

Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ АСТРОНОМИИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

**Научные труды
Института астрономии РАН
Том 3**

Москва
Янус-К
2019

УДК 52
ББК 22.6
НЗ4

НЗ4 Научные труды Института астрономии РАН. Том 3. —
М.: Изд-во Янус-К, 2019, 388 с., илл.

ISSN 2658-5669

Редколлегия

Д.В. Бисикало, Б.М. Шустов, С.И. Барабанов, Д.З. Вибе, О.Ю. Малков, Л.И. Машонкина, М.Е. Сачков, В.И. Шематович

Научные труды Института астрономии РАН представляют собой собрание рецензируемых научных статей, посвященных различным аспектам астрономии.

На обложке использована иллюстрация к статье Кайгородова и Ильиной (стр. 124).

© ИНАСАН, 2019

© Коллектив авторов, 2019

ISSN 2658-5669

Образование звезд и планет

Исследование структуры и кинематики межзвездного волокна G351.78-0.54

Рябухина О.Л.^{1,2}, Зинченко И.И.¹, Павлюченков Я.Н.²

¹*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

²*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

В данной работе исследуется массивное, молодое и относительно близкое инфракрасное темное облако G351.78-0.54, имеющее форму волокна. Проведен анализ излучения молекулярных линий миллиметрового диапазона CO (2–1), ¹³CO (2–1), C¹⁸O (2–1), C¹⁸O (3–2) и N₂H⁺ (3–2) в направлении на источник IRAS 17233-3606, исследована кинематика волокна и параметры окружающего газа.

Study of the structure and kinematics of filamentary cloud G351.78-0.54

Ryabukhina O.L.^{1,2}, Zinchenko I.I.¹, Pavlyuchenkov Ya.N.²

¹*Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

We studied a massive, young, and relatively nearby filamentary infrared dark cloud G351.78-0.54. The emission of CO (2–1), ¹³CO (2–1), C¹⁸O (2–1), C¹⁸O (3–2) and N₂H⁺ (3–2) molecular lines in the millimeter range towards the source IRAS 17233-3606 is analyzed. The kinematics of the filament and ambient gas parameters are investigated.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.001

1. Введение

В межзвездной среде повсеместно наблюдаются облака в форме волокон [1]. Их наблюдения в инфракрасном диапазоне и в радиолниях различных молекул указывают на протекающие внутри них процессы звездообразования. Предметом изучения данной работы является волокно G351.78-0.54, в южной части которого находится область звездообразования IRAS 17233-3606 с координатами 17:26:42.8, –36:09:17. Оценки расстояния до волокна лежат в диапазоне 0.7–1 кпк [2], длина 4.6 пк, масса $\geq 1300M_{\odot}$. Также в инфракрасном диапазоне наблюдается сеть нитей или ветвей (branch, sub-filament), связанных с основной структурой [3]. В работе [2] методом CLUMPFIND по линиям

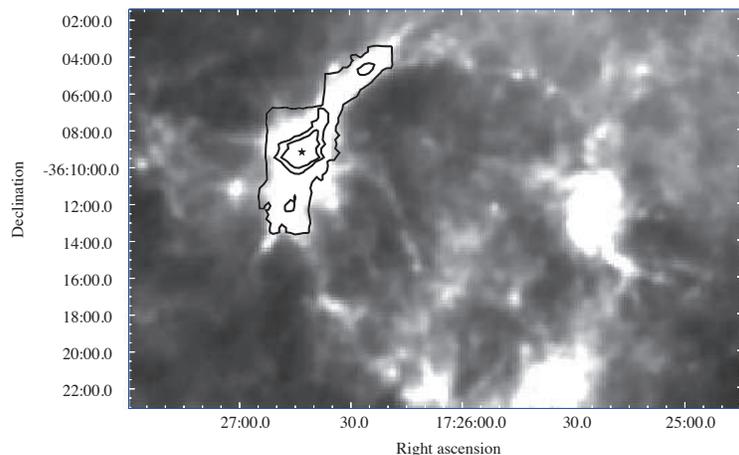


Рис. 1: Распределение интенсивности по направлению на объект G351.78-0.54 на $\lambda = 350 \mu\text{m}$ по данным наблюдений космического телескопа «Herschel». Черными контурами показаны уровни интегральной интенсивности 3, 9, 15 К·км/с линии C^{18}O (2–1). В южной части волокна звездочкой отмечен источник IRAS 17233-3606.

CO и его изотопомеров выделено и описано 9 сгустков повышенной концентрации газа. Авторы делают вывод о непрерывном звездообразовании на разных стадиях эволюции. Позднее было идентифицировано еще 20 источников в нитевидной структуре [3]. Волокно расположено на границе оболочки, видимой в инфракрасном диапазоне (рис. 1). Следовательно, широкие профили молекулярных линий могут быть следствием ударного сжатия из-за расширяющихся областей H II, однако определить источник ударных волн авторам работы [2] не удалось. Близость волокна и высокая активность делают его идеальной лабораторией для исследования процессов звездообразования. В данной работе исследована кинематика G351.78-0.54 и свойства окружающего газа.

2. Наблюдательные данные

В работе используются данные линий CO (2–1), ^{13}CO (2–1), C^{18}O (2–1), C^{18}O (3–2) и N_2H^+ (3–2), полученные нами ранее. Наблюдения проходили на радиотелескопе APEX [4] в 2010–2017 гг. в диапазонах длин волн 1.3 мм и 0.8 мм (проекты O-085.F-9323, O-086.F-9316,

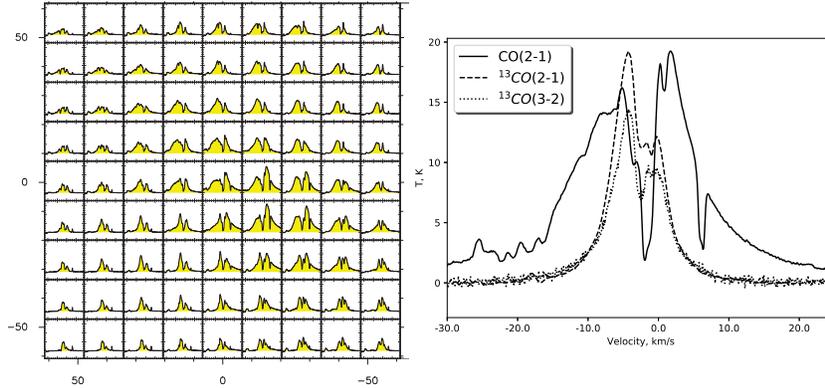


Рис. 2: Слева: спектральная карта CO (2–1) в направлении IRAS 17233-3606. Центр карты соответствует координатам 17:26:42.8, –36:09:17.0. Справа: профили линий CO (2–1), ^{13}CO (2–1) и ^{13}CO (3–2) для центральной позиции на карте IRAS 17233-3606.

О-097.F-9303, О-098.F-9306) при помощи приемников SHFI [5, 6]. Ширина диаграммы направленности на уровне половинной мощности составляла от 27'' до 17''.

3. Анализ линий излучения в направлении на IRAS 17233-3606

Профиль линии CO (2–1) имеет сложный вид с рядом провалов (рис. 2). Максимальная ширина (до 10 км/с) наблюдается в направлении на источник IRAS 17233-3606, что может быть признаком истечений. На спектрах по направлению к источнику IRAS 17233-3606 (рис. 2) отчетливо виден сильный провал на скорости примерно –2 км/с. Это может быть признаком того, что объект окружен низкоплотным холодным газом, который поглощает излучение внутренних областей. Спектры ^{13}CO (2–1), (3–2) значительно уже, но тоже имеют поглощение на данной скорости. Оптическая толщина линий ^{13}CO предположительно меньше аналогичных линий CO, соответственно, мы видим картину в более глубоких слоях источника. Линия C^{18}O имеет провал еще меньшей ширины, а в N_2H^+ (3–2) провал отсутствует.

4. Анализ кинематики волокна

Для анализа кинематики волокна были построены карты первого момента в линиях молекулы CO и ее изотопомеров ^{13}CO и C^{18}O . На карте для линии CO(2–1) видны продольный (вдоль волокна) и поперечный градиенты скорости. На картах для изотопомеров ^{13}CO (2–1) и C^{18}O (2–1) присутствует поперечный градиент. Продольный градиент в линии CO говорит о крупномасштабном движении; это может быть как вращение, так и регулярные движения вдоль волокна. Поперечный градиент, наблюдаемый на всех картах, может быть признаком истечений из области IRAS 17233-3606.

Также градиент вдоль волокна в линии CO (2–1) виден на диаграмме позиция-скорость (рис. 3). На данной карте провал, который виден на скорости -2 км/с в центральной части волокна, тоже имеет градиент, и смещается до -4 км/с в северной части волокна. На диаграммах позиция-скорость для изотопомеров ^{13}CO и C^{18}O градиент самого волокна не наблюдается, провал в линии ^{13}CO также смещается до -4 км/с. Однако провал на скорости -2 км/с не так ярко выражен.

5. Анализ параметров оболочки, окружающей IRAS 17233-3606

Структура провалов в спектрах линий может быть исследована в рамках однозонной модели поглощающего слоя. Задача состоит в опреде-

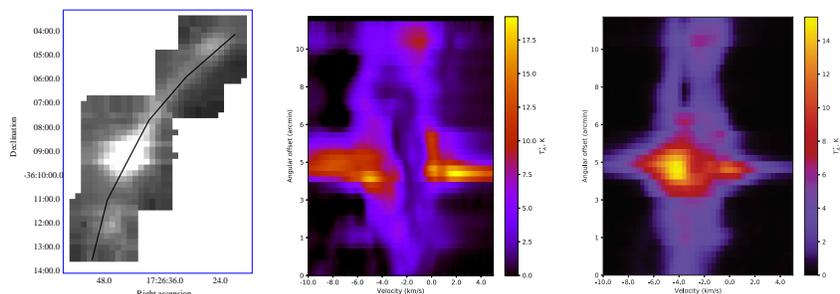


Рис. 3: Левая панель — путь для построения диаграмм позиция-скорость. Средняя панель — диаграмма позиция-скорость в линии CO (2–1). Правая панель — диаграмма позиция-скорость в линии ^{13}CO (2–1).

Таблица 1: Наблюдаемые параметры линий в направлении IRAS 17233-3606.

Линия	$T_{\text{R}}^{\text{max}}$, К	T_{R} , К	ΔV , км/с
CO (2-1)	19.2	2.0	3
^{13}CO (2-1)	19.2	10.5	2.5
^{13}CO (3-2)	14.4	7.0	1.5
C ^{18}O (2-1)	8.3	7.8	0.5
C ^{18}O (3-2)	6.0	7.4	0.5

лении параметров слоя (кинетической температуры T_{kin} , концентрации водорода n_{H_2} , лучевой концентрации молекул N), которые обеспечивали бы наблюдаемую глубину провала в профиле линии. Для этого мы использовали программный комплекс RADEX¹ [7]. В рамках одноквантовой модели наблюдаемая интенсивность излучения источника I определяется формулой:

$$I = I_{\text{max}}e^{-\tau} + B(T_{\text{ex}})(1 - e^{-\tau}), \quad (1)$$

где I_{max} — интенсивность фонового источника (молекулярного ядра), τ — оптическая толщина слоя, $B(T_{\text{ex}})$ — функция Планка от температуры возбуждения T_{ex} . Наблюдаемая яркостная температура T_{R} связана с интенсивностью излучения следующим образом:

$$T_{\text{R}} = \frac{I_{\text{R}} - I_{\text{bg}}}{2k\nu^2}c^2, \quad (2)$$

где I_{bg} — фоновое изотропное излучение с температурой 2.73 К, k — постоянная Больцмана, ν — частота линии, c — скорость света. С помощью программы RADEX для каждого набора входных параметров T_{kin} , n_{H_2} и N вычисляются T_{ex} и τ . Выходящая I и соответствующая ей T_{R} вычисляются по формулам (1)–(2). В качестве I_{max} мы использовали максимальное значение в наблюдаемом спектре (рис. 4). Параметры наблюдаемых профилей линии CO и ее изотопмеров представлены в табл. 1.

На рис. 4 представлена яркостная температура выходящего излучения как функция концентрации водорода $n_{\text{H}_2} = 10^1 - 10^5 \text{ см}^{-3}$ и лучевой концентрации $N_{^{13}\text{CO}} = 10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-2}$ при фиксированной кинетической температуре слоя $T_{\text{kin}} = 15 \text{ К}$. Черная линия показывает наблюдаемое значение яркостной температуры $T_{\text{R}} = 10.5$. Видно,

¹<http://var.sron.nl/radex/radex.php>

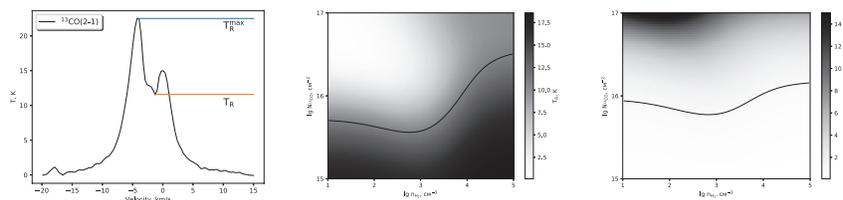


Рис. 4: Левая панель: спектр линии ^{13}CO (2–1) с обозначениями температуры оболочки и ядра, средняя панель: модельная зависимость яркостной температуры линии ^{13}CO (2–1) от ее лучевой концентрации $N_{^{13}\text{CO}}$ и концентрации водорода n_{H_2} , где черная линия — наблюдаемая температура $T_{\text{R}} = 10.5$. Правая панель: модельная зависимость оптической толщины, где черная линия — уровень $\tau = 1$. Расчеты выполнены в предположении кинетической температуры $T_{\text{kin}} = 15$ К.

что наблюдаемую интенсивность можно получить разной комбинацией параметров слоя, что указывает на необходимость одновременного использования разных линий. На рис. 4 также показано соответствующее распределение оптической толщины, где черная линия соответствует $\tau = 1$. Сопоставляя эти распределения, мы видим, что оптическая толщина слоя при фиксированной температуре $T_{\text{kin}} = 15$ К близка к единице.

Мы планируем использовать этот метод для восстановления параметров слоя с использованием большего количества линий и варьирования T_{kin} .

6. Заключение

G351.78-0.54 — сложная волокнообразная структура с сетью ветвей, видимых в инфракрасном диапазоне, в которой идет активное звездообразование. Проведен анализ излучения молекулярных линий миллиметрового диапазона. На спектрах наблюдается провал в направлении на источник IRAS 17233-3606, который может быть вызван окружающим менее плотным холодным газом. Градиент скорости вдоль волокна говорит о крупномасштабных движениях. Проведен анализ параметров окружающей оболочки IRAS 17233-3606 в рамках однозонной модели.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-02-00660.

Список литературы

1. P. André, J. Di Francesco, D. Ward-Thompson, S.-I. Inutsuka, R. E. Pudritz, and J. E. Pineda, *Protostars and Planets VI*, 27–51, 2014.
2. S. Leurini, T. Pillai, T. Stanke, F. Wyrowski, L. Testi, F. Schuller, K. M. Menten, and S. Thorwirth, *A&A*, **533**, A85, 2011.
3. S. Leurini, E. Schisano, T. Pillai, A. Giannetti, et al., *A&A*, **621**, A130, 2019.
4. R. Güsten, L. Å. Nyman, P. Schilke, K. Menten, C. Cesarsky, and R. Booth, *A&A*, **454**, L13, 2006.
5. V. Vassilev, D. Meledin, I. Lapkin, V. Belitsky, et al., *A&A*, **490**, 1157, 2008.
6. V. Belitsky, I. Lapkin, R. Monje, V. Vassilev, et al., in *SPIE Conf. Ser.*, *Proc. SPIE*, volume 6275, 62750G (2006).
7. F. F. S. van der Tak, J. H. Black, F. L. Schöier, D. J. Jansen, and E. F. van Dishoeck, *A&A*, **468**, 627, 2007.

Обзор спектральных линий молекул в центральном ядре волокна WB 673

Рябухина О.Л.^{1,2}, Кирсанова М.С.¹

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

Исследована область массивного звездообразования WB 673 в гигантском молекулярном облаке G174+2.5. Были проведены наблюдения радиолиний межзвездных молекул в направлении центрального ядра волокна WB 673 на 20-м телескопе обсерватории Онсала. Определены оптические толщины и лучевые концентрации молекул N_2H^+ , CS, HCN, HNC, CO.

Molecular line emission in the central clump of the WB 673 filament

Ryabukhina O.L.^{1,2}, Kirsanova M.S.¹

¹*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²*Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia*

We study a region of massive star formation WB 673 in the giant molecular cloud G174+2.5. We present results of molecular line identification towards a dense core of the WB 673 filament. Optical depths and column densities of N_2H^+ , CS, HCN, HNC, CO are determined.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.002

1. Введение

Одной из наиболее актуальных и активно развивающихся сфер астрофизики является исследование областей звездообразования и межзвездных молекулярных облаков. Недавние исследования подтвердили, что эти облака имеют волокнообразную структуру [1]. Теоретические расчеты [2] предсказывают образование волокнообразных молекулярных облаков после множественных сжатий газа ударными волнами. Поэтому окрестности областей ионизованного водорода (H II) могут быть подходящими местами для образования молекулярных волокон. Совокупность излучения в линиях различных молекул позволяет всесторонне исследовать места активного звездообразования, а также произвести оценку их физических параметров.

Таблица 1: Линии, выделенные в направлении пика WB 673.

Линия	Переход	Частота, МГц	μ , дебай	B , ГГц
HCN	1-0	88631.8473	2.984	44.315
HNC	1-0	90663.574	3.050	45.331
N ₂ H ⁺	1-0	93173.777	3.400	46.586
C ³⁴ S	2-1	96412.950	1.957	24.103
CS	2-1	97980.953	1.957	24.495
C ¹⁸ O	1-0	109782.176	0.111	54.891
¹³ CO	1-0	110201.354	0.111	55.101

Целью настоящей работы является исследование массивного молекулярного сгустка WB 673 в области звездообразования S231–S235, расположенной в гигантском молекулярном облаке (ГМО) G174+2.5 [3] на расстоянии 1.8 кпк [4]. В этом облаке располагаются четыре развитых области II: S231, S232, S233 и S235 согласно каталогу Шарплесса [5].

2. Наблюдательные данные

Для получения данных о кинематике и физических параметрах исследуемой области в 2017 г. на 20-м телескопе обсерватории Онсала (Швеция) были проведены наблюдения в диапазоне частот 90–110 ГГц [6]. В направлении на центральный сгусток WB 673 был зарегистрирован ряд линий, показанный в табл. 1. Также в таблице представлены параметры, необходимые для расчета лучевых концентраций данных линий: дипольный матричный элемент μ и вращательная постоянная B . Эти параметры взяты с сайта <https://spec.jpl.nasa.gov>. Полученные спектры представлены на рис. 1.

3. Анализ наблюдательных данных

3.1. Оптическая толщина линий

Для определения оптической толщины линий со сверхтонким расщеплением HCN(1-0), HNC(1-0) и N₂H⁺(1-0) был использован метод HFS пакета Class [7]. В направлении пика WB 673 все эти линии оказались оптически тонкими.

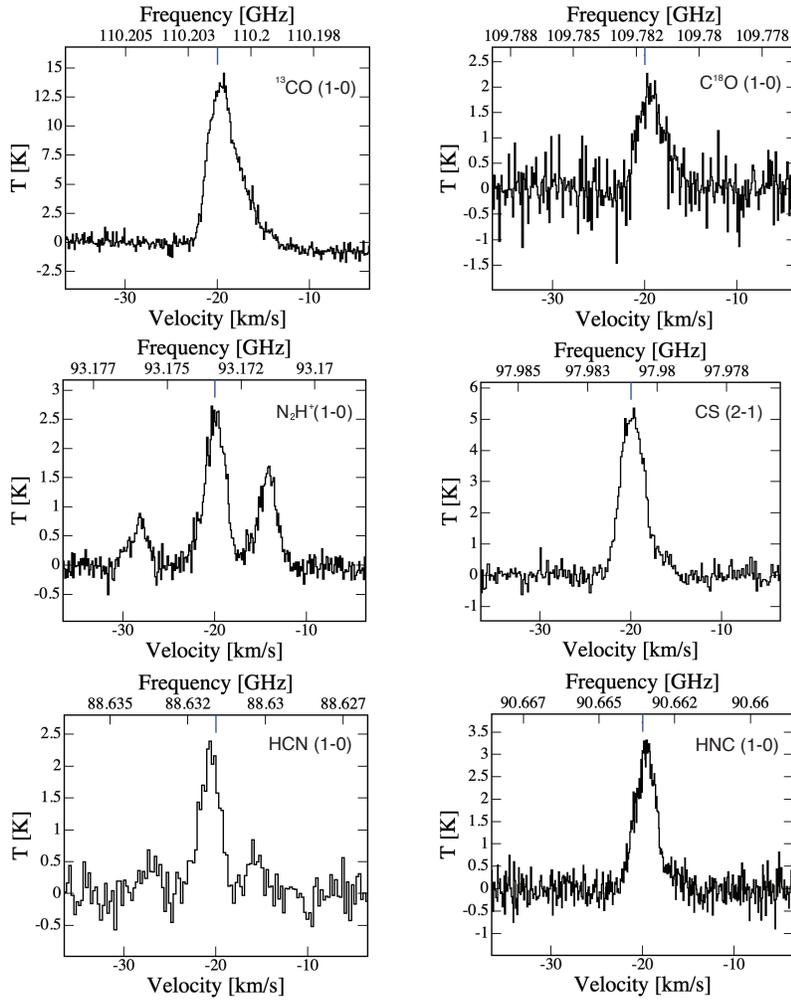


Рис. 1: Спектры линий ^{13}CO (1-0), C^{18}O (1-0), N_2H^+ (1-0), CS (2-1), HCN (1-0) и HNC (1-0) в направлении центрального ядра WB 673. $T = T_{\text{mb}}$.

