS			
mergedClass	класс объекта	–1, –2	0, 1
UKIDSS			
m	кратность регистрации	1	> 1
cl	класс объекта	–1, –2	0, 1, –3
p	вероятность классификации объекта как звезды	≥ 0.8	< 0.8
2MASS			
Xflg	протяженный источник	0	1, 2
Aflg	ассоциация с астероидом или кометой	0	1
dup	кратность регистрации	1	> 1
use	флаг выбора записи	1	0
AllWISE			
ex_w	протяженный источник	0	> 0

2. Метод обработки данных

Записи в каталоге включают в себя значения блеска в соответствующих фотометрических полосах и ошибки его определения, различные флаги (признаки качества фотометрических данных, режимы работы измерительного оборудования), координаты объектов, уникальные идентификаторы объектов и некоторые другие параметры. При проверке свойств объекта из дальнейшего анализа могут быть исключены как отдельные фотометрические полосы, так и вся запись целиком, при этом ставится цель сохранить максимальное количество фотометрических данных.

Для каждой записи в каталоге фотометрическая полоса считается пригодной к анализу, если в ней определено значение блеска, определена и не равна нулю погрешность блеска, а также отсутствуют флаги, указывающие на неприемлемые условия измерения в этой фотометрической полосе. Запись в каталоге считается пригодной к анализу, если есть хотя бы одна пригодная фотометрическая полоса и отсутствуют общие для всей записи флаги, указывающие на неприемлемые условия измерения.

Под неприемлемыми условиями наблюдения для отдельных фотометрических полос понимается: загрязнение изображения артефактом или близким ярким объектом (2MASS, AllWISE, DENIS, GALEX), низкое качество фотометрии — малое отношение сигнал/шум, выход за пределы диапазона измерения (2MASS, AllWISE, DENIS), плохой источник фотометрии — измерение блеска либо невозможно, либо очень неточно (2MASS, AllWISE, DENIS), невозможность разделения близких объектов (2MASS), переменность объекта (AllWISE), классификация объекта как галактики (GALEX). Для записей целиком под неприемлемыми условиями наблюдения понимается: множественная регистрация одного и того же объекта на разных изображениях (Gaia, 2MASS, UKIDSS), протяженность объекта — регистрация галактики, туманности и т.п. (PanSTARRS, 2MASS, AllWISE), ассоциация с астероидом или кометой (2MASS, PanSTARRS), переменность объекта (Gaia, PanSTARRS), низкое качество фотометрии (PanSTARRS, SDSS), классификация объекта как галактики (PanSTARRS, SDSS, IPHAS, UKIDSS) либо шума (IPHAS, UKISS), отсутствие разрешающего флага, при перекрытии объекта несколькими изображениями (2MASS).

В табл. 1 приведены параметры проверки записей обзоров 2MASS, AllWISE, DENIS и GALEX, относящихся к отдельным фотометрическим полосам. В табл. 2 приведены параметры проверки записей обзоров PanSTARRS, SDSS, IPHAS, UKIDSS, 2MASS и Gaia, относящихся ко всей записи в целом.

После проверки записей на наличие пригодных фотометрических данных, производится выбор координат объекта. Поскольку каждый из обзоров содержит свои значения координат — прямого восхождения и склонения объекта — определенных с некоторой точностью, а множество обзоров, покрывающих некоторую выбранную площадку небесной сферы, может меняться от площадки к площадке, необходима процедура выбора наиболее точно определенных координат из произвольного количества обзоров. Погрешность координат объектов приводится не во всех обзорах, поэтому был выбран следующий подход: все обзоры были отсортированы в порядке убывания инструментальной точности позиционирования (Gaia, PanSTARRS, SDSS, IPHAS, UKIDSS, 2MASS, SkyMapper, AllWISE, DENIS, GALEX), а процедура выбора координат свелась к поиску первого участвующего в анализе обзора для данного объекта.