Оптическая толщина линии CS была найдена из отношения интенсивностей линий CS и C^{34}S :

$$\frac{T_{\text{CS}}}{T_{\text{C}^{34}\text{S}}} = \frac{1 - e^{-\tau}}{1 - e^{-\tau/\alpha}} \quad (1)$$

где α — отношение обилий CS и $C^{34}S \simeq 22.5$ (типичное значение для солнечной окрестности), τ — оптическая толщина CS. Было использовано предположение о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР), при котором отношение интенсивности линий примерно равно отношению атомарных обилий серы S и ее изотопа ^{34}S , причем линия $C^{34}S$ считается оптически тонкой. Также принимается, что температуры возбуждения и ширины линий CS и $C^{34}S$ равны. Отсюда для CS было найдено $\tau = 3.4$.

3.2. Лучевые концентрации в пике

Определены лучевые концентрации молекул $C^{18}O$, CS, HNC, HCN, N_2H^+ в направлении центрального ядра WB 673. Для оптически тонких линий была использована формула (32) из работы [8]:

$$N_{\text{thin}} = \left(\frac{3h}{8\pi^3 S \mu^2 R_i} \right) \left(\frac{Q_{\text{rot}}}{g_J g_K g_I} \right) \times \\ \times \frac{e^{\frac{E_u}{kT_{\text{ex}}}}}{e^{\frac{h\nu}{kT_{\text{ex}}}} - 1} \frac{1}{J_\nu(T_{\text{ex}}) - J_\nu(T_{\text{bg}})} \int \frac{T_R dv}{f} \quad (2)$$

$$J_\nu(T) = \frac{h\nu/k}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (3)$$

где h — постоянная Планка, $S = J_u/2J_u + 1$, μ — дипольный матричный момент, R_i — относительная сила перехода сверхтонкой структуры, Q_{rot} — вращательная функция распределения, $g_J = 2J + 1$ — вращательная вырожденность, g_K — К-вырожденность, g_I — вырожденность ядерного спина, $J_\nu(T)$ — эквивалентная температура Рэлея-Джинса. Для линейных молекул $g_K = g_I = 1$, для двуатомных линейных молекул $Q_{\text{rot}} \simeq \frac{kT}{hB} + \frac{1}{3}$, где B — вращательная постоянная, E_u — энергия верхнего уровня. Температура возбуждения везде принята $T = 20$ K [3].

Линия CS (2–1) не является оптически тонкой, поэтому ее лучевая концентрация должна быть скорректирована [8]:

$$N_{\text{tot}} = N_{\text{thin}} \frac{\tau}{1 - e^{-\tau}} \quad (4)$$

Полученные интегралы яркостной температуры $\int T_R dv$ и лучевые концентрации N_{tot} молекул в направлении WB 673 показаны в табл. 2.

Таблица 2: Лучевые концентрации молекул в направлении WB 673.

Линия	$\int T_{\text{R}} dv$, км/с	N_{tot} , см ⁻²
C ¹⁸ O	6.9	$9.3 \cdot 10^{15}$
N ₂ H ⁺	13.0	$2.5 \cdot 10^{13}$
HCN	7.9	$2.2 \cdot 10^{13}$
HNC	8.9	$2.2 \cdot 10^{13}$
CS	17.3	$1.9 \cdot 10^{15}$

Зная лучевую концентрацию изотополога монооксида углерода $N(\text{C}^{18}\text{O}) = 9.3 \cdot 10^{15}$ см⁻² и используя отношение $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} = 600$ [9], находим лучевую концентрацию монооксида углерода $N(\text{CO}) = 5.6 \cdot 10^{18}$ см⁻².

4. Заключение

Проведены наблюдения на телескопе Онсала в диапазоне частот 90–110 ГГц, в направлении на центральный пик WB 673 обнаружен ряд молекул. Для линий N₂H⁺, CS, HCN, HNC, CO определены оптические толщины, также в приближении ЛТР определены лучевые концентрации. Исследована сверхтонкая структура линий N₂H⁺, HCN, HNC. Далее для определения эволюционного статуса облака планируется определить обилия представленных в статье молекул относительно молекулы водорода.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-02-00917.

Список литературы

1. P. André, J. Di Francesco, D. Ward-Thompson, S.-I. Inutsuka, R. E. Pudritz, and J. E. Pineda, *Protostars and Planets VI*, 27–51, 2014.
2. S.-i. Inutsuka and S. M. Miyama, *ApJ*, **480**, 681, 1997.
3. M. S. Kirsanova, S. V. Sali, A. M. Sobolev, A. O. H. Olofsson, D. A. Ladeyschikov, and M. Thomasson, *Open Astronomy*, **26**, 99, 2017.
4. N. J. Evans, II and G. N. Blair, *ApJ*, **246**, 394, 1981.
5. S. Sharpless, *ApJS*, **4**, 257, 1959.
6. V. Belitsky, I. Lapkin, M. Fredrixon, E. Sundin, et al., *A&A*, **580**, A29, 2015.
7. S. Maret, P. Hily-Blant, J. Pety, S. Bardeau, and E. Reynier, *A&A*, **526**, A47, 2011.
8. J. G. Mangum and Y. L. Shirley, *PASP*, **127**, 266, 2015.
9. T. L. Wilson, *Reports on Progress in Physics*, **62**, 143, 1999.

Дейтерированные изотопологи воды и метанола в областях звездообразования

Кочина О.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Проведены численные расчеты химической эволюции холодного темного межзвездного облака с учетом дейтерированных компонентов. Исследование показывает, что для некоторых дейтерированных компонентов эволюция отличается от эволюции основного изотополога, а соотношение содержания изотопологов на каждом из шагов отличается от глобального изотопного отношения. В данной работе представлены результаты для воды и метанола, двух астробиологически важных компонентов.

Deuterated isotopologues of water and methanol in star-forming regions

Kochina O.V.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

We performed numerical calculations of the chemical evolution for a cold dark interstellar cloud, taking into account deuterated compounds. Our study shows that for some of deuterium-bearing species evolution differs from the one for main isotopologues, and ratios of abundances of isotopologues at each step differs from the global isotopic ratio. Here we present the results for water and methanol, two astrobiologically important species.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.003

1. Введение

С развитием наблюдательных технологий астрономы обрели возможность получать молекулярные спектры с высокой детализацией. Так были обнаружены и идентифицированы множество изотопологов, молекул в которых один или несколько атомов замещены более редкими изотопами. С обнаружением дейтерия перед астробиологией и астрохимией возникла задача определения отношения D/H и соотношения изотопологов, основных и дейтерированных. Особый интерес представляют водные льды на кометах, планетах [1] и спутниках [2]. Информация о соотношении D/H может прояснить эволюцию и прошлое объектов исследования. В поисках ответов на вопросы об эволюции, целесообразно заглянуть в прошлое, в холодные плотные облака,

где формировались молекулы полутяжелой воды и других дейтерированных компонентов. В данной работе были проведены численные расчеты химической эволюции области звездообразования, начиная с атомарного состава и до химического возраста в один миллион лет. Так как значительной части молекул, образующихся на ранних стадиях звездообразования, удается сохраниться в суровых условиях более поздних стадий, начальную стадию эволюции (холодные плотные ядра) необходимо принимать во внимание при изучении эволюции дейтерированных компонентов на поздних стадиях (от протопланетных дисков до планет). В данной работе представлены результаты для воды и метанола, двух астробиологически важных компонентов.

2. Описание модели

В работе использована модель «Presta»: одномерная модель химической эволюции молекулярного облака с центральным источником излучения и освещенного внешним полем [3, 4, 5, 6]. В данной версии модели реализован учет двух населений пыли, «крупных» и «мелких» пылинок, путем создания аналогов поверхностных компонентов для каждого из них. Физические параметры компонентов пылевой среды для различных населений и профили температуры и плотности аналогичны параметрам и профилям из работы [5]. Температуры населений пыли рассчитывались при помощи модели переноса излучения с учетом стохастического нагрева пылинок различных размеров и химических составов [7] при влиянии внешнего и внутреннего полей излучения.

База химических реакций взята из работ [8, 6]. Соотношение D/H для расчета модели принято равным 10%. С учетом поверхностных реакций модель включает в себя 2413 компонентов и 61935 реакций. В рассматриваемой поверхностной сетке реакций предполагается мгновенная десорбция части продуктов. Результаты расчета химической 1D-структуры объекта позволяют рассчитать лучевые концентрации молекул.

При обсуждении и представлении результатов содержания на обоих населенных пыли суммировались. Особенности распределения компонентов по пылинкам различных населений в рамках работы не рассматривались. Для выявления основных факторов, влияющих на эволюцию содержаний того или иного компонента, использовался анализатор скоростей реакций, описанный в работе [5].

3. Результаты

В рамках работы были рассмотрены две пары изотопологов, включающих в себя основные изотопологи и однократно дейтерированные изотопологи воды, H_2O и HDO , и метанола, CH_3OH и CH_2DOH . Результаты расчетов представлены на рис. 1.

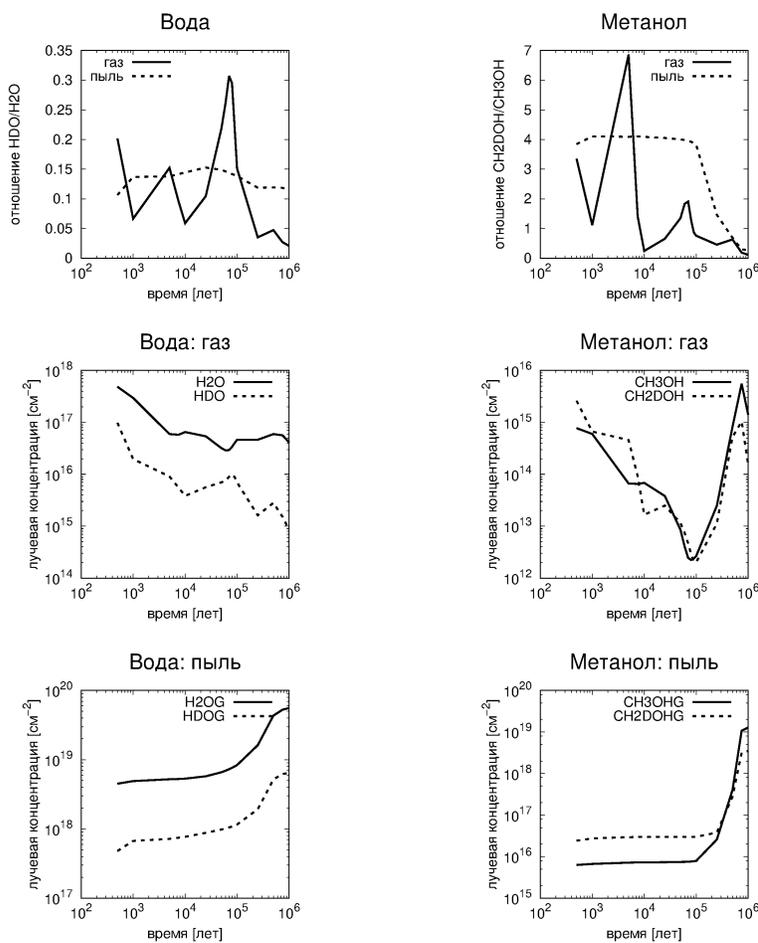


Рис. 1: Изотопологи воды и метанола: изменение соотношений и лучевых концентраций в процессе химической эволюции.

Обе пары химических компонентов демонстрируют интересные особенности. Отношение изотопологов воды в газе значительно разнится во времени, отклоняясь от классического соотношения изотопов то в большую, то в меньшую сторону, в то время как на пыли оно остается практически неизменным и близким к отношению D/H принятому в модели. Анализ скоростей химических реакций показывает, что небольшие пики роста содержания полутяжелой воды связаны с колебаниями баланса между реакциями формирования, прежде всего на поверхности пылинки с последующим выбросом продуктов реакции в газовую среду, и реакциями разрушения, в первую очередь реакциями обмена с ионами H_3^+ , N_2H^+ , H_2D^+ и HCO^+ . Интересно наличие пика в кривой отношения содержания изотопологов для химического возраста семьдесят тысяч лет. В этот момент лучевые концентрации изотопологов разнятся лишь в три раза. В основном, это происходит за счет высокого содержания в внутренних областях облака, так как излучение эффективно разрушает молекулы полутяжелой воды, образуя ее во внешнем и ближайшем к звезде регионе. В этих внутренних регионах содержание изотопологов различается лишь на 10%. Сам пик вызван ростом относительного содержания молекул полутяжелой воды в регионах прилегающих к внешнему, для которых доминирующая реакция разрушения ионом H_3^+ основного изотополога H_2O оказывается более эффективной, чем аналогичная реакция для HDO , что вызвано общим уменьшением содержания иона и возникновением конкуренции.

Отношения лучевых концентраций изотопологов метанола кажутся более чем неожиданными: лучевые концентрации дейтерированного метанола CH_2DOH превосходят, либо равняются лучевым концентрациям основного изотополога CH_3OH в течении практически всего расчетного времени химической эволюции. Особенно интересен химический возраст, равный пяти тысячам лет, для которого газофазное содержание CH_2DOH превосходит CH_3OH почти в 7 раз. Несмотря на кажущуюся парадоксальность, подобные результаты были получены в наблюдениях и описаны в литературе для протозвездных объектов L1448N, L1448mm и L1157mm [9]. Определенное в [9] отношение $\text{CH}_2\text{DOH}/\text{CH}_3\text{OH}$ для объектов равнялось ≤ 1.8 , ≤ 7.1 и ≤ 5.4 , соответственно.

Различие оказалось существенным за счет более эффективного формирования молекул дейтерированного изотополога по сравнению с основным изотопологом в двух внутренних регионах. Еще на предыдущем шаге в этих регионах наблюдалось интенсивное формирование

молекулы CH_2DOH на пылинках в процессе реакции соединения атома дейтерия с молекулой CH_2OH с последующим выбросом продукта реакции в газовую фазу, что привело к накоплению в регионах значительного количества CH_2DOH . Аналогичная реакция с атомом водорода идет менее эффективно, хотя и является доминирующей. Вызвано это более активной аккрецией атомарного дейтерия на пылинки на ранних стадиях химической эволюции: лучевые концентрации дейтерия на пылинках в первые десять тысяч лет значительно превышают лучевые концентрации водорода. После ранних этапов химической эволюции содержание атомарного несвязанного дейтерия на пылинках начинает падать, а водорода — возрастать, что приводит к падению содержания CH_2DOH в газе. Не менее примечательно и общее падение отношения содержаний как в газе, так и на пыли после ста тысяч лет химической эволюции. Это падение вызвано более медленным темпом роста содержания CH_2DOH по сравнению с CH_3OH . Изначально начавшееся в газе падение содержания молекулы CH_2OH , вызванное начавшейся активной аккрецией, привело к резкому росту ее содержания на пыли. Реакция соединения с ней является основным каналом формирования молекул CH_3OH и CH_2DOH на пыли, однако для CH_3OH она идет более эффективно, превосходя по эффективности реакцию десорбции, уменьшающую содержание молекулы на пылинках. Так как молекулы изотопологов метанола формируются в основном на пыли, последовал отклик в газовой фазе. Однако в случае газофазной молекулы CH_2DOH , резкое падение лучевой концентрации на поздних временах связано со все возрастающей эффективностью реакции с ионом H_3^+ , разрушающим молекулу с образованием трех тех или иных менее сложных компонентов.

4. Заключение

Исследование показало, что эволюции содержаний дейтерированных воды и метанола отличаются от эволюции содержаний основных изотопологов, а соотношение содержаний изотопологов на каждом из шагов отличается от глобального изотопного отношения. Исследование будет продолжено и расширено включением дважды дейтерированных изотопологов воды и метанола, и других астробиологически важных компонентов. Исследование чувствительности к физическим условиям, таким как температура и плотность также сможет выявить дополнительные факторы ответственные за различия, позволяя использовать полученные из наблюдений сведения о соотношении содержаний изотопологов в качестве инструмента диагностики.

Список литературы

1. Encrenaz, T., DeWitt, C., Richter, M. J., Greathouse, T. K., et al., *A&A*, **612**, A112, 2018.
2. R. N. Clark, R. H. Brown, D. P. Cruikshank, and G. A. Swayze, *Icarus*, **321**, 791, 2019.
3. O. V. Kochina, D. S. Wiebe, S. V. Kalenskii, and A. I. Vasyunin, *Astron. Rep.*, **57**, 818, 2013.
4. O. Kochina and D. Wiebe, *Origins of Life and Evolution of the Biosphere*, **44**, 169, 2014.
5. O. V. Kochina and D. S. Wiebe, *Astron. Rep.*, **58**, 228, 2014.
6. O. V. Kochina and D. S. Wiebe, *Astron. Rep.*, **61**, 103, 2017.
7. Y. N. Pavlyuchenkov, D. S. Wiebe, V. V. Akimkin, M. S. Khramtsova, and T. Henning, *MNRAS*, **421**, 2430, 2012.
8. T. Albertsson, D. Semenov, and T. Henning, *ApJ*, **784**, 39, 2014.
9. Parise, B., Ceccarelli, C., Tielens, A. G. G. M., Castets, A., Caux, E., Lefloch, B., and Maret, S., *A&A*, **453**, 949, 2006.

Шкалы разрушения и образования ПАУ вблизи массивных звезд

Сивкова Е.Э., Мурга М.С., Павлюченков Я.Н.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Современные наблюдательные данные указывают на сложную морфологию инфракрасного (ИК) излучения вокруг массивных звезд. Проявлением такой сложной морфологии является кольцеобразное пространственное распределение интенсивности излучения. Как правило, наблюдаются внутреннее и внешнее кольца на 24 мкм, в то время как на 8 мкм, а также на длинах волн 100–500 мкм, наблюдается только внешнее кольцо. В данной работе представлена попытка объяснить характер распределения интенсивности на разных длинах волн вблизи массивных звезд на основе модели эволюции пыли.

Destruction and formation time scales of PAHs around massive stars

Sivkova E.E., Murga M.S., Pavlyuchenkov Ya.N.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Present observational data indicate a complex morphology of infrared radiation from ionized hydrogen regions around massive stars. This morphology reveals itself as a ring-shaped spatial distribution of the radiation intensity at different wavelengths. Usually, the inner and outer rings at 24 μm are observed, while only the outer ring is observed at wavelengths 8 μm as well as at 100–500 μm . This paper presents an attempt to explain the nature of the intensity distribution at different wavelengths due to the destruction and aromatization of dust particles in the ionized hydrogen regions.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.004

1. Введение

В настоящее время считается, что источником ИК излучения в интервале $\sim 2 - 20$ мкм являются углеводородные частицы, занимающие промежуточное положение между молекулами и пылинками и сокращенно обозначаемые ПАУ (полициклические ароматические углеводороды). В то же время длинноволновое излучение генерируется более крупными пылинками.

Рассматривается несколько механизмов, объясняющих кольцеобразную морфологию излучения пыли вблизи массивных звезд: разру-

шение пыли [1], дрейф пыли [2], звездный ветер, очищающий внутреннюю зону области ионизованного водорода (НИ) [3], действие давления излучения, приводящее к неоднородному распределению плотности газа и пыли в области НИ [4]. Несмотря на такое обилие предлагаемых сценариев, до сих пор является открытым вопрос о причине пространственной неоднородности пылевых частиц в области НИ (под областью НИ мы подразумеваем объект, внутри которого находится зона ионизованного водорода, а снаружи — зоны нейтрального и молекулярного водорода). В перечисленных подходах считается, что углистые пылинки состоят из графита и игнорируется то, что пылинки могут менять свои свойства. Однако весьма вероятно, что вещество углистых пылинок изначально имеет неупорядоченную аморфную структуру, насыщенную водородом. Эта структура меняется в условиях мощного УФ поля излучения за счет диссоциации наиболее слабых алифатических связей C–H и становится упорядоченной [5]. Основными элементами структуры становятся ароматические кольца, объединяющие атомы углерода, тогда как атомов водорода становится очень мало. В частном случае, при малых размерах пылинок из аморфного гидрогенизированного углерода могут образовываться молекулы ПАУ. Такой процесс мы будем называть ароматизацией. Этот процесс также может происходить при столкновениях с частицами газа в результате выбивания атомов водорода. Далее пылинки в аморфном гидрогенизированном состоянии мы будем обозначать как a-C:H, в дегидрогенизированном — a-C.

2. Модель

Нашей группой разработана модель эволюции углеводородной пыли [6], включающая несколько процессов: фоторазрушение и ароматизация, разрушение при столкновениях с частицами газа (эрозия), дробление при столкновениях частиц друг с другом. Целью данной работы является применение разработанной модели к условиям вблизи массивной звезды. В этих условиях значимыми являются процессы фоторазрушения и эрозии частицами газа, которые, помимо разрушения углеродной решетки, ведут к ароматизации вещества пылинки.

Необходимые характеристики среды, а именно скорости движения пылинок и газа, интенсивность УФ поля излучения, были взяты из расчетов, выполненных в работе [2]. Распределение пыли по размерам взято из работы [5], из которого следует, что основную массу пыли составляют мелкие пылинки. Предполагается, что в начальный момент времени все пылевые частицы имеют аморфную гидрогенизи-

рованную структуру, без бензольных колец. Модельное время расчета эволюции пыли составляет 100 тыс. лет.

3. Формирование и разрушение ПАУ в зонах НШ вокруг массивных звезд

На рис. 1–4 показаны радиальные распределения концентрации пылинок а-С:Н и а-С с радиусами, соответственно, 5 Å, 9 Å, 100 Å и 2500 Å на моменты времени 0, 10 тыс. лет и 100 тыс. лет. Эти графики указывают, что вблизи звезды происходит быстрое разрушение пылевых частиц любых размеров. Из рис. 1 видно, что мелкие частицы через 100 тыс. лет выживают только на краю области — на расстоянии около 2 пк от звезды, — при этом такие пылинки переходят в ароматизированное состояние. Для пылинок более крупного размера (рис. 2) область, в которой пылинки выживают, простирается от 1 до 2 пк. Из рис. 3 и 4 следует, что крупные частицы разрушаются только в непосредственной близости к центральной звезде, таким образом, предполагается, что область, в которой может наблюдаться присутствие крупных пылевых частиц, должна быть намного шире области, занимаемой мелкими пылинками, и простирается в пределах от 0.5 до 2 пк. По результатам, проиллюстрированным на рисунках, можно сделать вывод о том, что уже за время 10 тыс. лет все пылевые частицы практически полностью переходят в ароматизированное состояние, а затем начинают претерпевать разрушение, которое идет тем быстрее, чем ближе частицы находятся к центральной звезде. На рис. 3 полностью отсутствуют кривые, соответствующие пространственному распределению пылинок а-С:Н через 10 и 100 тыс. лет, поскольку их содержание становится близким к нулю и выходит за пределы области построения графика. То есть, за это время все пылинки а-С:Н претерпели структурные изменения, став дегидрогенизированными пылинками а-С. Для пылинок с радиусами 5 Å и 9 Å переход в ароматизированное состояние может означать, что они преобразовались в ПАУ.

4. Заключение

В работе исследована морфология пространственного распределения крупной и мелкой пыли вокруг массивных звезд с точки зрения разрушения и ароматизации пыли. Показано, что за время меньше 10 тыс. лет происходит разрушение мелких пылевых частиц вблизи звезды. На краю области НШ как мелкие, так и крупные пылинки переходят в

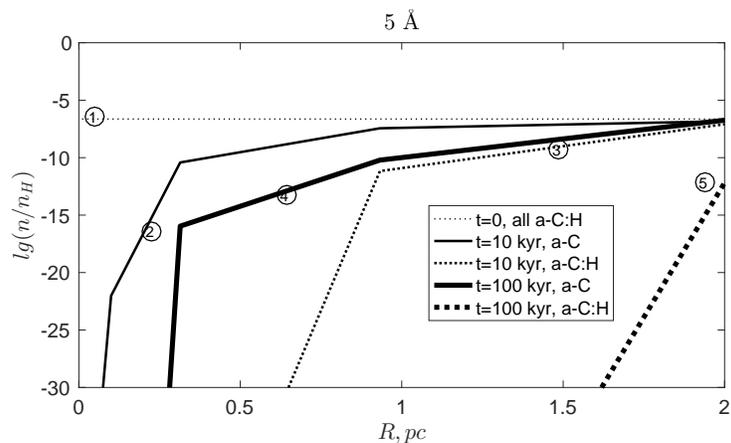


Рис. 1: Радиальное распределение концентрации пылинок а-С:Н и а-С с радиусом 5 Å для различных моментов времени. 1 — начальное распределение пыли (все пылинки гидрогенизированы); 2 — распределение пылинок а-С через 10 тыс. лет; 3 — распределение пылинок а-С:Н через 10 тыс. лет; 4 — распределение пылинок а-С через 100 тыс. лет; 5 — распределение пылинок а-С через 100 тыс. лет.

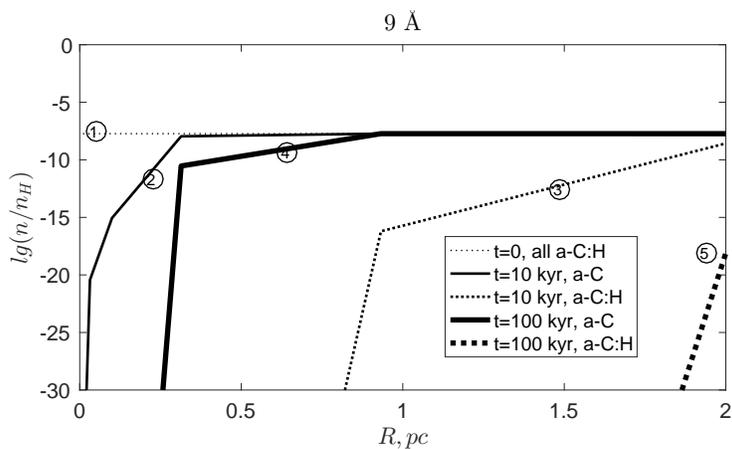


Рис. 2: То же, что на рис. 1, для пылинок с радиусом 9 Å.

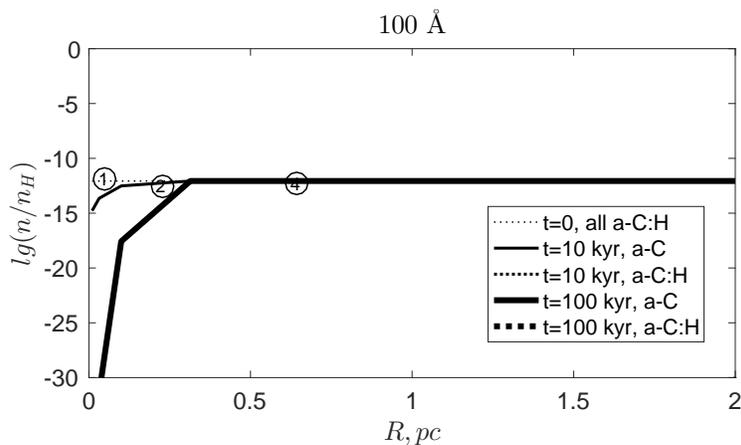


Рис. 3: То же, что на рис. 1, для пылинок с радиусом 100 Å.

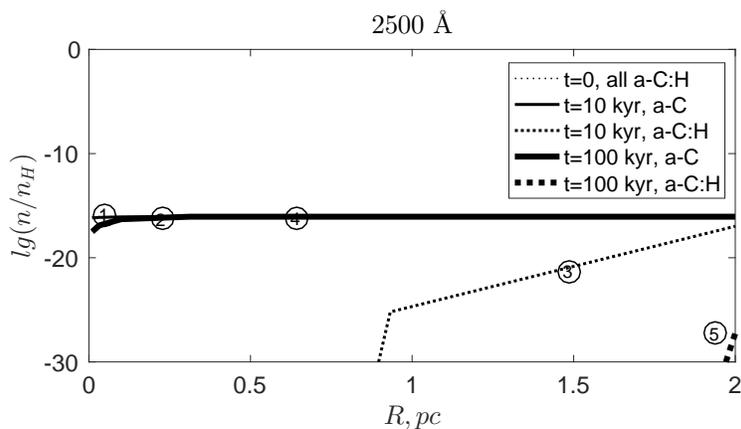


Рис. 4: То же, что на рис. 1, для пылинок с радиусом 2500 Å.

ароматизированное состояние за расчетное время 100 тыс. лет. Внутри области не происходит разрушения крупных частиц, по крайней мере за времена порядка 100 тыс. лет. Полученные результаты можно использовать для интерпретации наблюдений областей НП [7], где видны кольцеобразные структуры, окружающие ионизирующий источник. В частности, модель предсказывает отсутствие излучения на 8 мкм вблизи звезды и наличие внешнего кольца. В то же время в рам-

как данной модели можно ожидать наличие внутреннего кольца на 24 мкм, что связано с выживанием более крупных пылинок в области III. Объяснить внешнее кольцо, наблюдаемое в длинноволновой области в рамках данной модели не удастся, то есть для крупной пыли требуются дополнительные механизмы, ведущие к ее отсутствию во внутренних зонах областей III.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-32-20049.

Список литературы

1. Y. N. Pavlyuchenkov, M. S. Kirsanova, and D. S. Wiebe, *Astron. Rep.*, **57**, 573, 2013.
2. V. V. Akimkin, M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, and D. S. Wiebe, *MNRAS*, **449**, 440, 2015.
3. J. Mackey, T. J. Haworth, V. V. Gvaramadze, S. Mohamed, N. Langer, and T. J. Harries, *A&A*, **586**, A114, 2016.
4. B. T. Draine, *ApJ*, **732**, 100, 2011.
5. A. P. Jones, L. Fanciullo, M. Köhler, L. Verstraete, V. Guillet, M. Bocchio, and N. Ysard, *A&A*, **558**, A62, 2013.
6. M. S. Murga, S. A. Khoperskov, and D. S. Wiebe, *Astron. Rep.*, **60**, 233, 2016.
7. L. Deharveng, F. Schuller, L. D. Anderson, A. Zavagno, et al., *A&A*, **523**, A6, 2010.

Фотостабильность и спектральные особенности полициклических ароматических углеводородов в сверхгидрогенизированном состоянии

Мурга М.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Молекулы полициклических ароматических углеводородов (ПАУ) с высокой вероятностью присутствуют в межзвездной среде (МЗС). В зависимости от внешних условий одни и те же молекулы ПАУ могут содержать разное количество атомов водорода, в том числе они могут быть насыщены водородом, или, другими словами, находиться в сверхгидрогенизированном состоянии (Н-ПАУ). Это состояние характеризуется меньшей устойчивостью по отношению к таким же молекулам с нормальным или малым содержанием водорода. В инфракрасных (ИК) спектрах излучения Н-ПАУ имеют отличительные особенности. Данная работа посвящена изучению этих особенностей, а также исследованию устойчивости Н-ПАУ к ультрафиолетовому излучению.

Photostability and spectral features of superhydrogenated polycyclic aromatic hydrocarbons

Murga M.S.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Molecules of polycyclic aromatic hydrocarbons (PAHs) very likely exist in the interstellar medium. Depending on outer conditions the same PAHs may contain different number of hydrogen atoms, including they can be saturated by hydrogen, or, in other words, be superhydrogenated (H-PAHs). This state of PAHs is characterised by poorer stability relative to the same molecules with normal or small number of hydrogen atoms. H-PAHs have distinctive features in infrared emission spectra. This work is devoted to investigation of the features of H-PAHs and their stability to ultraviolet radiation.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.005

1. Введение

Современные ИК наблюдения в сочетании с теоретическими расчетами и лабораторными экспериментами дают основания полагать, что в

МЗС присутствуют молекулы полициклических ароматических углеводородов (ПАУ) [1]. ПАУ состоят из бензольных колец, объединенных между собой, и атомов водорода, связанных с периферийными атомами углерода. В нормальном состоянии один атом углерода имеет связь только с одним атомом водорода. Но ПАУ могут менять свою структуру, состав, геометрию под воздействием внешних условий. При одних условиях они могут потерять атомы водорода, переходя в дегидрогенизированное состояние, и атомы углерода, в результате чего бензольные кольца могут разрываться либо становиться дефектными, то есть содержащими не 6 атомов углерода, а меньше или больше. В других условиях ПАУ могут присоединять дополнительные атомы водорода, тогда они становятся насыщенными водородом или сверхгидрогенизированными (Н-ПАУ). В таком состоянии каждый периферийный атом углерода может иметь связь с двумя атомами водорода, а ароматическое кольцо, содержащее такой атом углерода, теряет свойства ароматичности. Дополнительные атомы водорода могут быть присоединены не только к периферийным атомам углерода, но и к центральным, хотя и с меньшей вероятностью из-за более высокого барьера реакции взаимодействия.

По результатам лабораторных исследований Н-ПАУ можно сделать вывод, что процесс фоторазрушения для них протекает иначе, чем для ПАУ с меньшим количеством атомов водорода [2]: отличаются как продукты диссоциации, так и темпы. В астрономических моделях разрушения ПАУ используются параметры диссоциации — энергия активации связи E_0 и величина изменения энтропии молекулы после отделения фрагмента ΔS , — которые варьируются при изменении степени гидрогенизации. Меняются также ИК спектры молекул при увеличении числа атомов водорода, в частности, эмиссионная полоса на 3.3 мкм слабеет, а полоса на 3.4 мкм усиливается. В данной работе предлагаются соотношения, по которым можно определить параметры диссоциации и параметры полос эмиссии в зависимости от степени гидрогенизации.

2. Характеристики устойчивости Н-ПАУ к ультрафиолетовому излучению

Н-ПАУ оказываются менее устойчивыми, чем ПАУ в нормальном и дегидрогенизированном состояниях. Для последних доминирующим является канал отделения атомов водорода, тогда как отделение углеводородсодержащих соединений менее вероятно и начинает происходить, когда молекула уже потеряла значительную часть атомов водорода.

При этом наиболее распространенным углеродсодержащим соединением является молекула ацетилена (C_2H_2). По мере увеличения числа дополнительных атомов водорода в молекуле ПАУ, вероятность отделения углеродсодержащих соединений увеличивается, тогда как вероятность отделения водорода снижается. Продукты диссоциации становятся разнообразными, встречаются не только C_2H_2 , но и различные соединения C_nH_y , C_2H_y , C_3H_y . Выход каждого из них зависит как от самой молекулы, так и степени насыщения водородом.

В этой работе основной интерес уделяется параметрам диссоциации, используемым в моделях разрушения ПАУ. Эти параметры измеряются в лабораторных экспериментах, они варьируются для разных молекул и разных состояний, поэтому для моделей берутся некие усредненные значения. На основе работ [3] и [4] для нормального состояния можно принять следующие значения: $E_0 = 4.3$ и 4.6 эВ, $\Delta S = 11.8$ и 10.0 кал K^{-1} моль $^{-1}$ для водорода и ацетилена, соответственно. Для Н-ПАУ в работе [3] имеются оценки E_0 и ΔS для канала отделения атома водорода ($1.4/1.55$ эВ (нейтральные/ионизированные) и 13.3 кал K^{-1} моль $^{-1}$), но для C_2H_2 таких оценок не проводилось. Однако в работе [2] измерены значения выхода ацетилена ($Y_{C_2H_2}$) и других углеродсодержащих фрагментов, Y_{frag} , для молекулы коронена при разных количествах атомов водорода, а также показано, как эти выходы соотносятся с выходом атомов водорода, Y_H . Величина $Y_{C_2H_2}$ увеличивается по мере насыщения ПАУ водородом, Y_H уменьшается, Y_{frag} увеличивается относительно $Y_{C_2H_2}$. В состоянии максимальной гидрогенизации $Y_{C_2H_2}$ превосходит значение для ПАУ в нормальном состоянии примерно в 50 раз, Y_H относительно выхода всех фрагментов падает примерно в 2 раза, Y_{frag} составляет около 30% от $Y_{C_2H_2}$.

Мной вычислены теоретические значения $Y_{C_2H_2}$ при разных предположениях о значении E_0 , но при фиксированном значении ΔS . Схема расчета аналогична той, которая описана в работе [5], за исключением вычисления константы скорости диссоциации, для оценки которой использовались выражения, приведенные в работе [6]. Методом наименьших квадратов найдены значения E_0 для нейтральных ПАУ и катионов, которые удовлетворяют экспериментальным результатам для ПАУ с разным количеством атомов водорода. Значение E_0 для ацетилена падает от 4.6 до 1.4 эВ для ионизированных ПАУ и до 1.25 эВ для нейтральных ПАУ при переходе от нормального состояния до максимально гидрогенизированного. Изменение E_0 в зависимости от отношения между числом атомов водорода в насыщенном состоянии и их числом в нормальном состоянии (f_H^{extra}) можно опи-

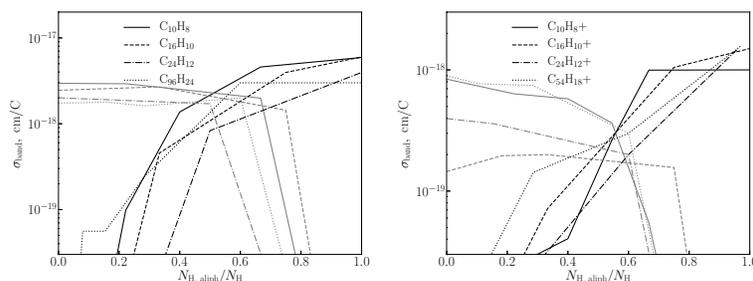


Рис. 1: Зависимость интегрального сечения поглощения полос на 3.3 и 3.4 мкм для конкретных молекул ПАУ от доли алифатических связей в молекуле. Слева — нейтральные ПАУ, справа — ионизированные.

сать функцией $E_0 = a \cdot (f_{\text{H}}^{\text{extra}})^{-b} + c$. Снова методом наименьших квадратов найдены коэффициенты a , b , c : для нейтральных ПАУ они принимают значения 0.04, 1.87, 1.27, соответственно, для ионизированных — 0.05, 1.82, 1.40. Таким образом, используя эту функцию при вычислении темпа диссоциации, можно найти значение E_0 для любого состояния молекулы ПАУ.

3. Инфракрасные особенности Н-ПАУ

В спектрах ПАУ в нормальном состоянии гидрогенизации присутствует полоса на 3.3 мкм, соответствующая ароматической связи С–Н, но отсутствует полоса на 3.4 мкм, соответствующая алифатической связи С–Н. Для расчета оптических свойств (конкретно, сечения поглощения σ_{abs}) в качестве основы можно взять сечения поглощения ПАУ, предложенные в работе [7], которые соответствуют ПАУ в нормальном состоянии гидрогенизации, то есть без дополнительных атомов водорода. Каждая полоса описывается с помощью Друдовского профиля с несколькими параметрами: центральной длиной волны, полушириной (FWHM) и интегральным сечением поглощения (σ_{band}). В этой работе оригинальные σ_{abs} модифицируются за счет варьирования FWHM и σ_{band} в зависимости от степени гидрогенизации.

Для оценки параметров полос используется база данных инфракрасных свойств молекул ПАУ [8], а именно свойства следующих молекул: C_{10}H_8 , $\text{C}_{10}\text{H}_8^+$, $\text{C}_{16}\text{H}_{10}$, $\text{C}_{16}\text{H}_{10}^+$, $\text{C}_{24}\text{H}_{12}$, $\text{C}_{24}\text{H}_{12}^+$, $\text{C}_{54}\text{H}_{18}^+$, $\text{C}_{96}\text{H}_{24}$. Для каждой из этих молекул в базе данных имеются свойства для различных состояний гидрогенизации. Каждый дополнительный атом

Таблица 1: Коэффициенты для расчета интегральных сечений поглощения (столбцы 2 и 3) и FWHM (столбец 4).

Группа	$\langle a \rangle$	$\langle b \rangle$	FWHM
3.3, neutral	-0.437	2.151×10^{-18}	0.010
3.3, ionised	-0.337	2.694×10^{-19}	0.010
3.4, neutral	1.748	1.031×10^{-19}	0.015
3.4, ionised	2.745	4.649×10^{-21}	0.015

водорода образует две алифатических связи и тем самым понижает количество ароматических связей на 1. Учитывая это, можно оценить число алифатических ($N_{\text{H,aliph}}$) и ароматических ($N_{\text{H,arom}}$) связей в молекуле, зная полное количество атомов N_{H} . Полосы на 3.3 и 3.4 мкм включают в себя несколько слабых полос, которые можно объединить в одну широкую, что удобнее для сравнения с наблюдениями, так как в наблюдениях узкие полосы не разрешаются. Для полосы на 3.3 мкм захватываются все полосы в диапазоне от 3.22 до 3.32 мкм, а для полосы на 3.4 мкм — в диапазоне от 3.35 до 3.44 мкм. Получившиеся широкие полосы на 3.3 и 3.4 мкм описываются отдельными профилями для каждой из молекул, и методом наименьших квадратов находятся параметры σ_{band} и FWHM. Соотношения между найденными σ_{band} и $N_{\text{H,aliph}}/N_{\text{H}}$ показаны на рис. 1. По рисункам видно, что сечение поглощения ароматической полосы уменьшается с увеличением числа алифатических связей, тогда как сечение алифатической полосы, наоборот, увеличивается. Значение σ_{band} для состояния молекулы только с ароматическими связями меньше, чем для состояния только с алифатическими связями. Этот факт отмечался ранее в литературе и подтверждается в данной работе для бóльшей выборки ПАУ.

Представленные на рис. 1 соотношения можно описать функцией $\sigma_{\text{band}} = b \cdot 10^{a \cdot x}$ для каждой молекулы, где $x = N_{\text{H,aliph}}/N_{\text{H}}$. Параметры a и b находятся методом наименьших квадратов, затем значения параметров усредняются по всем молекулам отдельно для ароматических и алифатических полос нейтральных и ионизированных ПАУ. Эти усредненные коэффициенты представлены в табл. 1, где также приведены значения FWHM для каждого случая. Далее эти коэффициенты используются для расчета σ_{abs} при различных степенях гидrogenизации. На рис. 2 показаны вычисленные сечения поглощения в

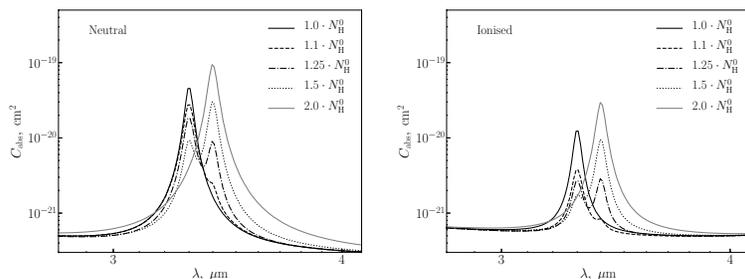


Рис. 2: Сечение поглощения вблизи 3 мкм в зависимости от числа атомов водорода в ПАУ. Слева — нейтральные ПАУ, справа — ионизированные.

районе 3 мкм для нескольких случаев с разным количеством атомов водорода в молекуле.

4. Заключение

В работе исследованы свойства фотостабильности и спектральные особенности Н-ПАУ. Получены следующие результаты: 1) найдены значения энергии активации для выделения ацетилена и предложено соотношение для вычисления этой энергии при заданном количестве атомов водорода; 2) сделаны оценки полуширин полос на 3.3 и 3.4 мкм; 3) представлено соотношение для вычисления интегрального сечения поглощения этих полос для нейтральных и ионизированных ПАУ; 4) рассчитаны сечения поглощения ПАУ в разных состояниях гидрогенизации.

Работа поддержана грантом РФФИ №18-32-20049.