Для объектов, которым соответствует несколько записей, проводится процедура слияния записей, состоящая в осреднении блеска для каждой фотометрической полосы и вычислении погрешности среднего блеска. Установление соответствия записей в каталоге объектам осуществляется либо по уникальному идентификатору объекта, устанавливаемому ранее в процессе кросс-отождествления объектов [3, 4], либо, при отсутствии такого идентификатора, по угловому расстоянию, которое не должно превышать некоторое пороговое значение. При идентификации по координатам использовалось предельное разделение объектов $1.8''$. Вычисление среднего блеска в фотометрической полосе и погрешности блеска производится при помощи метода максимального правдоподобия, который записывается следующим образом. Пусть m_i — блеск для i -той записи, δm_i — погрешность измерения блеска для i -той записи, $\bar{m}$ — средний блеск, $\delta \bar{m}$ — погрешность среднего блеска, n — количество записей, тогда

$$\bar{m} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\delta m_i^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\delta m_i^2}}, \quad \delta \bar{m} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \frac{(m_i - \bar{m})^2}{\delta m_i^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{n-1}{\delta m_i^2}}}.$$

Для оценки межзвездного поглощения необходимо знать только расстояние до объекта, его координаты и блеск с погрешностью в максимальном количестве фотометрических полос, поэтому при слиянии записей кроме фотометрии никакие иные данные объекта из каталога не обрабатываются. Если для объекта имеется

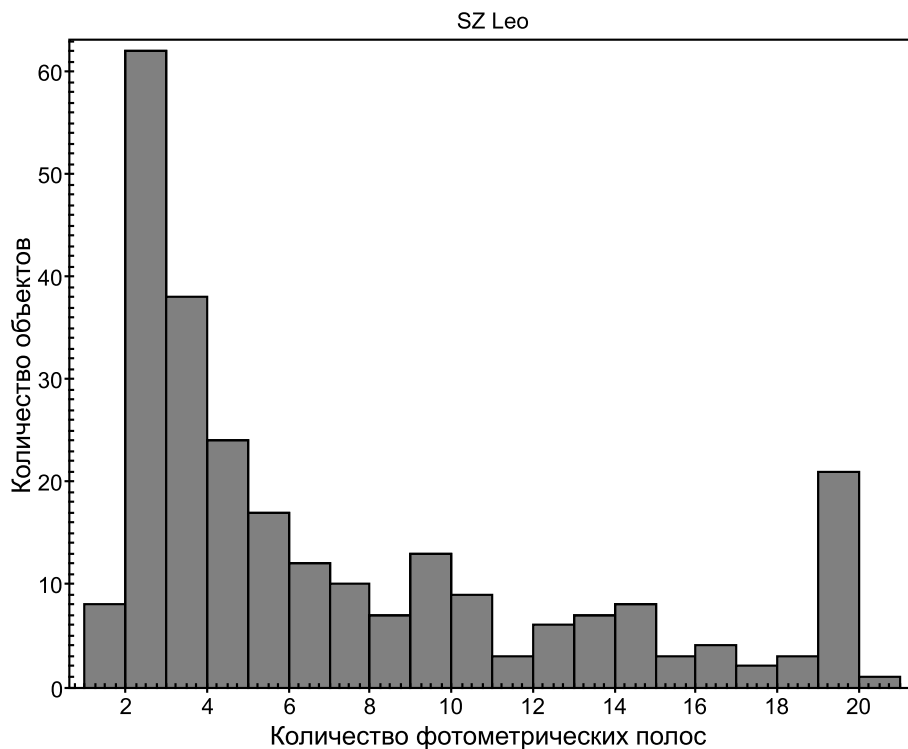


Рис. 1: Распределение количества фотометрических полос для объектов площадки SZ Leo.