Список литературы

1. L. J. Allamandola, D. M. Hudgins, and S. A. Sandford, *ApJ*, **511**, L115, 1999.
2. M. Rapacioli, S. Cazaux, N. Foley, A. Simon, R. Hoekstra, and T. Schlathöller, *Physical Chemistry Chemical Physics (Incorporating Faraday Transactions)*, **20**, 22427, 2018.
3. H. Andrews, A. Candian, and A. G. G. M. Tielens, *A&A*, **595**, A23, 2016.
4. E. R. Micelotta, A. P. Jones, and A. G. G. M. Tielens, *A&A*, **510**, A37, 2010.
5. M. S. Murga, S. A. Khoperskov, and D. S. Wiebe, *Astron. Rep.*, **60**, 669, 2016.
6. O. Berné and A. G. G. M. Tielens, *PNAS*, **109**, 401, 2012.

7. B. T. Draine and A. Li, *ApJ*, **657**, 810, 2007.
8. J. Bauschlicher, Charles W., A. Ricca, C. Boersma, and L. J. Allamandola, *ApJS*, **234**, 32, 2018.

Фронты диссоциации H_2 и CO в туманности Конская Голова

Кирсанова М.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Проведено моделирование фронтов диссоциации молекулярного водорода и CO в ФДО Конская Голова с помощью химико-динамической модели MARION. Показано, что в этом ФДО не происходит слияния фронтов диссоциации H_2 и CO как минимум в первые $2 \cdot 10^5$ лет модельного времени.

H_2 and CO dissociation fronts in the Horsehead Nebula

Kirsanova M.S.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The chemo-dynamical model MARION is used to model H_2 and CO dissociation fronts in the Horsehead PDR. It is found that the fronts do not merge with each other during at least the first $2 \cdot 10^5$ years of the model time.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.006

1. Введение

Ультрафиолетовое излучение молодых массивных звезд ионизует нейтральный газ, окружающий эти звезды, что приводит к образованию т.н. областей НП, напр. [1, 2]. Более мягкое УФ-излучение из диапазона 912–2000 Å проникает дальше внешней границы области НП и образует т.н. область фотодиссоциации (ФДО), напр. [3]. Несмотря на то что долгое время наблюдения линий излучения ионов, молекул и атомов в ФДО успешно объяснялись с помощью равновесных моделей (в т.ч. с неоднородной плотностью, но равновесных по давлению, см. напр.[4, 5]), недавние наблюдения линий молекул в ФДО Orion Bar вблизи Туманности Ориона в помощью интерферометра ALMA показали, что равновесная модель не работает [6]. Было обнаружено, что в Orion Bar фронты диссоциации молекулярного водорода и CO неразрешимы при наблюдениях с угловым разрешением $1''$. Кроме того, с их общим положением совпадают пики излучения в линиях молекул $\text{CO}(3-2)$ и $\text{HCO}^+(4-3)$. Благодаря этим наблюдениям стало ясно, что для описания ФДО необходимо применять более сложные модели. Объяснить наблюдения ФДО Orion Bar с ALMA позволило использование химико-динамической модели MARION, разработанной

в ИНАСАН [7]. В настоящей работе предпринимается попытка предсказать, как будет выглядеть ФДО в туманности Конская Голова при наблюдениях с ALMA в той же конфигурации. Результаты этой работы могут быть использованы при планировании новых наблюдений на современных интерферометрах.

2. Модель

В работе используется модификация модели MARION [8, 9, 10], идентичная представленной в работе [7] для Orion Bar, за исключением начальных условий. Во-первых, УФ-поле излучения вблизи Конской Головы, созданное звездой класса O9.5 V σ Ori, оценивается как $\chi = 60$, согласно работе [11]. Во-вторых, плотность нейтрального газа в туманности выше, чем в Orion Bar, и составляет примерно $5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. Обилия элементов приняты такими же как и в работе [7], хотя они выше, чем обычно используются для моделирования Конской Головы (напр. [12]). В отличие от вычислений из [7], в настоящей работе расчет проводился до модельного времени $t_{\text{mod}} \approx 1.8 \cdot 10^5$ лет, поскольку комбинация более высокой плотности и более слабого УФ-поля приводит к существенно меньшей скорости движения газа, чем было получено для Orion Bar. Модельные распределения интенсивности излучения были свернуты с функцией Гаусса для имитации наблюдений на интерферометре ALMA с пространственным разрешением $1''$.

Для моделирования переноса излучения в линиях молекул CO и HCO⁺ был использован пакет RADEX [13]. Константы столкновительного возбуждения CO и HCO⁺ с молекулярным водородом для вычислений интенсивностей линий с помощью RADEX были взяты из базы данных [14]. Дополнительно были учтены столкновения CO с атомарным водородом, согласно коэффициентам из работы [15]. При вычислениях использовался метод 2 в пакете RADEX для плоско-параллельного приближения.

3. Результаты

Химико-динамическое моделирование ФДО с параметрами Конской Головы показало, что скорость движения газа за весь интервал модельного времени не превышает 0.2 км сек^{-1} . Максимальная плотность газа достигает 10^6 см^{-3} в сжатой и движущейся области. Температура газа на освещенной стороне ФДО достигает 150 K и затем падает до 40 K вблизи фронта диссоциации CO и далее до 10 K в невозмущенной и неосвещенной области.

Пространственные распределения обилий молекул и интенсивностей излучения в линиях $CO(3-2)$ и $HCO^+(4-3)$ показаны на рис. 1. Источник излучения находится на рисунке слева, горизонтальная ось показывает расстояние от начала расчетной области, выраженное в угловых секундах для расстояния 400 пк [16]. Видно, что обилие атомарного водорода и иона H^+ не превышает обилия молекулярного водорода на всем интервале модельного времени. Переход $C^+/C/CO$ происходит таким образом, что обилие атомарного углерода меньше, чем обилия C^+ и CO . Таким образом, в модели Конской Головы нет слоя, где бы углерод преимущественно находился в атомарном виде. Обилие молекулярного водорода на представленных рисунках падает лишь на 20% на освещенной стороне ФДО. На распределениях обилия CO явно видно падение с освещенной стороны более чем на порядок величины. Фронт диссоциации CO находится на $r \approx 6''$ для момента $t_{mod} = 1.8 \cdot 10^5$ лет.

Если бы на ALMA были проведены наблюдения линий $CO(3-2)$ и $HCO^+(4-3)$ с угловым разрешением, сравнимым с тем, что использовалось при наблюдениях Ori α Var ($1''$), то наблюдатель бы не обнаружил слияния пиков излучения в этих линиях, как это произошло в Ori α Var [6]. Напротив, пики излучения $CO(3-2)$ и $HCO^+(4-3)$ удаляются друг от друга по мере прогрева молекулярного газа и возрастания обилия HCO^+ из-за ионизации газа космическими лучами. По мере роста плотности в сжатом слое яркость линии $CO(3-2)$ растет, но линия $HCO^+(4-3)$, которая образуется в более глубоком слое молекулярного газа, напротив, становится менее яркой, хотя и излучает со все более обширной области. Сравнение левых и правых панелей на рис. 1 показывает, что положение пика излучения CO (и фронта диссоциации CO) будет отличимо от фронта диссоциации молекулярного водорода при наблюдениях с помощью ALMA. В отличие от Ori α Var, фронты диссоциации H_2 и CO , а также пики излучения молекул CO и HCO^+ в Конской Голове не сольются. Это происходит за счет менее резкого роста плотности газа в сжатом слое и за счет отсутствия динамики пыли в Конской Голове.

4. Заключение

В работе проведено моделирование фронтов диссоциации молекулярного водорода и CO в ФДО с параметрами туманности Конская Голова с помощью химико-динамической модели MARION. Показано, что в ФДО, образованной источником излучения с $\chi = 60$, не происходит слияния фронтов диссоциации H_2 и CO как минимум на отрезке

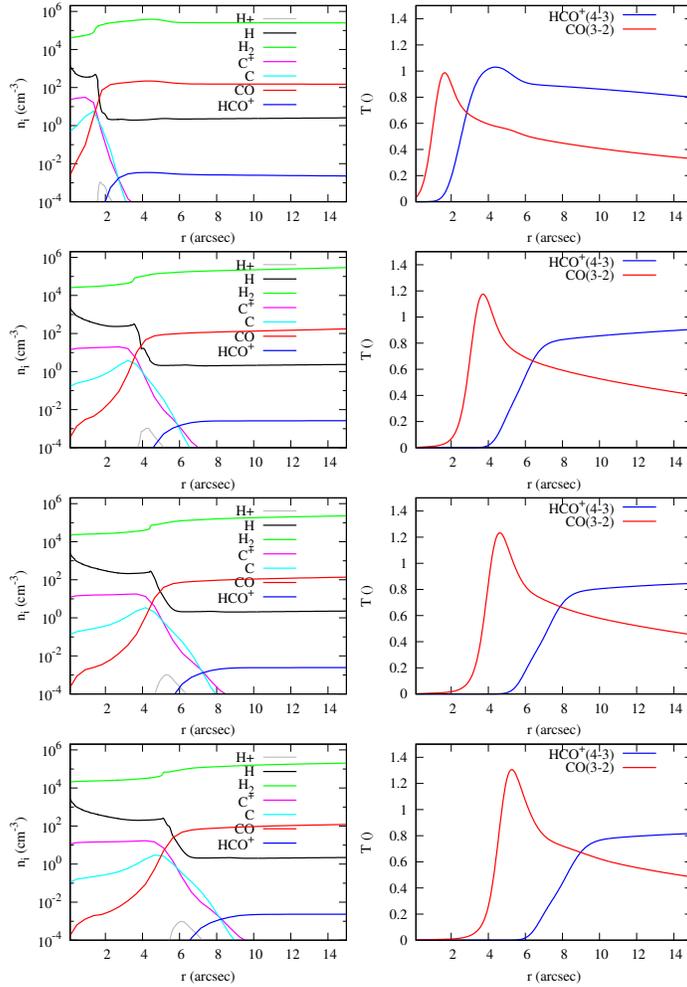


Рис. 1: Пространственные распределения обилий (слева) и профилей линий излучения молекул (справа) для моментов времени (сверху вниз) $t_{\text{mod}} = 0.2, 1.0, 1.4, 1.8 \cdot 10^5$ лет. Яркостные температуры линий нормированы на значение при $t_{\text{mod}} = 0.2 \cdot 10^5$ лет.

времени $t_{\text{mod}} = 1.8 \cdot 10^5$ лет, что сравнимо с оценками возраста типичных областей ИП. Не происходит также и слияния пиков излучения в линиях CO(3-2) и HCO+(4-3) в отличие от ФДО Orion Bar. При

наблюдениях Конской Головы с интерферометром ALMA пики излучения в этих линиях будут разделены не менее чем на $3-6''$.

Список литературы

1. W. G. Mathews, *ApJ*, **142**, 1120, 1965.
2. L. Spitzer, *Physical processes in the interstellar medium* (1978).
3. A. G. G. M. Tielens and D. Hollenbach, *ApJ*, **291**, 722, 1985.
4. A. G. G. M. Tielens, M. M. Meixner, P. P. van der Werf, J. Bregman, J. A. Tauber, J. Stutzki, and D. Rank, *Science*, **262**, 86, 1993.
5. E. W. Pellegrini, J. A. Baldwin, G. J. Ferland, G. Shaw, and S. Heathcote, *ApJ*, **693**, 285, 2009.
6. J. R. Goicoechea, J. Pety, S. Cuadrado, J. Cernicharo, et al., *Nature*, **537**, 207, 2016.
7. M. S. Kirsanova and D. S. Wiebe, *MNRAS*, **486**, 2525, 2019.
8. M. S. Kirsanova, D. S. Wiebe, and A. M. Sobolev, *Astron. Rep.*, **53**, 611, 2009.
9. Y. N. Pavlyuchenkov, M. S. Kirsanova, and D. S. Wiebe, *Astron. Rep.*, **57**, 573, 2013.
10. V. V. Akimkin, M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, and D. S. Wiebe, *MNRAS*, **449**, 440, 2015.
11. J. Pety, D. Teyssier, D. Fossé, M. Gerin, E. Roueff, A. Abergel, E. Habart, and J. Cernicharo, *A&A*, **435**, 885, 2005.
12. J. R. Goicoechea, J. Pety, M. Gerin, D. Teyssier, E. Roueff, P. Hily-Blant, and S. Baek, *A&A*, **456**, 565, 2006.
13. F. F. S. van der Tak, J. H. Black, F. L. Schöier, D. J. Jansen, and E. F. van Dishoeck, *A&A*, **468**, 627, 2007.
14. F. L. Schöier, F. F. S. van der Tak, E. F. van Dishoeck, and J. H. Black, *A&A*, **432**, 369, 2005.
15. B. Yang, P. C. Stancil, N. Balakrishnan, R. C. Forrey, and J. M. Bowman, *ApJ*, **771**, 49, 2013.
16. K. M. Menten, M. J. Reid, J. Forbrich, and A. Brunthaler, *A&A*, **474**, 515, 2007.

Инфракрасное излучение компактных областей HII S235A и S235C

Кирсанова М.С., Топчиева А.П., Павлюченков Я.Н.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В этой работе мы моделируем инфракрасное излучение пыли на длинах волн 8, 24 и 70 мкм в компактных областях HII S235A и S235C с помощью сферически-симметричной химико-динамической модели MARION и модели переноса излучения пыли NATALY.

Infrared emission of compact HII regions S235A and S235C

Kirsanova M.S., Topchieva A.P., Pavlyuchenkov Ya.N.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

In the present study we model infrared emission of dust grains at 8, 24 and 70 μm in compact HII regions S235A and S235C using spherical chemo-dynamical model MARION and radiation transfer model NATALY.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.007

1. Введение

Обзоры неба, выполненные в инфракрасном (ИК) диапазоне космическими обсерваториями «Spitzer», «Herschel» и WISE, показали, что в диске Галактики наблюдается несколько тысяч ИК кольцевых туманностей (напр. [1]). В большинстве случаев эти туманности представляют собой ИК-изображения областей ионизованного водорода (HII) [2]. Несмотря на то что в ИК наблюдается кольцо, оно может не являться проекцией сферической оболочки на картинную плоскость, как это установлено, например, для видимой в оптике области HII RCW120 в работе [3]. В ИНАСАН был создан каталог областей HII, которые не видны в оптическом диапазоне и, по-видимому, глубоко погружены в родительский газ молекулярного облака [4, 5]. Исследование этих погруженных областей показало, что даже их форма далека от полностью сферической [6], хотя особенности ИК-излучения пыли описываются 3D-моделью лучше, чем 2D-моделью области HII, окруженной плоским облаком [7]. В этой работе мы исследуем более ранние (компактные) стадии развития областей HII, чем, например, в работе

[6], чтобы проверить однородно ли распределено нейтральное вещество вокруг этих объектов. В качестве примера компактных областей Н II были выбраны области S235A и S235C, форма которых близка к округлой на интерферометрических изображениях в радиоконтинууме, см. [8]. В этой же работе было показано, что обе области Н II созданы звездами спектрального класса В0.5.

2. Архивные ИК-данные

Для моделирования ИК-излучения пыли в компактных областях Н II мы используем архивные данные телескопа «Spitzer» на 8, 24 и 70 мкм. Пространственное разрешение используемых данных составляет 6, 6 и 18 угловых секунд, соответственно. Используя эти данные, мы построили 6 радиальных профилей интенсивности излучения по направлению от положения ионизирующей звезды к периферии для каждой из областей Н II, см. рис. 1.

3. Теоретическая модель

Моделирование проводилось с помощью кода MARION, разработка которого описана в работах [9, 3, 10, 11]. Рассмотрев, кроме излучения пыли, излучения в линиях [C II] на длине волны 158 мкм и [O I] на 63 мкм, мы выбрали наиболее подходящую модель исходя из следующих критериев: 1) наблюдаемый размер областей Н II составляет 0.2–0.3 пк, 2) электронная плотность в модели согласуется с наблюдаемой (1000 и 500 см^{-3} для S235A и S235C, соответственно) в пределах фактора 2, 3) модельные интенсивности ИК-излучения в линиях совпадают с наблюдаемыми в пределах фактора 2 (Кирсанова и др., готовится к печати). В результате наилучшее совпадение для обеих областей Н II показали модели, где ионизирующим источником является звезда главной последовательности с эффективной температурой 27000 К. Начальная плотность газа в модели равна $5 \cdot 10^4$ и $5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ для S235A и S235C, соответственно. Модельный возраст областей Н II равен 60 и 30 тысяч лет, соответственно. Модель пыли соответствует той, что использовалась в работе [11]. Теоретические спектры для звезд главной последовательности, используемые в MARION, калиброваны в соответствии с современными данными о светимостях OB-звезд [12]. Используя полученные теоретические распределения плотности пыли, мы провели моделирование переноса излучения в континууме с помощью программы NATALY [13].

4. Результаты моделирования

На рис. 1 показаны наблюдаемые и теоретические радиальные распределения интенсивности ИК-излучения для S235A и S235C. При построении теоретических распределений была проведена свертка с диаграммой направленности телескопа, которая составляет значительную долю от углового размера областей Н II на 24 и 70 мкм. На теоретических распределениях без конволюции виден острый пик ИК-излучения, который образуется вокруг области Н II в плотном слое нейтрального вещества, собранного и уплотненного ударной волной. После конволюции на теоретических распределениях интенсивности пик в направлении плотной оболочки пропадает на 8 и 24 мкм, оставаясь видимым только на длине волны 70 мкм. На наблюдаемых распределениях интенсивности излучения этот пик не выражен, подобно, например, области Н II RCW 120 [3], или выражен слабо.

Наблюдаемое излучение на длине волны 8 мкм в пределах фактора 2 согласуется с результатом модели для S235A, но на порядок величины ниже, чем модельное для S235C. Возможно, это связано со слишком низким выбранным значением начальной плотности для модели S235C, из-за чего УФ-излучение проникает в молекулярное облако глубже, чем в реальном объекте. Кроме того, как было показано в работе [3], ПАУ разрушаются в областях Н II мощным ультрафиолетом, но этот процесс не включен в наши расчеты. Стоит заметить, что модель показывает плато в направлении на центральную часть S235C, однако в наблюдательных данных этого плато нет, а видна яркая эмиссия в направлении ионизирующей звезды. Поэтому, в отличие от центральной депрессии на 8 мкм в области Н II RCW120, которая объясняется разрушением ПАУ вблизи массивной звезды класса O7 [3], мы не можем сделать такого же вывода для ПАУ в области Н II вблизи звезды класса B0.5.

Изображение S235A на длине волны 24 мкм засвечено, поэтому мы не используем его для анализа. Наше теоретическое распределение интенсивности на 24 мкм в S235C хорошо согласуется с наблюдаемым как по интенсивности, так и по морфологии — слабо контрастное кольцо с ярким излучением в центральной части. Теоретические интенсивности на 70 мкм в обеих областях Н II превышают наблюдаемые в 2–2.5 раза в S235A и в 4 раза в S235C. Наша модель является сферически-симметричной: область Н II со всех сторон окружена нейтральными газом и пылью. Причем, кроме повышенной плотности в слое, который сгребла ударная волна при расширении области Н II, в остальном молекулярном облаке плотность распределена однородно.

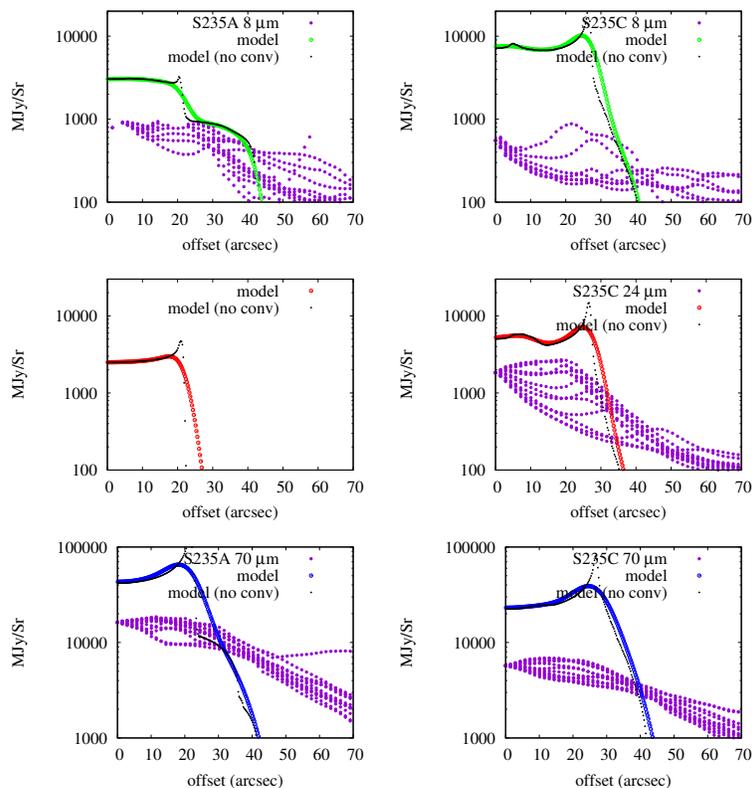


Рис. 1: Радиальные профили интенсивности ИК-излучения в S235A (слева) и S235C (справа) на 8 (вверху), 24 (в середине) и 70 (снизу) мкм. Наблюдаемые профили показаны фиолетовым цветом, теоретические: черным (без конволюции) и красным (с конволюцией).

По-видимому, в S235A и S235C это не так: мы видим яркую центральную часть и быстрое спадание яркости за плотным слоем в модели на 70 мкм, но наблюдаемые радиальные профили значительно менее контрастны. Возможно, этот эффект, видимый на 8 и 70 мкм, связан с тем, что ультрафиолетовое излучение проникает через неоднородности глубоко в молекулярное облако и приводит к свечению ПАУ и нагреву крупной пыли далеко от ионизирующей звезды.

5. Заключение

Проведя теоретическое моделирование ИК-излучения пыли на 8, 24 и 70 мкм, мы показали, что даже вблизи компактных областей II S235A и S235C распределение нейтрального вещества родительского молекулярного облака существенно неоднородно.

Работа поддержана грантом РФФИ 17-02-00521 А.

Список литературы

1. R. J. Simpson, M. S. Povich, S. Kendrew, C. J. Lintott, et al., *MNRAS*, **424**, 2442, 2012.
2. L. Deharveng, F. Schuller, L. D. Anderson, A. Zavagno, et al., *A&A*, **523**, A6, 2010.
3. Y. N. Pavlyuchenkov, M. S. Kirsanova, and D. S. Wiebe, *Astron. Rep.*, **57**, 573, 2013.
4. A. P. Topchieva, D. S. Wiebe, M. S. Kirsanova, and V. V. Krushinskii, *Astron. Rep.*, **61**, 1015, 2017.
5. A. Topchieva, D. Wiebe, and M. S. Kirsanova, *Research in Astronomy and Astrophysics*, **18**, 091, 2018.
6. A. P. Topchieva, M. S. Kirsanova, and A. M. Sobolev, *Astron. Rep.*, **62**, 764, 2018.
7. A. P. Topchieva, V. V. Akimkin, and G. V. Smirnov-Pinchukov, *arXiv e-prints*, arXiv:1905.11077, 2019.
8. F. P. Israel and M. Felli, *A&A*, **63**, 325, 1978.
9. M. S. Kirsanova, D. S. Wiebe, and A. M. Sobolev, *Astron. Rep.*, **53**, 611, 2009.
10. V. V. Akimkin, M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, and D. S. Wiebe, *MNRAS*, **449**, 440, 2015.
11. V. V. Akimkin, M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, and D. S. Wiebe, *MNRAS*, **469**, 630, 2017.
12. L. J. Smith, R. P. F. Norris, and P. A. Crowther, *MNRAS*, **337**, 1309, 2002.
13. Y. N. Pavlyuchenkov, D. S. Wiebe, V. V. Akimkin, M. S. Khramtsova, and T. Henning, *MNRAS*, **421**, 2430, 2012.

О возможных наблюдательных проявлениях взаимодействующих аккреционных дисков в двойных звездах Т Тельца с эллиптическими орбитами

Сытов А.Ю., Кононов Д.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

По результатам численного моделирования оболочки двойной звезды типа Т Тельца с эллиптической орбитой проведена оценка вариации блеска системы, вызванная столкновением аккреционных дисков и последующим усилением диссипативных процессов. Для реализации этой задачи предложен метод восстановления болометрической кривой блеска путем решения обратной задачи для уравнения энергии над дискретным набором распределений газодинамических величин.

On possible observational manifestations of interacting accretion discs in T Tauri binaries with elliptic orbits

Sytov A.Yu., Kononov D.A.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Using the results of numerical simulation we estimate luminosity variations of the circumbinary envelope of a T Tauri type binary system with elliptic orbit caused by collision of circumstellar accretion discs and following increase in energy dissipation. For the purpose of such analysis we propose a method for restoration of bolometric light curve from a discrete set of gasdynamical quantities distributions by solving an inverse problem for the energy equation.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.008

1. Введение

В классических двойных звездах типа Т Тельца, имеющих большой эксцентриситет орбиты, возможно столкновение аккреционных дисков компонентов системы вблизи периастра. Это было показано в теоретических работах по моделированию околозвездных оболочек таких систем [1, 2, 3] и подтверждается наблюдательными данными [4, 5, 6]. Для сравнения результатов численного моделирования и наблюдательных данных необходимо получение синтетических наблюдательных данных (кривых блеска, спектров, и т.д.), что в свою очередь

требует использования вычислительно ресурсоемких методов радиационного переноса и наличия самосогласованного распределения температуры в результатах моделирования. При выполнении газодинамических расчетов в случае оптически тонкой среды вместо моделирования переноса излучения в явном виде часто используется приближенный учет эффектов радиационного нагрева и охлаждения при помощи локальных функций нагрева и охлаждения, определяющих изменение внутренней энергии в зависимости от состояния среды, при этом самосогласованное поле излучения не рассчитывается, но может постулироваться и неявно входить в функцию нагрева. Если функции радиационного нагрева и охлаждения для условий задачи не определены, при моделировании газодинамики может на практике использоваться еще более простой подход в виде ограничения температуры в решении. При этом формально можно определить некоторые эффективные функции нагрева и охлаждения, соответствующие такому процессу ограничения температуры, однако они не будут выражать в себе физику взаимодействия излучения с веществом. Для построения адекватных синтетических наблюдательных данных (спектров, кривых блеска) требуется знать корректную температуру вещества в газодинамическом решении, но при использовании различных упрощенных подходов к учету радиационного нагрева-охлаждения значение температуры в такой модели может существенно отличаться от существующего в описываемом моделью объекте, что делает синтетические наблюдательные данные неадекватными реальному объекту.

В настоящей работе мы предлагаем альтернативный метод восстановления болометрической кривой блеска посредством решения обратной задачи для уравнения энергии через анализ динамики распределения газодинамических величин. Предлагаемый метод не требует знания корректной температуры, поскольку вклад радиационного нагрева-охлаждения вычисляется из динамики полной энергии, а не из статического пространственного распределения. В дальнейшем изложении подразумевается, что метод применяется к данным ранее произведенного газодинамического моделирования, для которого не требуется знать, какой именно метод учета радиационно-тепловых процессов использовался. Задачей метода восстановления является вычисление такого теплового эффекта вне зависимости от способа вычисления температуры, применявшегося при моделировании газодинамики. В идеальном случае, восстанавливаемая величина источника будет являться разностью между излученной и поглощенной мощностью, положительные значения которой можно считать светимостью,

а отрицательные будут соответствовать мощности радиационного нагрева среды. Если результаты моделирования были получены с использованием указанных выше упрощенных подходов к расчету температуры, в эту величину также войдет изменение внутренней энергии за счет ограничения температуры снизу при адиабатическом расширении, что может привести к завышенным значениям мощности радиационного нагрева.

2. Метод

Метод восстановления болометрической кривой блеска основан на вычислении мощности радиационного нагрева-охлаждения из уравнения энергии по имеющимся распределениям газодинамических величин — плотности ρ , скорости \mathbf{v} и давления P — в различные моменты времени. Будем считать, что распределения ρ, \mathbf{v}, P получены в результате численного решения системы уравнений (1) и их значения известны в объеме расчетной области в дискретные последовательные моменты времени t_i . В дифференциальном виде система уравнений гравитационной газовой динамики имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) &= -\nabla P - \rho \nabla \Phi \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \varepsilon + \frac{\rho \mathbf{v}^2}{2} \right) + \nabla \cdot \left[\left(\rho \varepsilon + \frac{\rho \mathbf{v}^2}{2} + P \right) \mathbf{v} \right] &= -\rho \mathbf{v} \cdot \nabla \Phi + W_r \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ — плотность газа, \mathbf{v} — скорость, ε — внутренняя энергия и P — давление, Φ — гравитационный потенциал, W_r — плотность мощности радиационного нагрева-охлаждения. Подробности модели изложены в работах [7, 8].

Рассмотрим в расчетной области объем V , имеющий границу S . Вклад радиационного нагрева-охлаждения в среднюю болометрическую светимость вещества в объеме V на интервале времени $\Delta t = t_{i+1} - t_i$ можно определить через W_r как

$$L_V = -\frac{1}{\Delta t} \int_{t_i}^{t_{i+1}} dt \int_V W_r dV. \quad (2)$$

Чтобы найти значение L_V , необходимо рассмотреть уравнение энергии из системы (1) в интегральном виде

$$\Delta E_V + F_S \Delta t = A_V - L_V, \quad (3)$$

где ΔE_V — изменение полной энергии в объеме V , F_S — поток энтальпии через границу S , A_V — работа потенциальных сил в объеме V . Далее рассмотрим каждое из слагаемых по отдельности, т.к. в силу дискретности моментов времени, в которые известны значения ρ , \mathbf{v} , P , методы их вычисления существенно различаются. Наиболее просто определяется ΔE_V :

$$\Delta E_V = \int_V \left(\rho\varepsilon + \frac{\rho\mathbf{v}^2}{2} \right) dV \Big|_{t_{i+1}} - \int_V \left(\rho\varepsilon + \frac{\rho\mathbf{v}^2}{2} \right) dV \Big|_{t_i}. \quad (4)$$

Для вычисления работы A_V необходимо знать изменение положения каждой точки внутри объема V за время Δt , для определения которого нужно знать величину градиентов гравитационного потенциала и газового давления в каждой точке в каждый момент времени. В то время как гравитационный потенциал определен аналитически и его градиент известен, информация о градиенте газового давления в промежуточные моменты времени между t_i и t_{i+1} отсутствует в исходных данных, поэтому вычислить A_V точно невозможно. Тем не менее, в предположении локального гидростатического равновесия работу A_V можно вычислить, воспользовавшись баллистическим приближением.

$$\begin{aligned} A_V &= \int_V \rho_i \int_{t_i}^{t_{i+1}} (\mathbf{v}_i + \delta\mathbf{v}) \cdot -\nabla\Phi(\mathbf{r}_i + \delta\mathbf{r}) dt dV \\ \delta\mathbf{r} &= \int_{t_i}^t \mathbf{v}_i + \delta\mathbf{v} d\tau \\ \delta\mathbf{v} &= \int_{t_i}^t -\nabla\Phi(\mathbf{r}_i + \delta\mathbf{r}) d\tau \end{aligned} \quad (5)$$

Вычисление потока энтальпии F_S через границу объема V возможно несколькими способами различной сложности. Если значения газодинамических величин на поверхности S можно считать постоянными в течение Δt , то поток вычисляется тривиально

$$F_S = \int_S H \mathbf{v} ds \quad (6)$$

где $H = \rho\varepsilon + \rho\mathbf{v}^2/2 + P$ — удельная энтальпия. Однако, если Δt достаточно велико и значения ρ , \mathbf{v} , P на поверхности S меняются за это время значительно, вычисление F_S существенно усложняется. Приближенные значения газодинамических величин на поверхности S в промежуточные моменты времени между t_i и t_{i+1} также можно получить исходя из предположения, что каждый элемент поверхности движется по баллистической траектории. В этом случае в каждой

точке поверхности S значения газодинамических величин в момент времени $t_i + \delta t$ будут соответствовать значениям, которые в момент времени t_i находились в точке траектории, соответствующий моменту времени $t_i - \Delta t + \delta t$.

$$\begin{aligned} F_S &= -\frac{1}{\Delta t} \int_S \int_{t_i - \Delta t}^{t_i} H(\mathbf{r}_i + \delta \mathbf{r})(\mathbf{v} + \delta \mathbf{v}) dt ds \\ \delta \mathbf{r} &= + \int_{t_i}^t \mathbf{v}_i + \delta \mathbf{v} d\tau \\ \delta \mathbf{v} &= - \int_{t_i}^t -\nabla \Phi(\mathbf{r}_i + \delta \mathbf{r}) d\tau \end{aligned} \quad (7)$$

3. Результаты

Вышеописанный метод был применен к результатам численного моделирования околозвездной оболочки UZ Tau E [9, 10]. Временное разрешение составляет $\overline{\Delta t} = 3 \cdot 10^{-3} P_{\text{orb}}$, что приемлемо для применения метода. Характерные длины баллистических траекторий при таком $\overline{\Delta t}$ малы относительно размеров основных элементов течения, поэтому поток F_S был рассчитан способом (6). На рис. 1 показан вычисленный вклад радиационного нагрева-охлаждения L_V в светимость оболочки за три орбитальных периода в единицах светимости системы в спокойном состоянии $L_0 \approx 0.63 L_\odot$ (см. [11]). Течение в оболочке носит квази-стационарный характер, что выражается в заметной вариации амплитуды кривой блеска между орбитальными периодами, тем не менее, форма и длительность вспышки повторяется. При расчете величины L_V в качестве объема V была использована область, включающая полости Роша обоих компонентов системы. Значения $L_V \geq 0$ можно интерпретировать как вклад в светимость системы, значения $L_V < 0$ соответствуют радиационному нагреву. Большие отрицательные значения $-L_V \sim L_0$ обусловлены использованной при моделировании функцией нагрева-охлаждения и соответствуют компенсации падения температуры при адиабатическом расширении. На рис. 2 показана синтетическая кривая блеска с учетом среднего блеска в спокойном состоянии $m_0 = 12.7$ [12]. Амплитуда колебаний выше m_0 составляет ≈ 2.5 звездные величины, что сопоставимо с амплитудой колебаний наблюдательной кривой блеска, которая в различных фотометрических полосах составляет от 1.5 до 3.5 величин [4].

Длительность вспышки и орбитальная фаза совпадают с наблюдаемыми: увеличение блеска начинается за $0.1 P_{\text{orb}}$ до периастра и длится $0.3 P_{\text{orb}}$, при этом активная фаза, в которой светимость существенно возрастает, более короткая — она начинается сразу после периастра и длится $0.2 P_{\text{orb}}$. Следует особо подчеркнуть один важный момент: приведенные на рис. 1 и рис. 2 величины отражают только до-

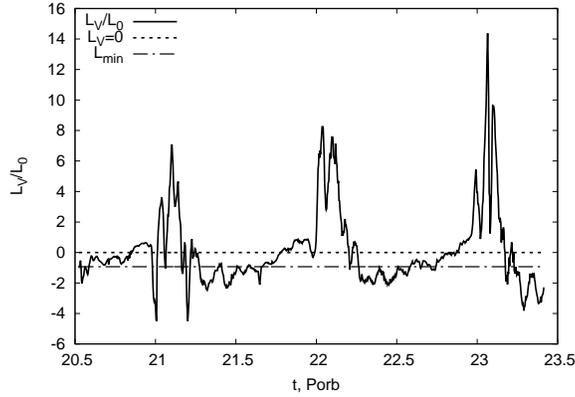


Рис. 1: Вклад радиационного нагрева-охлаждения в светимость оболочки UZ Тау Е в области аккреционных дисков. Пунктирными линиями показан уровень $L_V = 0$ и уровень L_{\min} , соответствующий минимальному наблюдаемому блеску системы $m_{\min} = 15.6$.

лю светимости, связанную с диссипацией кинетической энергии аккреционных дисков во время их столкновения в периастре и не учитывают вклад излучения, связанного с аккрецией из околозвездных аккреционных дисков на сами звезды. Авторы не ставили своей целью детальное сравнение вклада различных источников излучения в полную светимость системы, но, по предварительным оценкам, доля светимости от аккреции на звезды при темпе $\dot{M} = 10^{-7} \sim 10^{-9} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ [9] находится в пределах $0.05 \sim 0.8 L_0$ и не превышает $2L_0$ в максимуме. Это в несколько раз меньше, чем пиковая светимость околозвездной оболочки в области аккреционных дисков при их столкновении в периастре, но в среднем больше, чем светимость этой части оболочки в оставшуюся часть орбитального периода.

Список литературы

1. A. I. Gómez de Castro, J. López-Santiago, A. Talavera, A. Y. Sytov, and D. Bisikalo, *ApJ*, **766**, 62, 2013.
2. A. I. Gómez de Castro, R. O. P. Loyd, K. France, A. Sytov, and D. Bisikalo, *ApJL*, **818**, L17, 2016.
3. A. Y. Sytov, in *A.A. Boyarchuk Memorial Conference*, 209–214 (2018).
4. E. L. N. Jensen, S. Dhital, K. G. Stassun, J. Patience, W. Herbst, F. M. Walter, M. Simon, and G. Basri, *AJ*, **134**, 241, 2007.

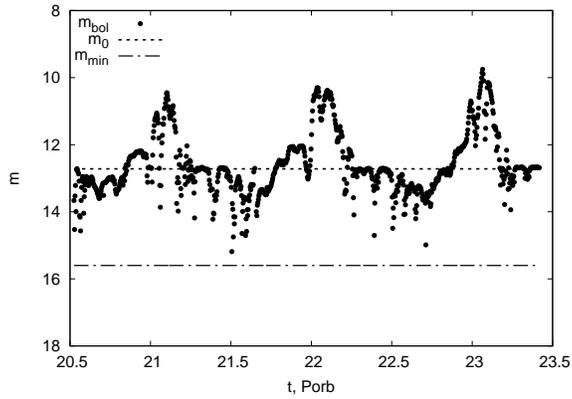


Рис. 2: Синтетическая кривая блеска системы UZ Тау E, построенная относительно m_0 с учетом только вклада L_V . Пунктирными линиями показан средний $m_0 = 12.7$ и минимальный $m_{\min} = 15.6$ наблюдаемый блеск системы. Значения $L_V < 0$ учтены с пропорциональной поправкой на минимальный блеск.

5. D. R. Ardila, C. Jonhs-Krull, G. J. Herczeg, R. D. Mathieu, and A. Quijano-Vodniza, *ApJ*, **811**, 131, 2015.
6. B. M. Tofflemire, R. D. Mathieu, G. J. Herczeg, R. L. Akeson, and D. R. Ciardi, *ApJL*, **842**, L12, 2017.
7. A. Y. Sytov, in *A.A. Boyarchuk Memorial Conference*, 197–202 (2018).
8. A. Y. Sytov and A. M. Fateeva, *Astron. Rep.*, **XX**, YY, 2019.
9. A. Y. Sytov and A. M. Fateeva, *INASAN Proceedings*, **3**, 212, 2019.
10. A. Y. Sytov and A. M. Fateeva, *INASAN Proceedings*, **3**, 219, 2019.
11. L. Prato, M. Simon, T. Mazeh, S. Zucker, and I. S. McLean, *ApJL*, **579**, L99, 2002.
12. N. Zacharias, C. T. Finch, T. M. Girard, A. Henden, J. L. Bartlett, D. G. Monet, and M. I. Zacharias, *AJ*, **145**, 44, 2013.

Методы астрономии

Энтропийные поправки в МГД схеме Roe

Жилкин А.Г.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Рассмотрены особенности построения энтропийных поправок в схеме Roe для уравнений магнитной гидродинамики. Показано, что для быстрых магнитозвуковых характеристик может быть использована поправка Эйфельдта. В случае медленных магнитозвуковых характеристик для согласования МГД схемы с чисто газодинамической схемой необходимо использовать модифицированную энтропийную поправку. Представлены результаты тестовых численных расчетов задачи Римана, демонстрирующие эффективность предложенных поправок.

Entropy fixes in MHD Roe scheme

Zhilkin A.G.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The features of the construction of entropy fixes in Roe scheme for the equations of magnetohydrodynamics are considered. It is shown that the Einfeldt fix can be used for fast magnetosonic characteristics. In the case of slow magnetosonic characteristics, it is necessary to use a modified entropy fix to align the MHD scheme with a pure gas-dynamic one. Results of test numerical calculations of the Riemann problem, demonstrating the efficiency of the proposed fixes, are presented.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.009

1. Введение

Для численного моделирования астрофизических течений часто используется разностная схема Roe [1]. Эта схема основана на решении линеаризованной задачи Римана о распаде произвольного разрыва. Для уравнений идеальной магнитной гидродинамики схема Roe была впервые описана в работе [2] (см. также монографию [3]). При построении матрицы (матрица Roe) линеаризованной системы уравнений учитываются определенные условия. В частности, решение линеаризованной задачи о распаде разрыва должно удовлетворять тем же интегральным законам сохранения, что и решение исходной нелинейной системы. Решение задачи Римана для линейных уравнений гиперболического типа представляет собой совокупность сильных разрывов,

скорости которых равны соответствующим собственным значениям матрицы Роу.

Основным недостатком метода Роу следует, по-видимому, считать то, что решение линейной системы, качественно повторяя решение исходной нелинейной задачи, не содержит центрированных волн разрежения. Решение состоит только из сильных разрывов, некоторые из которых могут не удовлетворять условию эволюционности [3]. Впрочем, что для большинства случаев из-за численной вязкости метод Роу работает корректно, даже если точное решение исходной задачи включает волны разрежения. Исключением являются решения с трансзвуковыми волнами разрежения, для корректного учета которых используются специальные эволюционные поправки.

В данной работе рассматриваются особенности построения таких эволюционных поправок в схеме Роу для уравнений магнитной гидродинамики.

2. Энтропийная поправка

Как известно, при прохождении вещества через ударную волну его энтропия должна возрастать [4]. Ударные волны, удовлетворяющие этому условию, называются эволюционными. В идеальном газе эволюционными являются только ударные волны сжатия. Ударные волны разрежения не удовлетворяют условию эволюционности и поэтому являются нефизическими.

В схеме Роу все волны разрежения, возникающие в точном решении задачи Римана, заменяются ударными волнами. Поэтому такие ударные волны не будут удовлетворять условию эволюционности. Причина возникновения неэволюционных разрывов в схеме Роу состоит в следующем. Для стационарных ударных волн, положение которых в пространстве не изменяется, матрица вязкости дает нулевое собственное значение. При этом неважно, являются ли такие волны эволюционными или нет. Это обстоятельство безусловно играет положительную роль в случае эволюционных ударных волн, поскольку это приводит к уменьшению численной вязкости. Однако для предотвращения появления неэволюционных стационарных ударных волн необходимо в соответствующем месте увеличить численную вязкость.

Такие подходы были предложены рядом авторов в работах [5, 6, 7, 8]. Однако, по-видимому, наиболее простой и эффективный метод был предложен Эйфельдтом [9]. Энтропийная поправка Эйфельдта построена таким образом, что она воздействует только на неэволюци-

онные ударные волны, в то время как на эволюционные скачки эта операция не оказывает влияния.

Суть энтропийной поправки Эйнфельдта для схемы Роу заключается в следующем. Рассмотрим в приближении Роу решение задачи Римана о распаде произвольного разрыва. Величины, описывающие начальное состояние слева от разрыва, будем помечать символом L , а соответствующие величины справа от разрыва — символом R . Собственные значения матрицы Роу, определяющие скорости распространения ударных волн (SW), можно записать в виде $\lambda_{\pm SW} = v_* \pm u_*$, где v_* — поперечная к плоскости разрыва компоненты вектора скорости газа, u_* — скорость распространения ударной волны относительно газа. В чисто газодинамическом случае u_* равна скорости звука c_* . В случае магнитной гидродинамики величина u_* может быть равна либо быстрой магнитозвуковой скорости u_{F*} , либо медленной магнитозвуковой скорости u_{S*} .