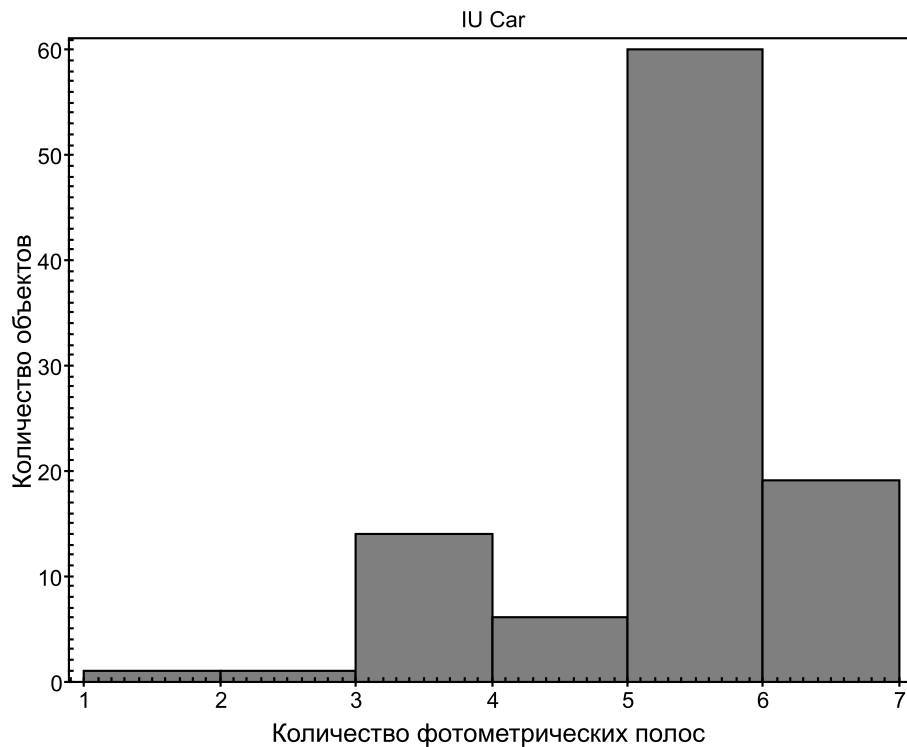


Рис. 2: Распределение количества фотометрических полос для объектов площадки IU Car.

запись из обзора Gaia, расстояние до объекта берется из обзора, в противном случае оно оценивается из координат и фотометрии объекта, однако эти вычисления уже не являются частью процедуры предварительной обработки данных.

3. Результаты

По вышеописанному методу были обработаны данные объектов в $5'$ окрестности SZ Leo [Gal $l = 243.92$, $b = +57.83$] с использованием обзоров Gaia DR2, PanSTARRS, SDSS, UKIDSS, AllWISE, GALEX, а также в окрестности IU Car [Gal $l = 269.59$, $b = -22.95$] с использованием обзоров Gaia DR2, 2MASS, AllWISE и DENIS.

Для SZ Leo из 875 исходных записей 821 имеют удовлетворительное качество фотометрических данных, принадлежат 258 объектам (по уникальному идентификатору кросс-отождествления) с 563 дублирующими записями. Прошедшие отбор объекты предоставляют до 20 фотометрических полос (см. рис. 1), половина объектов — всего 1–5 полос, что для этих объектов сильно ограничивает точность вычисляемого межзвездного поглощения. Гистограмма на рис. 1 имеет следующую структуру: первый пик в интервале до 8 полос сформирован объектами, входящими всего в 1–2 обзора, область от 9 до 18 полос представлена объектами, входящими во все обзоры, за исключением каких-либо 1–3, пик на 19 полосах сформирован объектами, одновременно представленными в обзорах Gaia DR2, PanSTARRS, SDSS, UKIDSS и AllWISE (все, кроме GALEX).

Для IU Car из 148 записей все имеют удовлетворительное качество фотометрических данных, принадлежат 101 объекту (по разделению $< 1.8''$) с 47 дублирующими записями. Прошедшие отбор объекты предоставляют до 6 фотометрических полос (см. рис. 2).

Список литературы

1. O. Malkov, S. Karpov, E. Kilpio, S. Sichevsky, et al., *Open Astronomy*, **27**, 62, 2018.
2. O. Y. Malkov, *Astronomy Reports*, **62**, 993, 2018.
3. O. Malkov, O. Dluzhnevskaya, S. Karpov, E. Kilpio, A. Kniazev, A. Mironov, and S. Sichevskij, *Baltic Astronomy*, **21**, 319, 2012.
4. S. V. Karpov, O. Y. Malkov, and A. V. Mironov, *Astrophysical Bulletin*, **67**, 82, 2012.