Для предотвращения появления неэволюционных скачков вместо исходных выражений для собственных значений будем подставлять в схему Роу модифицированные выражения:

$$\lambda_{+SW} = \max \{v_* + u_*, v_R + u_R\}, \quad (1)$$

$$\lambda_{-SW} = \min \{v_* - u_*, v_L + u_L\}. \quad (2)$$

Как показывают тестовые расчеты для случая уравнений газодинамики (см., например, [3]) такая поправка работает корректно и, действительно, предотвращает появление в решении ударных волн разрежения.

В случае магнитной гидродинамики энтропийную поправку необходимо использовать для быстрых и медленных характеристик для предотвращения появления в решении как быстрых, так и медленных ударных волн разрежения. Заметим, что в отсутствие магнитного поля быстрая магнитозвуковая скорость переходит в скорость звука, $u_{F*} \rightarrow c_*$. Поэтому энтропийная поправка для быстрых волн в этом пределе переходит в соответствующую поправку для звуковых волн в чисто газодинамической схеме Роу-Эйнфельдта. Однако для медленных волн это уже не так. В отсутствие магнитного поля медленная магнитозвуковая скорость стремится к нулю, $u_{S*} \rightarrow 0$. Поэтому модифицированные собственные значения для медленных волн не перейдут в соответствующие собственные значения для вихревых характеристик в газодинамической схеме Роу, для которых $\lambda = v_*$. Следовательно такая схема Роу-Эйнфельдта для уравнений магнит-

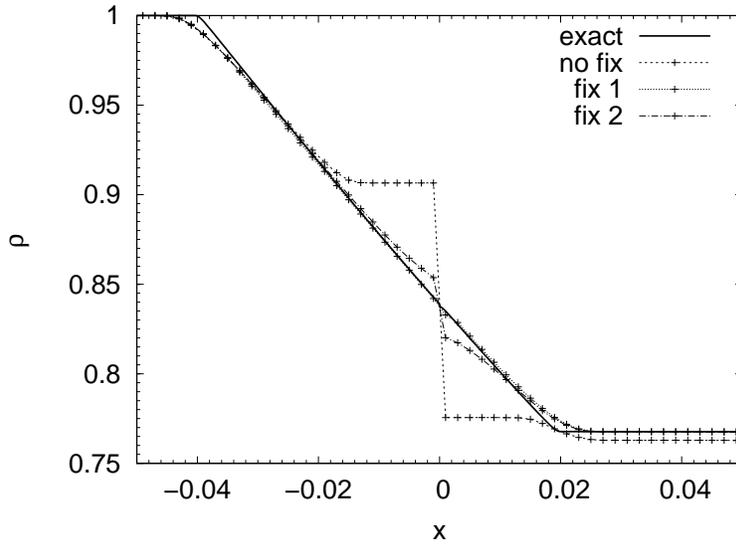


Рис. 1: Результат тестового расчета задачи 1 (быстрая волна) о распаде произвольного МГД разрыва.

ной гидродинамики в отсутствие магнитного поля не перейдет в чисто газодинамическую схему Ro_{ν} -Эйнфельдта.

В качестве решения этой проблемы для медленных характеристик вместо поправки (1), (2) можно использовать поправку вида:

$$\lambda_{+sw} = \max \{v_* + u_*, v_* + u_R\}, \quad (3)$$

$$\lambda_{-sw} = \min \{v_* - u_*, v_* + u_L\}. \quad (4)$$

Эти формулы в газодинамическом пределе переходят в правильные выражения для собственных значений для вихревых характеристик. Такую поправку можно использовать не только для медленных, но и для быстрых волн.

3. Тестовые расчеты

На рис. 1 приведены результаты тестовых расчетов задачи Римана о распаде произвольного МГД разрыва со следующими начальными условиями: $\{\rho, v_x, v_y, v_z, B_x, B_y, B_z, P\} = \{1, 1.5, 0, 0, 1.5, 1, 0, 1\}$ при $x < 0$ и $\{\rho, v_x, v_y, v_z, B_x, B_y, B_z, P\} = \{0.2, 1.5, 0, 0, 1.5, 0, 0, 0.1\}$ при

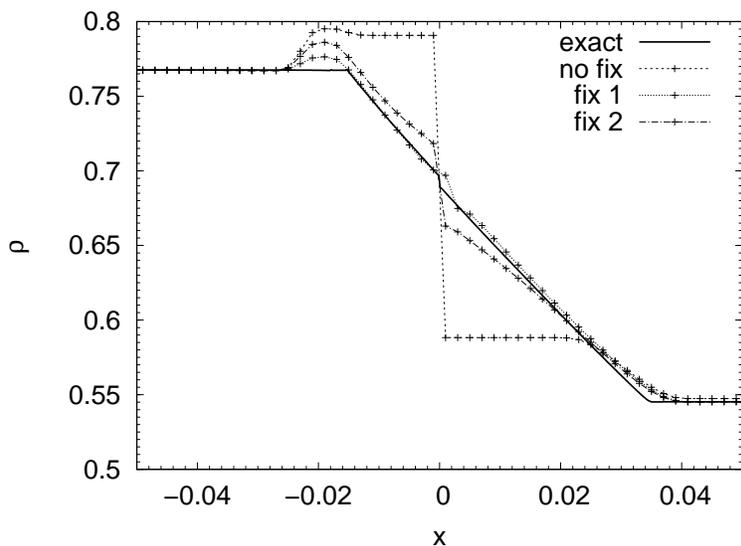


Рис. 2: Результат тестового расчета задачи 2 (медленная волна) о распаде произвольного МГД разрыва.

$x > 0$. На рисунке показана только окрестность точки $x = 0$, вблизи которой формируется трансзвуковая быстрая ударная волна разрежения. Видно, что обе поправки 1 (по формулам (1), (2)) и 2 (по формулам (3), (4)) существенно снижают интенсивность этой ударной волны.

На рис. 2 приведены результаты тестовых расчетов еще одной задачи Римана о распаде произвольного МГД разрыва с начальными условиями: $\{\rho, v_x, v_y, v_z, B_x, B_y, B_z, P\} = \{1, 0.5, 0, 0, 1.5, 1, 0, 1\}$ при $x < 0$ и $\{\rho, v_x, v_y, v_z, B_x, B_y, B_z, P\} = \{0.2, 0.5, 0, 0, 1.5, 0, 0, 0.1\}$ при $x > 0$. На рисунке снова показана только окрестность точки $x = 0$, вблизи которой формируется трансзвуковая медленная ударная волна разрежения. Как и в первом варианте видно, что как поправка 1, так и поправка 2 существенно снижают интенсивность ударной волны разрежения.

Таким образом, на основе анализа предельных переходов к случаю чистой газодинамики, а также по результатам проведенных тестовых расчетов можно рекомендовать следующее. Для предотвращения появления в численном решении ударных волн разрежения в МГД

схеме Роу следует использовать комбинированную энтропийную поправку. Для быстрых магнитозвуковых характеристик она сводится к исходной поправке Эйнфельдта (формулы (1), (2)), а для медленных магнитозвуковых характеристик она описывается модифицированными выражениями (3), (4).

4. Заключение

В работе проанализированы особенности энтропийных поправок в схеме Роу для уравнений магнитной гидродинамики. Для быстрых магнитозвуковых характеристик в разностной схеме можно использовать поправку Эйнфельдта. В случае медленных магнитозвуковых характеристик исходная поправка Эйнфельдта не согласуется с чисто газодинамическим вариантом разностной схемы Роу. Поэтому для таких характеристик предложено использовать модифицированную энтропийную поправку. Представленные результаты тестовых численных расчетов задачи Римана о распаде произвольного МГД разрыва, демонстрируют эффективность рассмотренных поправок.

Работа выполнена в рамках крупного проекта КП19-270 фундаментальных исследований по направлениям, определяемым Президиумом РАН..

Список литературы

1. P. L. Roe, *Lect. Notes Phys.*, **141**, 354, 1980.
2. P. Cargo and G. Gallice, *J. Comp. Phys.*, **136**, 446, 1997.
3. D. V. Bisikalo, A. G. Zhilkin, and A. A. Boyarchuk, *Gas Dynamics of Close Binary Stars* (2013).
4. L. D. Landau and E. M. Lifshits, *Fluid mechanics* (1987).
5. R. J. LeVeque, *Numerical methods for conservational laws* (1990).
6. P. Colella, *SIAM J. Sci. Stat. Comp.*, **3**, 76, 1982.
7. A. Harten and J. Hyman, *J. Comp. Phys.*, **50**, 235, 1983.
8. H. Yee, *NASA Ames Technical Memorandum*, **89464**, 1987.
9. B. Einfeldt, *SIAM J. Numer. Anal.*, **25**, 294, 1988.

Предельный переход МГД схемы Roe в газодинамический случай

Жилкин А.Г., Курбатов Е.П.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В работе рассмотрены особенности предельного перехода схемы Roe для уравнений магнитной гидродинамики в соответствующую схему Roe для уравнений чистой газовой динамики. Показано, что такой предельный переход осуществляется корректно, если в магнитогидродинамической схеме Roe в отсутствие магнитного поля знак продольного магнитного поля и угол ориентации поперечного магнитного поля остаются неопределенными величинами.

The limiting transition of the MHD Roe scheme to the gas-dynamic case

Zhilkin A.G., Kurbatov E.P.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

In the paper we consider features of the limiting transition of the Roe scheme for the equations of magnetic hydrodynamics to the corresponding Roe scheme for the equations of pure gas dynamics. It is shown that such a limiting transition is carried out correctly if, in the Roe magnetohydrodynamic scheme in the absence of the magnetic field, the sign of the longitudinal magnetic field and the orientation angle of the transverse magnetic field remain undefined values.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.010

1. Введение

В астрофизике часто возникают задачи, в которых важную роль играет магнитное поле. При этом во многих случаях для описания структуры течения оказывается возможным использование приближения идеальной или диссипативной магнитной гидродинамики. В настоящее время развито достаточно большое число методов численного решения уравнений магнитной гидродинамики [1, 2]. При моделировании решений, в которых могут возникать сильные ударные волны, предпочтительно использовать Godunovские схемы [3] высокого порядка точности.

Одной из таких схем является схема Roe [4], основанная на решении линеаризованной задачи Римана о распаде произвольного разры-

ва. Для уравнений идеальной магнитной гидродинамики такая схема впервые была описана в работе [5]. Детальный вывод этой схемы для уравнений газовой динамики и магнитной гидродинамики можно найти в монографии [1]. В данной работе мы анализируем особенности предельного перехода варианта схемы Рoу для уравнений идеальной магнитной гидродинамики в соответствующую схему для случая чистой газовой динамики [6].

2. Схема Рoу

Схема Рoу [4] относится к схемам годуновского типа и основана на приближенном решении задачи Римана о распаде произвольного разрыва. В этом методе вместо решения задачи Римана для исходной системы нелинейных уравнений решается линеаризованная задача

$$\partial \mathbf{u} / \partial t + \hat{A}_*(\mathbf{u}_L, \mathbf{u}_R) \cdot \partial \mathbf{u} / \partial x = 0 \quad (1)$$

с начальными условиями: $\mathbf{u}(x, 0) = \mathbf{u}_L$ при $x < 0$ и $\mathbf{u}(x, 0) = \mathbf{u}_R$ при $x > 0$. Здесь \mathbf{u} — вектор консервативных переменных. Для того, чтобы решения исходной и линеаризованной задач были согласованными, матрица \hat{A}_* должна удовлетворять следующим трем условиям.

1) *Гиперболичность*. Матрица \hat{A}_* должна быть гиперболической. В противном случае задача Римана для системы линеаризованных уравнений (1) теряет смысл.

2) *Согласованность*. Матрица \hat{A}_* должна гладко переходить в матрицу гиперболичности $\hat{A}(\mathbf{u}) = \partial \mathbf{F} / \partial \mathbf{u}$ в пределе при $\mathbf{u}_L \rightarrow \mathbf{u}_R = \mathbf{u}$. Здесь \mathbf{F} обозначает вектор потоков.

3) *Консервативность*. Матрица \hat{A}_* должна удовлетворять условию консервативности по отношению к разрывам:

$$\hat{A}_*(\mathbf{u}_L, \mathbf{u}_R) \cdot \Delta \mathbf{u} = \Delta \mathbf{F}, \quad (2)$$

где обозначено $\Delta \mathbf{u} = \mathbf{u}_R - \mathbf{u}_L$, $\Delta \mathbf{F} = \mathbf{F}_R - \mathbf{F}_L$. В этом случае решение линеаризованной задачи о распаде разрыва будет удовлетворять тем же интегральным законам сохранения, что и решение исходной нелинейной задачи.

Как известно, решение задачи Римана для линейной гиперболической системы уравнений (1) представляет собой совокупность сильных разрывов, скорости которых равны собственным значениям λ_α матрицы Рoу \hat{A}_* . Разностная схема Рoу для численного решения системы уравнений

$$\partial \mathbf{u} / \partial t + \partial \mathbf{F} / \partial x = 0 \quad (3)$$

строится следующим образом. Введем в расчетной области переменной x равномерную разностную сетку с постоянным шагом Δx , структура которой определяется массивом узлов x_i . Расчетные сеточные величины $\mathbf{u}_{i+1/2}^n$ в момент времени t^n относятся к ячейкам, которые нумеруются полуцелыми индексами $i+1/2$. Интегрируя уравнение (3) по объему ячейки $i+1/2$ и по временному интервалу $t^n \leq t \leq t^{n+1} = t^n + \Delta t$, можно получить следующую разностную схему:

$$\frac{\mathbf{u}_{i+1/2}^{n+1} - \mathbf{u}_{i+1/2}^n}{\Delta t} + \frac{\mathbf{F}_{i+1} - \mathbf{F}_i}{\Delta x} = 0. \quad (4)$$

Для вычисления векторов численных потоков \mathbf{F}_i через границы ячеек используется процедура решения задачи Римана о распаде произвольного разрыва в приближении Роу. В этом приближении все бегущие волны, возникающие после распада первоначального произвольного разрыва, представляют собой сильные разрывы. Численные потоки \mathbf{F}_i через границы ячеек в схеме (4) определяются следующим образом [1]:

$$\mathbf{F}_i = \frac{\mathbf{F}_{i+1/2} + \mathbf{F}_{i-1/2}}{2} - \frac{1}{2} \sum_{\alpha} |\lambda_{\alpha}| \mathbf{r}_{\alpha} \Delta S^{\alpha}, \quad (5)$$

где $\Delta S^{\alpha} = \mathbf{l}^{\alpha} \cdot \Delta \mathbf{u}$ — характеристические амплитуды, а \mathbf{r}_{α} , \mathbf{l}^{α} — правые и левые собственные векторы матрицы Роу.

В случае уравнений магнитной гидродинамики матрица Роу [1] имеет следующий набор собственных значений:

$$\lambda_{\pm F} = v_x \pm u_F, \quad \lambda_{\pm S} = v_x \pm u_S, \quad \lambda_{\pm A} = v_x \pm u_A, \quad \lambda_E = v_x, \quad (6)$$

где индексы F , S , A и E соответствуют быстрой, медленной, альфвеновской и энтропийной характеристикам. Величины u_F и u_S описывают быструю и медленную магнитозвуковые скорости, а u_A — альфвеновская скорость.

3. Газодинамический предел

За основу возьмем вид МГД схемы Роу, описанный в монографии [1]. Исходную схему в явной форме выписывать за неимением места не будем. Будем сразу писать предельные выражения в случае отсутствия магнитного поля, т.е. в пределе при $\mathbf{B} \rightarrow 0$. Важно отметить следующее. В газодинамическом пределе величины

$$S = \text{sign}(B_x), \quad \beta_y = B_y / \sqrt{B_y^2 + B_z^2}, \quad \beta_z = B_z / \sqrt{B_y^2 + B_z^2} \quad (7)$$

остаются неопределенными, но удовлетворяющими условиям: $S^2 = 1$, $\beta_y^2 + \beta_z^2 = 1$. Например, в отсутствие магнитного поля можно положить $S = 1$, $\beta_y = \beta_z = 1/\sqrt{2}$. Если в программе функция $\text{sign}(x)$ реализована таким образом, что в случае $x = 0$ она выдает 0, то МГД схема Роу не будет работать корректно в газодинамическом пределе.

В газодинамическом пределе при $\mathbf{B} \rightarrow 0$ характеристические скорости $u_A \rightarrow 0$, $u_S \rightarrow 0$, $u_F \rightarrow 0$, а нормировочные коэффициенты $\alpha_F \rightarrow 1$, $\alpha_S \rightarrow 0$. В результате правые собственные векторы

$$\mathbf{r}_{\pm F} = \begin{pmatrix} 1 \\ v_x \pm c_* \\ v_y \\ v_z \\ 0 \\ 0 \\ h \pm c_* v_x \end{pmatrix}, \quad \mathbf{r}_{\pm S} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \pm \beta_y S c_* \\ \pm \beta_z S c_* \\ -\beta_y c_* / \sqrt{\rho} \\ -\beta_z c_* / \sqrt{\rho} \\ \pm S c_* (\beta_y v_y + \beta_z v_z) \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$\mathbf{r}_{\pm A} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \pm \sqrt{\rho} \beta_z \\ \mp \sqrt{\rho} \beta_y \\ -S \beta_z \\ S \beta_y \\ \pm \sqrt{\rho} (\beta_z v_y - \beta_y v_z) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{r}_E = \begin{pmatrix} 1 \\ v_x \\ v_y \\ v_z \\ 0 \\ 0 \\ \mathbf{v}^2/2 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

а соответствующие характеристические амплитуды

$$\Delta S^{\pm F} = \frac{1}{2c_*^2} (\Delta P \pm \rho c_* \Delta v_x), \quad (10)$$

$$\Delta S^{\pm S} = \pm \frac{S \rho}{2c_*} (\beta_y \Delta v_y + \beta_z \Delta v_z), \quad (11)$$

$$\Delta S^{\pm A} = \pm \frac{\sqrt{\rho}}{2} (\beta_z \Delta v_y - \beta_y \Delta v_z), \quad (12)$$

$$\Delta S^E = \Delta \rho - \Delta P / c_*^2. \quad (13)$$

Отсюда видно, что быстрые ($\pm F$) и энтропийная (E) МГД характеристики в пределе при $\mathbf{B} \rightarrow 0$ переходят в соответствующие выражения для звуковых и энтропийной характеристик в чисто газодинамической схеме Роу. Поэтому остается проанализировать предельные переходы только для оставшихся медленных ($\pm S$) и альфвеновских ($\pm A$) характеристик.

Образум суммы и разности соответствующих собственных векторов и следующие линейные комбинации:

$$\mathbf{r}_1 = \beta_y S(\mathbf{r}_{+S} - \mathbf{r}_{-S}) + \frac{\beta_z c_*}{\sqrt{\rho}}(\mathbf{r}_{+A} - \mathbf{r}_{-A}), \quad (14)$$

$$\mathbf{r}_2 = \beta_z S(\mathbf{r}_{+S} - \mathbf{r}_{-S}) - \frac{\beta_y c_*}{\sqrt{\rho}}(\mathbf{r}_{+A} - \mathbf{r}_{-A}), \quad (15)$$

$$\mathbf{r}_3 = -\frac{\beta_y \sqrt{\rho}}{2c_*}(\mathbf{r}_{+S} + \mathbf{r}_{-S}) - \frac{S\beta_z}{2}(\mathbf{r}_{+A} + \mathbf{r}_{-A}), \quad (16)$$

$$\mathbf{r}_4 = -\frac{\beta_z \sqrt{\rho}}{2c_*}(\mathbf{r}_{+S} + \mathbf{r}_{-S}) + \frac{S\beta_y}{2}(\mathbf{r}_{+A} + \mathbf{r}_{-A}), \quad (17)$$

В явном виде компоненты этих векторов

$$\mathbf{r}_1 = (0, 0, 2c_*, 0, 0, 0, 2c_*v_y)^T, \quad (18)$$

$$\mathbf{r}_2 = (0, 0, 0, 2c_*, 0, 0, 2c_*v_z)^T, \quad (19)$$

$$\mathbf{r}_3 = (0, 0, 0, 0, 1, 0, 0)^T, \quad \mathbf{r}_4 = (0, 0, 0, 0, 0, 1, 0)^T, \quad (20)$$

где значок T означает транспонирование. Векторы \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 соответствуют вихревым характеристикам в газовой динамике, а векторы \mathbf{r}_3 и \mathbf{r}_4 являются единичными векторами. Нетрудно выписать и обратные выражения:

$$\mathbf{r}_{\pm A} = \pm \frac{\sqrt{\rho}}{2c_*}(\beta_z \mathbf{r}_1 - \beta_y \mathbf{r}_2) + S(\beta_y \mathbf{r}_4 - \beta_z \mathbf{r}_3), \quad (21)$$

$$\mathbf{r}_{\pm S} = \pm \frac{S}{2}(\beta_y \mathbf{r}_1 + \beta_z \mathbf{r}_2) - \frac{c_*}{\sqrt{\rho}}(\beta_y \mathbf{r}_3 + \beta_z \mathbf{r}_4). \quad (22)$$

Часть годуновского потока, обусловленная медленными и альфвеновскими характеристиками может быть представлена в следующем виде:

$$\begin{aligned} & |\lambda_{-A}| \mathbf{r}_{-A} \Delta S^{-A} + |\lambda_{-S}| \mathbf{r}_{-S} \Delta S^{-S} + \\ & + |\lambda_{+A}| \mathbf{r}_{+A} \Delta S^{+A} + |\lambda_{+S}| \mathbf{r}_{+S} \Delta S^{+S} = \\ & = |v_x| (\mathbf{r}_1 \Delta S^1 + \mathbf{r}_2 \Delta S^2 + \mathbf{r}_3 \Delta S^3 + \mathbf{r}_4 \Delta S^4), \end{aligned} \quad (23)$$

где

$$\Delta S^1 = \frac{1}{2c_*} \rho \Delta v_y, \quad \Delta S^2 = \frac{1}{2c_*} \rho \Delta v_z, \quad (24)$$

$$\Delta S^3 = \Delta S^4 = 0. \quad (25)$$

Получившиеся характеристические амплитуды ΔS^1 и ΔS^2 в точности соответствуют газодинамическим характеристическим амплитудам для вихревых характеристик. Оставшиеся от магнитной гидродинамики две амплитуды ΔS^3 и ΔS^4 вырождаются и не дают вклада в годуновский поток. Следовательно, выражение (23) совпадает с вкладом в годуновский поток вихревых характеристик в чисто газодинамической схеме Ro_u . Замечательно, что при этом в окончательные предельные выражения величины S , β_y и β_z уже не входят. Они либо взаимно сократились, либо вошли в комбинациях, которые равны 1.