Содержание

<i>Золотарёв Р.В., Шустов Б.М., Корчагин В.И.</i> О динамической шкале населения астероидов, сближающихся с Землей	225
<i>Шугаров А.С., Шмагин В.Е., Наливкин М.А.</i> Концепция широкоугольного телескопа с апертурой 1 м	230
<i>Шугаров А.С.</i> Тенденции развития современных КМОП и ПЗС детекторов для широкоугольных телескопов	236
<i>Саванов И.С.,</i> Изменения температуры по поверхности быстровращающейся В9.5-A0 звезды KELT-9	243
<i>Саванов И.С., Петков В.Б., Бескин Г.М., Вольвач А.Е. и др.</i> Многоволновые наблюдения объектов Вселенной в широком диапазоне электромагнитного излучения	246
<i>Федорова А.В., Тутуков А.В.</i> Эволюция звезд вблизи ярких квазаров	249
<i>Савельев М.И., Соколова М.Г.,</i> Астероидно-кометная опасность как источник чрезвычайных ситуаций космического происхождения	253
<i>Сичевский С.Г.</i> Вычисление полного межзвездного поглощения на основе моделей звездных атмосфер	258
<i>Пахомов Ю.В., Великодский Ю.И.</i> Луна как источник для абсолютной калибровки спектров протяженных объектов	265
<i>Пахомов Ю.В., Степина Ю.А.</i> О возможности применения фотометрии площадок Ландольта для определения параметров звезд	269
<i>Саванов И.С., Дмитриенко Е.С.</i> О пятнах на поверхности звезд с планетными системами. I. . . .	272
<i>Пахомова П.В.</i> Кинематика ОВ-звезд и цефеид по данным Gaia DR2	275
<i>Кохирова Г.И., Бахтигараев Н.С., Левкина П.А., Чазов В.В., Хамроев У.Х.</i> Особенности изменения блеска космического мусора по наблюдениям в обсерватории Санглюх	282
<i>Бахтигараев Н.С., Левкина П.А., Чазов В.В., Шеин А.В., Горшков А.П., Рыхлова Л.В., Карпов Н.В., Сергеев А.В.</i> Наблюдения малоразмерных фрагментов космического мусора в Терскольской обсерватории	287
<i>Иосипенко С.В.</i> К вопросу о надежности космической научной аппаратуры	290
<i>Кочина О.В., Ван Ловерен Г.</i> PRESTALINE: инструмент для моделирования синтетических спектров областей звездообразования	294
<i>Мурга М.С.</i> Средний размер ПАУ в области фотодиссоциации Orion Bar	298
<i>Булаева А.И., Кирсанова М.С.</i> Метанол в плотных сгустках волокна WB 673	301
<i>Шустов Б.М., Сачков М.Е., Сичевский С.Г., Шугаров А.С. и др.</i> Проект «Спектр-УФ» в 2020 г. . .	306
<i>Сытов А.Ю.</i> Подготовка наблюдательных данных для построения карты межзвездного поглощения в Галактике	311

Contents

<i>Zolotarev R.V., Shustov B.M., Korchagin V.I.</i> On the dynamic scale of the population of near-Earth asteroids	225
<i>Shugarov A.S., Shmagin V.E., Nalivkin M.A.</i> The concept of a wide field telescope with aperture of 1 m	230
<i>Shugarov A.S.</i> The prospects of modern CMOS and CCD detectors for wide field telescopes	236
<i>Savanov I.S.,</i> Surface temperature gradient of fast-rotating B9.5-A0 star Kelt-9	243
<i>Savanov I.S., Petkov V.B., Beskin G.M., Vol'vach A.Ye., et al.</i> Multimessenger observations of the Universe objects over a wide range of electromagnetic radiation	246
<i>Fedorova A.V., Tutukov A.V.</i> Evolution of stars near bright quasars	249
<i>Savelyev M.I., Sokolova M.G.</i> Asteroid-comet hazard as a source of emergency situations of cosmic origin	253
<i>Sichevsky S.G.</i> Calculation of the total interstellar extinction based on models of stellar atmospheres	258
<i>Pakhomov Yu.V., Velikodsky Yu.I.</i> The Moon as a source for absolute calibration of spectra of extended objects	265
<i>Pakhomov Yu.V., Stepina Yu.A.</i> On possibility using photometry of Landolt areas for stellar parameters determination	269
<i>Savanov I.S., Dmitrienko E.S.</i> Spottedness of stars with planetary systems. I	272
<i>Pakhomova P.V.</i> The kinematics of OB-stars and Cepheids based on Gaia DR2 catalogue	275
<i>Kokhirova G.I., Bakhtigaraev N.S., Levkina P.A., Chazov V.V., Khamroev U.Kh.</i> Features of space debris brightness variations due to measurements at the Sanglokh observatory	282
<i>Bakhtigaraev N.S., Levkina P.A., Chazov V.V., Shein A.V., Gorshkov A.P., Rykhlova L.V., Karpov N.V., Sergeev A.V.</i> Observations of small-sized fragments of space debris at the Terskol observatory	287
<i>Iosipenko S.V.</i> The reliability aspects of scientific equipment for the space applications	290
<i>Kochina O.V., Van Looveren G.</i> PRESTALINE: a synthetic spectra modeling tool for star forming regions	294
<i>Murga M.S.</i> Mean size of PAHs in photo-dissociation region Orion Bar	298
<i>Buslaeva A.I., Kirsanova M.S.</i> Methanol in dense clumps of the filament WB 673	301
<i>Shustov B.M., Sachkov M.E., Sichevsky S.G., Shugarov A.S., et al.</i> WSO-UV mission on 2020	306
<i>Sytov A.Yu.</i> Preprocessing of observational data for mapping of galactic interstellar extinction	311