4. Заключение

Мы рассмотрели предельный переход МГД схемы Ro_u в соответствующую схему Ro_u для чистой газодинамики в случае, когда величина магнитного поля стремится к нулю. Такая процедура осуществляется корректно, если в предельной МГД схеме сохранять величины (7) (знак S продольного магнитного поля и угол ϕ ориентации поперечного магнитного поля, $\beta_y = \cos \phi$, $\beta_z = \sin \phi$), но считать их значения неопределенными. Линейные комбинации собственных векторов для медленных и альфвеновских характеристик переходят в собственные векторы для вихревых характеристик в чисто газодинамической схеме Ro_u . При этом в окончательные выражения величины S , β_y и β_z не входят, поскольку они либо взаимно сокращаются, либо собираются в выражения, тождественно равные единице.

Работа выполнена в рамках крупного проекта КП19-270 фундаментальных исследований по направлениям, определяемым Президиумом РАН.

Список литературы

1. D. V. Bisikalo, A. G. Zhilkin, and A. A. Boyarchuk, *Gas Dynamics of Close Binary Stars* (2013).
2. A. G. Kulikovskii, N. V. Pogorelov, and A. Y. Semenov, *Mathematical Aspects of Numerical Solution of Hyperbolic Systems* (2001).
3. S. Godunov, *Math. Sb.*, **47**, 271, 1959.
4. P. L. Roe, *Lect. Notes Phys.*, **141**, 354, 1980.
5. P. Cargo and G. Gallice, *J. Comp. Phys.*, **136**, 446, 1997.
6. A. A. Boyarchuk, D. V. Bisikalo, O. A. Kuznetsov, and V. M. Chechetkin, *Mass transfer in close binary stars* (2002).

Разностные схемы для уравнений МГД с фоновым магнитным полем

Жилкин А.Г.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В работе рассмотрены способы модификации разностных схем гоуновского типа для уравнений магнитной гидродинамики с учетом внешнего магнитного поля. Представлены результаты тестовых расчетов задачи об объемно-распределенном взрыве в магнитном поле.

Difference schemes for the MHD equations with a background magnetic field

Zhilkin A.G.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

In the paper methods of modification of Godunov-type difference schemes for the equations of magnetohydrodynamics taking into account the external magnetic field are considered. Results of test calculations for the problem of volume-distributed explosion in the magnetic field are presented.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.011

1. Введение

Во многих задачах астрофизики приходится рассматривать течение плазмы в присутствии сильного фонового магнитного поля. К этим задачам, в частности, относятся исследование структуры течения вблизи белых карликов, нейтронных звезд, в области магнитосферы планет и др. Фоновое магнитное поле может быть настолько сильным, что использование уравнений обычной магнитной гидродинамики (МГД) для моделирования таких течений может приводить к накоплению существенных (и даже критических) ошибок округления при операциях с большими числами.

Для решения подобных задач часто используется подход, основанный на исключении фонового магнитного поля из уравнений МГД [1, 2]. В этом подходе полное магнитное поле \mathbf{B} представляется в виде суперпозиции фонового магнитного поля \mathbf{H} и магнитного поля \mathbf{b} , индуцированного токами в самой плазме, $\mathbf{B} = \mathbf{H} + \mathbf{b}$. Поскольку в рассматриваемых задачах фоновое поле, как правило, создается ис-

точниками, находящимися за пределами расчетной области (например, внутри белого карлика или нейтронной звезды), то в самой расчетной области оно должно удовлетворять условию потенциальности, $\text{rot } \mathbf{H} = 0$. Именно это свойство внешнего поля используется для его частичного исключения из уравнений МГД. Кроме того, наиболее простой случай соответствует стационарному внешнему магнитному полю, когда $\partial \mathbf{H} / \partial t = 0$. Однако нестационарность внешнего поля учесть несложно.

В данной работе рассмотрены некоторые способы модификации разностных схем гудуновского типа на случай учета внешнего фонового магнитного поля.

2. Расщепленная система уравнений

Исходные уравнения идеальной МГД для случая нерасщепленного магнитного поля в консервативной форме можно записать как

$$\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\partial (\rho \mathbf{v}) / \partial t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + P_{\text{T}} - \mathbf{B} \mathbf{B}) = 0, \quad (2)$$

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \text{rot} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3)$$

$$\partial E_{\text{T}} / \partial t + \nabla \cdot [(E_{\text{T}} + P_{\text{T}}) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B}] = 0, \quad (4)$$

где ρ — плотность, \mathbf{v} — скорость. Полное давление и плотность энергии

$$P_{\text{T}} = P + \mathbf{B}^2 / 2, \quad E_{\text{T}} = \rho (\varepsilon + \mathbf{v}^2 / 2) + \mathbf{B}^2 / 2. \quad (5)$$

Плотность ρ , давление P и удельная внутренняя энергия ε связаны уравнением состояния идеального газа $P = (\gamma - 1) \rho \varepsilon$, где $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты. Заметим, что эти уравнения записаны в удобной для численного моделирования системе единиц, в которой множитель 4π не возникает.

Исключим из уравнений (1)–(4) фоновое магнитное поле \mathbf{H} . Уравнение непрерывности (1) не изменяется. Для остальных уравнений (2)–(4) с учетом условия потенциальности $\text{rot } \mathbf{H} = 0$ получаем

$$\partial (\rho \mathbf{v}) / \partial t + \nabla \cdot [\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + p_{\text{T}} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{b} - \mathbf{b} \mathbf{b} - \mathbf{H} \mathbf{b} - \mathbf{b} \mathbf{H}] = 0, \quad (6)$$

$$\partial \mathbf{b} / \partial t = \text{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{b} + \mathbf{v} \times \mathbf{H}], \quad (7)$$

$$\partial e_{\text{T}} / \partial t + \nabla \cdot [(e_{\text{T}} + p_{\text{T}}) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{b}) \mathbf{b} + (\mathbf{b} \cdot \mathbf{H}) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{b}) \mathbf{H}] = 0, \quad (8)$$

где

$$p_{\text{T}} = P + \mathbf{b}^2 / 2, \quad e_{\text{T}} = \rho (\varepsilon + \mathbf{v}^2 / 2) + \mathbf{b}^2 / 2 \quad (9)$$

учитывают только возмущение магнитного поля \mathbf{b} .

3. Разностные схемы

Для численного решения системы уравнений (1), (6)–(8) рассмотрим два подхода. В первом подходе для этой системы можно развить свою схему гудуновского типа. Во втором подходе на основе метода расщепления по физическим процессам численное решение можно строить в два этапа. На первом этапе решается система уравнений МГД, содержащая только возмущение магнитного поля \mathbf{b} . На втором этапе учитывается влияние фонового магнитного поля \mathbf{H} .

В рамках первого подхода в качестве примера рассмотрим схему Роу. В схеме Роу [3, 4] вместо исходной задачи Римана для системы уравнений (1), (6)–(8) решается соответствующая задача для линеаризованной системы

$$\partial \tilde{\mathbf{u}} / \partial t + \tilde{A}_*(\tilde{\mathbf{u}}_L, \tilde{\mathbf{u}}_R) \cdot \partial \tilde{\mathbf{u}} / \partial x = 0 \quad (10)$$

с теми же начальными условиями для вектора консервативных переменных: $\tilde{\mathbf{u}}(x, 0) = \tilde{\mathbf{u}}_L$ при $x < 0$ и $\tilde{\mathbf{u}}(x, 0) = \tilde{\mathbf{u}}_R$ при $x > 0$. Для того, чтобы решения исходной и линеаризованной задач были согласованными, матрица \tilde{A}_* должна удовлетворять определенным условиям [3] (см. также монографию [5]).

Решение задачи Римана для линейной гиперболической системы уравнений (10) представляет собой совокупность сильных разрывов, скорости которых равны собственным значениям $\tilde{\lambda}_\alpha$ матрицы Роу \tilde{A}_* . Чтобы не вычислять собственные значения и собственные векторы матрицы \tilde{A}_* расщепленной системы (1), (6)–(8), удобно их выразить непосредственно через известные (см., например, [5]) собственные значения и собственные векторы нерасщепленной системы (1)–(4), которые будем обозначать теми же символами, но без значка «тильда».

Несложно показать (см., например, [6]), что скорости бегущих волн в задачах Римана для расщепленной и нерасщепленной систем совпадают. Следовательно, собственные значения $\tilde{\lambda}_\alpha = \lambda_\alpha$, где α — индекс разрыва. У правых собственных векторов [5] меняется только седьмая компонента,

$$\tilde{r}_\alpha^7 = r_\alpha^7 - H_y r_\alpha^5 - H_z r_\alpha^6. \quad (11)$$

У левых собственных векторов меняются пятая и шестая компоненты,

$$\tilde{l}_5^\alpha = l_5^\alpha + H_y l_7^\alpha, \quad \tilde{l}_6^\alpha = l_6^\alpha + H_z l_7^\alpha. \quad (12)$$

Характеристические амплитуды при этом не изменяются, $\Delta \tilde{S}^\alpha = \Delta S^\alpha$.

Рассмотрим теперь второй подход, основанный на технике расщепления по физическим процессам. Допустим, что нам известно распределение всех величин на расчетной сетке в момент времени t^n . Тогда для получения значений в следующий момент времени $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ разложим полную систему уравнений (1), (6)–(8) на две отдельные подсистемы. Первая подсистема соответствует идеальной магнитной гидродинамике с собственным магнитным полем плазмы \mathbf{b} без учета фонового магнитного поля \mathbf{H} . Эта подсистема совпадает с нерасщепленной системой (1)–(4), в которой вместо полного магнитного поля \mathbf{B} используется только его возмущение \mathbf{b} . Вторая подсистема соответствует учету влияния фонового поля. В консервативной форме она может быть записана следующим образом:

$$\partial(\rho v) / \partial t + \nabla \cdot [\mathbf{H} \cdot \mathbf{b} - \mathbf{H}\mathbf{b} - \mathbf{b}\mathbf{H}] = 0, \quad (13)$$

$$\partial \mathbf{b} / \partial t = \text{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}]. \quad (14)$$

Первое уравнение в этой подсистеме описывает влияние электромагнитной силы, обусловленной фоновым полем, а второе уравнение описывает генерацию магнитного поля. При этом считается, что на данном этапе плотность ρ и удельная внутренняя энергия ε не меняются. Для численного решения второй подсистемы можно использовать любую подходящую схему явного типа. Например, в качестве таковой можно взять схему Лакса-Фридрикса [5]. Для ее построения необходимо вычислить только спектральный радиус матрицы гиперболичности. Легко проверить, что для системы уравнений (13), (14) он равен $\lambda = H / \sqrt{\rho}$.

4. Тестовые расчеты

В качестве демонстрационного примера рассмотрим результаты тестовых расчетов задачи об объемно-распределенном взрыве в среде с однородным магнитным полем. Начальные условия соответствуют ситуации, когда во всем объеме бесконечно длинного цилиндра радиусом $R = 0.2$ с плотностью $\rho = 1$ давление мгновенно возрастает в 10 раз по сравнению с давлением во внешней среде. В результате такого взрыва вещество облака начинает разлетаться во внешнюю среду. Плотность и давление во внешней среде были заданы следующими: $\rho_{\text{ext}} = 0.125$, $P_{\text{ext}} = 0.1$. Магнитное поле в начальный момент времени во всем объеме расчетной области было однородным: $B_x = 1/4$, $B_y = \sqrt{3}/4$, $B_z = 0$. В силу постановки задачи в каждой плоскости

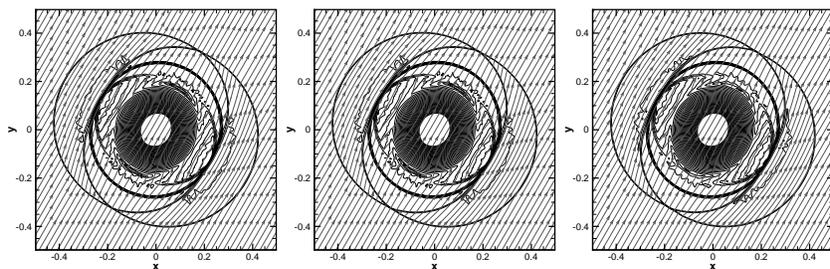


Рис. 1: Результат тестового расчета задачи об объемно-распределенном взрыве в магнитном поле с помощью схемы Роу для нерасщепленной МГД (слева), схемы Роу для расщепленной МГД (в центре), схемы Роу с учетом фонового поля на отдельном этапе (справа). Показано распределение плотности (изолинии) и магнитного поля (линии со стрелками) на момент времени $t = 0.1$.

$z = \text{const}$ картина течения будет одинаковой. Поэтому задача, фактически, является двумерной. Расчеты проводились в расчетной области $-0.5 \leq x \leq 0.5$, $-0.5 \leq y \leq 0.5$ на сетке с числом ячеек 400×400 .

Результаты расчета этой тестовой задачи представлены на рис. 1. На момент времени $t = 0.1$ показано распределение плотности (изолинии) и магнитного поля (линии со стрелками). Структура течения определяется сложной системой распространяющихся наружу сильных МГД разрывов различного типа, а также распространяющейся к центру МГД волной разрежения. Численное решение, представленное на левой диаграмме получено с помощью схемы Роу-Эйнфельдта-Ошера для нерасщепленной системы уравнений МГД. На средней диаграмме показано решение, полученное с помощью аналогичной схемы для расщепленной системы уравнений МГД. При этом фоновое магнитное поле \mathbf{H} задавалось равным начальному однородному магнитному полю. Наконец, на правой диаграмме показано решение, полученное с помощью описанного выше двухэтапного метода. При этом первая подсистема решалась также с помощью схемы Роу-Эйнфельдта-Ошера, а вторая подсистема — с помощью метода Лакса-Фридрихса с повышающей поправкой Ошера [5].

Анализ рисунков позволяет сделать вывод, что два рассмотренных метода решения расщепленной системы уравнений МГД дают очень близкие решения. Однако многолетний опыт автора численного решения различных других МГД задач показывает, что второй подход на практике в целом оказывается более надежным.

5. Заключение

В работе рассмотрена проблема численного решения уравнений магнитной гидродинамики в присутствии внешнего магнитного поля. В этом случае для предотвращения накопления численных ошибок при операциях с большими числами обычно используется подход, основанный на частичном исключении фонового магнитного поля из уравнений МГД (расщепленная система уравнений). Рассмотрено два способа модификации разностных схем гоудуновского типа для уравнений магнитной гидродинамики с внешним магнитным полем. Первый способ предполагает построение собственной схемы гоудуновского типа для расщепленной системы уравнений МГД, в которой фоновое магнитное поле частично исключено. Во втором подходе на основе метода расщепления по физическим процессам, влияние фонового магнитного поля учитывается на дополнительном этапе численного алгоритма.

Проведенные с помощью этих двух подходов тестовые расчеты задачи об объемно-распределенном взрыве в однородном магнитном поле показали их высокую эффективность. Однако второй подход в ряде случаев оказывается более предпочтительным. Во-первых, он является более простым с точки зрения программной реализации. Во-вторых, он дает менее жесткое ограничение на величину временного шага (условие Куранта-Фридрихса-Леви). Наконец, в-третьих, для численного решения дополнительной подсистемы можно использовать любую подходящую схему гоудуновского типа. Опыт численного решения различных МГД задач показывает, что второй подход в целом оказывается более надежным. Поэтому его можно рекомендовать для практического использования.

Работа выполнена в рамках крупного проекта КП19-270 фундаментальных исследований по направлениям, определяемым Президиумом РАН.

Список литературы

1. T. Tanaka, *J. Comp. Phys.*, **111**, 381, 1994.
2. K. G. Powell, P. L. Roe, T. J. Linde, T. I. Gombosi, and D. L. de Zeeuw, *J. Comp. Phys.*, **154**, 284, 1999.
3. P. L. Roe, *Lect. Notes Phys.*, **141**, 354, 1980.
4. P. Cargo and G. Gallice, *J. Comp. Phys.*, **136**, 446, 1997.
5. D. V. Bisikalo, A. G. Zhilkin, and A. A. Boyarchuk, *Gas Dynamics of Close Binary Stars* (2013).
6. A. G. Kulikovskii, N. V. Pogorelov, and A. Y. Semenov, *Mathematical Aspects of Numerical Solution of Hyperbolic Systems* (2001).

UVEX: спектрограф низкого разрешения с диапазоном, расширенным в УФ область

Наливкин М.А., Саванов И.С., Нароенков С.А.,
Шмагин В.Е.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В Институте астрономии РАН разработан и изготовлен спектрограф низкого разрешения UVEX для спектрального диапазона от 3000 Å до 9000 Å. Инструмент предназначен для регистрации спектров широкого класса объектов с разрешением $R \approx 200 - 1000$ в условиях высокогорной обсерватории на пике Терскол. Обеспечена функциональная совместимость с телескопами Zeiss-2000, Zeiss-1000 и Zeiss-600 при установке в Кассегреновском фокусе с эффективным фокальным отношением до $f/5$. В настоящей статье приведено краткое описание спектрографа UVEX.

UVEX: the low-resolution spectrograph with UV-extended spectral range

Nalivkin M.A., Savanov I.S., Naroenkov S.A., Shmagin V.E.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The low-resolution spectrograph UVEX with the spectral coverage from 3000 Å to 9000 Å was designed and manufactured in INASAN. The assignment of this instrument is registration of spectra of various objects with spectral resolution $R \approx 200 \dots 1000$. The UVEX spectrograph was created for specially using in high-altitude observatory Peak Terskol. UVEX is compatible with Zeiss-2000, Zeiss-1000 and Zeiss-600 telescopes in Cassegrain mode for effective focal ratio up to $f/5$. In this paper we briefly describe the UVEX spectrograph.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.012

1. Введение

Большой интерес представляет регистрация спектров небесных объектов с низким разрешением $R \approx 200 \dots 1000$ с целью получения всего спектра в широком спектральном диапазоне от 3000 Å до 7500...9000 Å за одну экспозицию. Известно, что у земной поверхности доступный спектральный диапазон ограничен поглощением атмосферы приблизительно до 3500 Å. Условия высокогорных обсерваторий, в т.ч. обсерватории на пике Терскол в Приэльбрусье (3150 м) характеризуются пониженным поглощением УФ излучения аэрозолями и озоном O_3 в

полосах поглощения Хартли (2200–3200 Å) и Хеггинса (3000–3450 Å) [1, 2]. Это открывает уникальные возможности для наблюдения различных классов объектов, например комет, транзиентных источников, молодых звезд и т.д. в спектральном диапазоне от ~ 3000 Å до ближней ИК области. Безусловно, спектрограф с таким широким спектральным диапазоном является инструментом нестандартным. Расширение диапазона на ультрафиолетовую область требует применения оптической схемы с малым количеством поверхностей для минимизации потерь света на поглощение, переотражение и рассеивание, а также применения УФ-прозрачных оптических материалов и покрытий. Особые требования предъявляются к приемнику излучения.

2. Прототип

Известные инструменты с близким спектральным разрешением, например [3], довольно сложны и очень дороги, но обеспечивают высокое пропускание и оптимизированы для работы с телескопами большой апертуры. В качестве прототипа авторами выбран спектрограф UltraViolet EXplorer (UVEX) [4, 5, 6]. Благодаря простоте и доступности компонентов этот проект французских астрономов успешно развивается, и на сегодняшний день уже создано несколько конструктивных вариантов прибора.

Отметим, что этот инструмент оптимизирован для использования с телескопами малого размера, с апертурой до 40...60 см. Поскольку оптическая схема спектрального канала не претерпела принципиальных изменений, мы в своем проекте сохранили оригинальное наименование спектрографа — UVEX.

3. Оптическая схема спектрального канала

Спектрограф построен по схеме Черни-Тернера. В этой схеме благодаря перекрестному расположению зеркал коллиматора и камеры минимальна абберация комы, и при оптимальном расположении оптических элементов достигается плоское фокальное поле. Данная схема свободна от хроматической абберации, остаточными абберациями являются сферическая абберация и астигматизм. Именно они и определяют абберационный предел разрешения спектрографа. Из-за внеосевого расположения вогнутых сферических зеркал, изображение входной щели в фокальной плоскости приемника имеет параболическую форму, однако для практически используемой длины щели этой кривизной вполне можно пренебречь. Достаточно полно расчет спек-

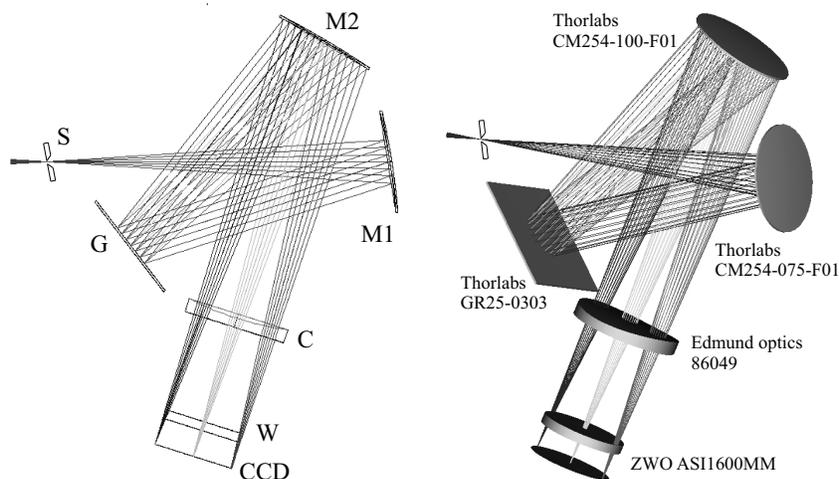


Рис. 1: Оптическая схема и элементы спектрального канала спектрографа UVEX.



Рис. 2: Матрица диаграмм пятна рассеяния на оптической оси спектрографа UVEX. Единицы измерения в мкм, радиус кружка Эйри 6.7 мкм.

трографа Черни-Тернера описан в [7]. Дополнительно, для компенсации астигматизма перед фокальной плоскостью спектрографа вводят цилиндрическую линзу [7]. Оптическая схема спектрального канала спектрографа приведена на рис. 1.

Спектральная щель S постоянной ширины расположена в фокальной плоскости телескопа. Дифрагированный пучок света с щели попадает на коллимационное сферическое зеркало $M1$. Параллельный пучок с коллиматора поступает на дифракционную решетку G . В конструкции спектрографа применена отражающая штриховая ди-

Таблица 1: Разрешающая сила спектрографа UVEX.

Параметр	Приемник излучения	
	Panasonic MN34230PL	GPIXEL GSENSE 2020BSI
$\lambda = 3000 \text{ \AA}$	444	430
R $\lambda = 6000 \text{ \AA}$	888	860
$\lambda = 9000 \text{ \AA}$	1323	1289
Ширина спектрального диапазона от 3000 \AA	5759	4324

фракционная решетка (реплика) 300 штр./мм, оптимизированная на $\lambda > 300 \text{ нм}$, размером $25 \times 25 \times 6 \text{ мм}$, работающая в первом порядке дифракции. Изображение на фотоприемной матрице формируется объективом — сферическим зеркалом M2. Перед фокальной плоскостью объектива M2, в которой расположен приемник излучения, установлена цилиндрическая линза коррекции астигматизма С. W — входное окно приемника излучения CCD, расположенного в фокальной плоскости. Отметим, что оптическая схема имеет потенциал для уменьшения остаточного астигматизма путем наклона корректирующей линзы к фокальной плоскости, параллельно плоскости дисперсии [5, 6]. На рис. 2 приведена матрица диаграмм пятна рассеяния для различных длин волн, в текущем варианте расположения корректирующей цилиндрической линзы С.

4. Разрешающая сила спектрографа UVEX

Одним из основных параметров спектрографа является разрешающая сила $R = \lambda/\Delta\lambda$. Значения R при ширине щели 15 мкм для различных длин волн и регистрируемый диапазон спектрографа UVEX приведены в табл. 1. Спектральное разрешение при этом составляет $\Delta\lambda \approx 7 \text{ \AA}$.

5. Конструктивное исполнение

При разработке конструкции спектрографа авторами решены следующие задачи:

- для снижения стоимости применяются только стандартные оптические элементы;

- расширен спектральный диапазон инструмента путем замены корректирующей цилиндрической линзы Thorlabs LJ1934L1-A из стекла N-BK7 на линзу Edmund Optics 86049 из плавленного кварца с AR покрытием на диапазон 250...700 нм;
- разработана и изготовлена жесткая, стабильная конструкция спектрографа, поскольку пластиковый корпус прототипа пригоден лишь для оценки работоспособности прибора;
- инструмент оснащен системами подсмотра щели и блоком калибровки, содержащим спектральную лампу Fe-Ag с полым катодом и лампы плоского поля на УФ и видимый диапазон, системой питания и управления блоком калибровки.

Фото спектрографа UVEX и его основные узлы показаны на рис. 3, конструкция спектрального канала и канала подсмотра щели — на рис. 4.

Основные оптические элементы спектрографа (рис. 4) установлены в корпусе 2 специальной формы, обеспечивающем их взаимное расположение. Через входное окно во фланце 1 входной пучок попадает на щель 3. Далее, дифрагированный пучок света с щели попадает на коллимационное сферическое зеркало 4. Отраженный от зеркала 4 параллельный пучок поступает на дифракционную решетку 5. Изображение на фотоприемной матрице формируется объективом — сферическим зеркалом 6. Перед фокальной плоскостью объектива 6, в которой расположен приемник излучения 8, установлена цилиндрическая линза коррекции астигматизма 7 в специальной оправе с возможностью поворота вокруг своей оси и юстировки заклонов. Для обеспечения наблюдения и слежения за объектом, его позиционирования на щель, последняя выполнена зеркальной и установлена под углом 13° к оси входного пучка. Свет, отраженный от зеркальной поверхности двух ножей щели, через зеркало переброса 11 попадает в объектив 12 камеры подсмотра 13. Блок калибровки изображения расположен в отдельном корпусе (см. на рис. 3), чтобы избежать нагрева оптики спектрографа. Основой его служит интегрирующая сфера, в которую поступает свет от калибровочных источников. Рассеянный свет, отраженный от стенок интегрирующей сферы, собирается конденсором, и через поворотное диагональное зеркало попадает на входную щель. Источниками света в блоке калибровки служат лампа с полым катодом ЛТ-2 (Fe-Ag), галогенная лампа накаливания и дейтериевая лампа сплошного спектра типа ДДС-30. Последние установлены на теплоотводы с радиаторами, терморазвязаны от основного корпуса.

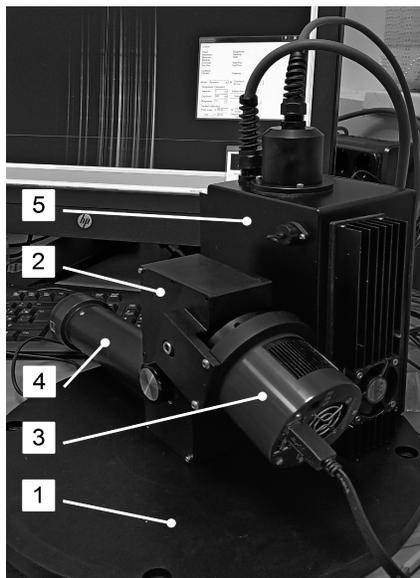


Рис. 3: Фото спектрографа UVEX и его основные узлы: 1 — монтажный фланец к телескопу; 2 — корпус спектрографа; 3 — регистрирующая камера с узлом фокусировки; 4 — блок подзора; 5 — блок калибровки.

6. Приемник излучения

На период тестирования на приборе установлена камера ZWO ASI 1600MM с CMOS-сенсором Panasonic MN34230PL. В дальнейшем предполагается использование камеры на sCMOS сенсоре с обратной засветкой GPiXEL GSENSE2020BSI, имеющем более высокую квантовую эффективность. В канале подзора щели применена камера ZWO ASI 178MM.

7. Заключение

Первый свет со спектрографом UVEX получен в феврале 2019 г. С щелью 18 мкм получено расчетное разрешение $R = 836$ для $\lambda = 5600 \text{ \AA}$. Спектральный диапазон составил 2990–9051 \AA . В настоящее время инструмент проходит тестирование с целью уточнения основных его параметров и определения реального пропускания.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 17-12-01441.

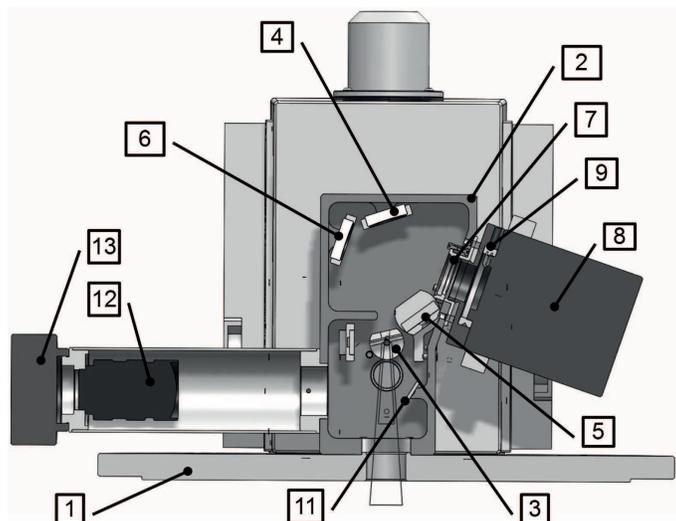


Рис. 4: Конструктивное исполнение спектрального канала и подсмотра щели UVEX.

Список литературы

1. C. Nitschelm, *A&A Sup.*, **74**, 67, 1988.
2. J. Schachter, *PASP*, **103**, 457, 1991.
3. V. L. Afanasiev, S. N. Dodonov, V. R. Amirkhanyan, and A. V. Moiseev, *Astron. Bull.*, **71**, 479, 2016.
4. C. Buil, UltraUVioletEXplorer spectrograph (UVEX), 2019, URL <http://www.astrosurf.com/buil/UVEX/index.html>.
5. C. Buil, P. Dubreuil, S. Ubaud, A. Lopez, J.-L. Martin, and P. Thierry, UltraUVioletEXplorer Version 3, 2019, URL https://www.shelyak.com/wp-content/uploads/SMSW2_Buil_UVEX.pdf.
6. C. Buil, P. Dubreuil, S. Ubaud, A. Lopez, J.-L. Martin, and P. Thierry, The UVEX Project. UltraVioletEXplorer, 2019, URL http://www.astrosurf.com/buil/UVEX_project/.
7. T. Eversberg and K. Vollmann, *Spectroscopic Instrumentation. Fundamentals and Guidelines for Astronomers (Springer-Verlag Berlin Heidelberg)*, *Astronomy and Planetary Sciences*, volume 653 pp. (2015).

Оценка предельного пропускания спектрографа UVEX

Наливкин М.А., Саванов И.С., Нароенков С.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Оценено светопропускание оптического тракта спектрографа UVEX. Для телескопов с апертурой более 0.5 м эффективность спектрографа ограничена пропусканием щели. Рассмотрена возможность установки фокального редуктора $i = 0.65$ на входе спектрографа и рассчитаны значения предельной проникающей величины для $\text{SNR} = 10$.

Estimation of limiting magnitude of the UVEX spectrograph

Nalivkin M.A., Savanov I.S., Naroenkov S.A.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The optical transmittance of the UVEX spectrograph was estimated. For telescopes with an aperture of more than 0.5 m, the spectrograph efficiency is limited by the transmittance of the slit. The possibility of installing a focal reducer $i = 0.65$ is considered and the values of the limiting magnitude for $\text{SNR} = 10$ are calculated.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.013

1. Введение

Возможности спектроскопии слабых объектов на телескопах умеренного размера определяются эффективностью применяемого спектрографа в большей степени, чем для крупных телескопов. Оценки этой эффективности применяются при планировании наблюдений и позволяют рассчитать предельное пропускание и экспозицию для достижения заданного отношения сигнал-шум в определенном диапазоне длин волн. Особенно это актуально для планирования наблюдений в ближней УФ части спектра. Для оценки эффективности нужно последовательно выполнить расчет пропускания всех элементов оптического тракта спектрографа UVEX.

2. Пропускание оптики спектрографа

На основе данных, предоставленных поставщиками оптических элементов, нами было рассчитано полное пропускание спектрального ка-

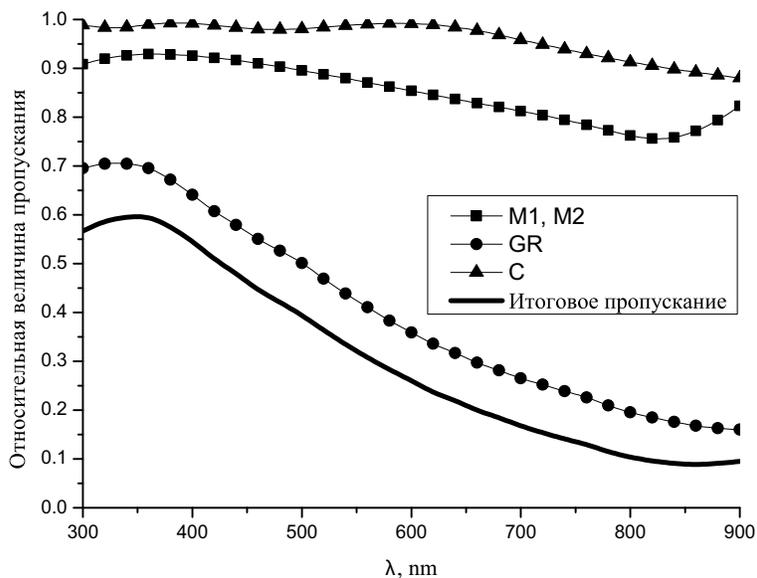


Рис. 1: Кривые пропускания оптических элементов спектрографа UVEX.

нала путем умножения кривых эффективности (отражения, пропускания, дифракционной решетки) для каждой поверхности (см. рис. 1). Как видно, пропускание оптического тракта лимитировано в основном эффективностью дифракционной решетки.

3. Щель спектрографа

Для тестирования в спектрографе применена щель с воздушным зазором постоянной ширины $S = 18$ мкм с одним зеркальным ножом, что однако доставляет неудобства при наблюдениях. В дальнейшем она будет заменена на щель переменной ширины $S = 10...100$ мкм. Зависимость разрешения спектрографа UVEX от ширины щели приведена на рис. 2. Пропускание щели рассчитано исходя из типичного значения качества атмосферных изображений, принятого в расчете $\text{FWHM} = 1.5''$ (см. рис. 2). В фокусе телескопа Цейсс-2000 это значение соответствует диаметру звездного изображения $\text{FWHM} = 116.4$ мкм. Как следует из графика, наибольшее разрешение может быть реализовано в UVEX при ширине щели около 10 мкм.

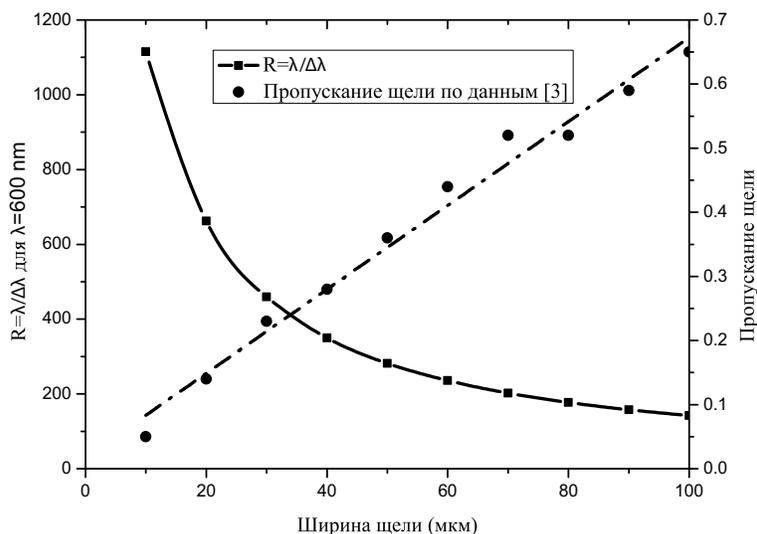


Рис. 2: Зависимость разрешения и пропускания щели спектрографа UVEX от ширины щели.

В случае, когда диаметр FWHM звездного изображения, ограниченного синингом, превышает ширину щели, что характерно для случая использования спектрографа UVEX с телескопами апертурой более 0.5 м, потери света на входной щели критически возрастают с уменьшением ее ширины. С этим фактом приходится мириться, так как UVEX — это экспериментальный и недорогой инструмент. Тем более, что для ряда задач, требующих малого спектрального разрешения, например как спектроскопия астероидов, спектрограф UVEX с широкой (сопоставимой с размером звездного изображения) щелью будет достаточно эффективен.

В некоторой степени уменьшить светопотери на входной щели можно при использовании согласующей оптики — редуктора фокуса. Задача осложняется необходимостью обеспечить пропускание света в широком спектральном диапазоне, что требует применения УФ-прозрачных материалов и малого числа поверхностей. Так, приемлемого стандартного дублета, удовлетворяющего по качеству изображения, отыскать не удалось. Авторами рассчитан интересный вариант применения стандартного триплета кварц-флюорит в качестве редуктора фокуса. Апохроматический триплет Edmund Optics ED64839 с

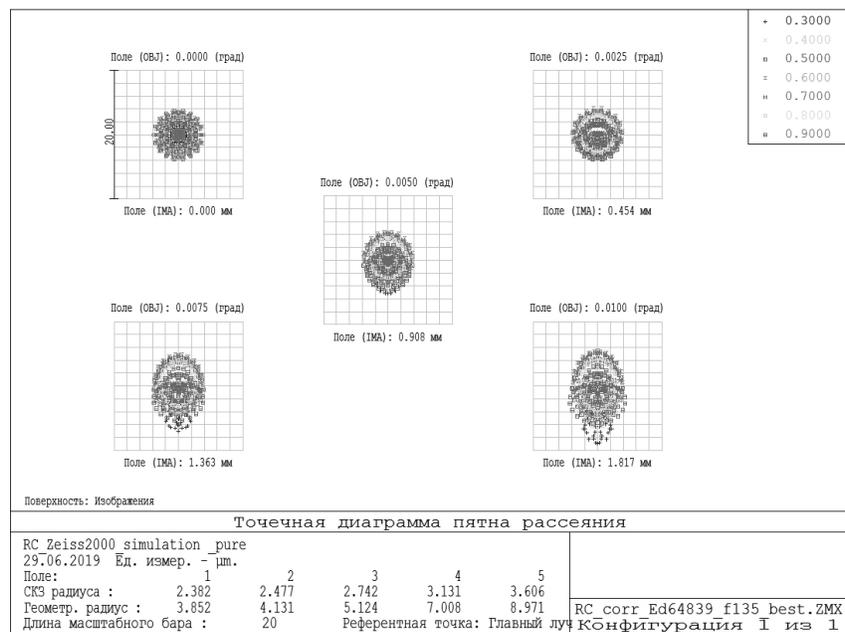


Рис. 3: Диаграммы пятна рассеяния на входе в спектрограф с редуктором фокуса $F/5.2$.

фокусным расстоянием 135 мм имеет оправу диаметром 30 мм и весьма удачно интегрируется в существующую конструкцию спектрографа без каких-либо ее изменений. Найден оптимальный задний отрезок 42.24 мм, при котором эквивалентное фокусное расстояние телескопа Цейсс-2000 составит 10396 мм, а фокальное отношение, в свою очередь — $F/5.2$, при качестве изображений, близком к дифракционному. Редукция фокуса составляет $i = 0.65$. Диаграммы пятна рассеяния на входе в спектрограф для предлагаемой оптической системы приведены на рис. 3.

Пятно рассеяния на входе, при применении редуктора фокуса, уменьшается на 35%. Потери на шести поверхностях триплета с просветлением MgF_2 при этом составляют, соответственно, 24%/3000 Å, 7.6%/6000 Å, 12.5%/9000 Å. Эти потери в некоторой степени снижают концентрацию энергии на входе в спектрограф. Существенным недостатком является высокая цена триплета ED64839. Расчет предельного пропускания для этого варианта будет дан ниже.

Таблица 1: Основные параметры приемников излучения UVEX.

Параметр	CMOS	sCMOS
	Panasonic MN34230PL	GPIXEL GSENSE 2020BSI
Разрешение, пикс.	4656 × 3520	2048 × 2048
Размеры пиксела, мкм	3.75 × 3.75	6.5 × 6.5
емкость ячейки, ke^-	20	54
АЦП	12 бит	12 бит HDR
Шум считывания, e^-	1.2e @30db gain	1.6...1.9
Темновой шум, e^- /пикс/с	0.004	< 0.2

4. Приемник излучения

По сравнению с тестовой камерой ASI ZWO1600MM с CMOS-сенсором Panasonic MN34230PL, камера на sCMOS сенсоре с обратной засветкой GPIXEL GSENSE2020BSI, имеет более высокую квантовую эффективность. Однако меньший размер сенсора сокращает верхнюю границу спектрального диапазона до 7500 Å. Основные параметры приемников излучения приведены в табл. 1, а кривые абсолютной квантовой эффективности — на рис. 4.

5. Расчет предельной проникающей величины

Методика расчета соотношения сигнал-шум (SNR) и предельной проникающей величины позволяет учесть довольно много исходных факторов, при этом она достаточно тривиальна [1, 2] и реализована в множестве прикладных программных пакетов (IRAF и др.). Имеющиеся программные решения ориентированы на использование с определенным сочетанием телескоп-спектрограф и требуют адаптации к параметрам инструмента. Мы в своих расчетах использовали простой табличный вариант для пакета Microsoft Excel, известный как SIMSPEC V4.1b [3]. Тем не менее, для получения зависимостей проникания от экспозиции при заданной величине сигнал-шум, расчет пришлось дополнить скриптами.

Исходные данные для расчета:

- Телескоп: апертура $D = 2000$ мм, фокусное расстояние $F = 16000$ мм (а), $F = 10396$ мм (б), центральное экранирование $\varepsilon = 0.3$, пропускание оптики телескопа 0.84.

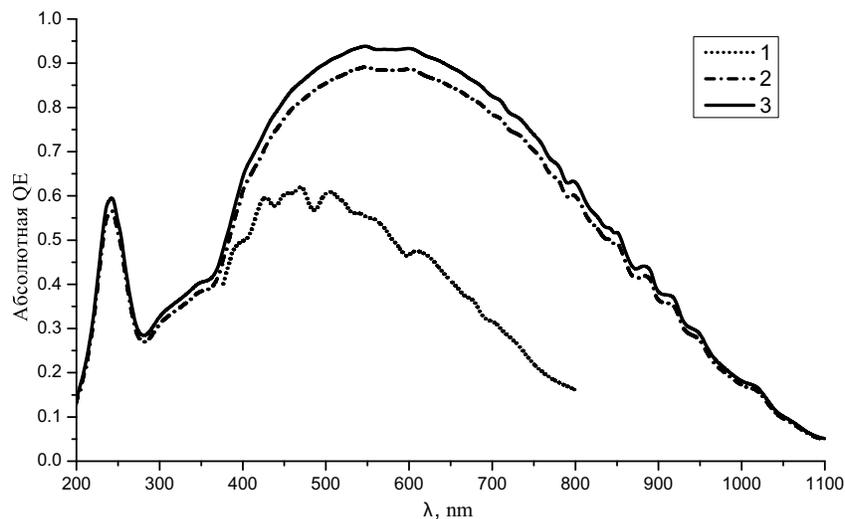


Рис. 4: Кривые абсолютной квантовой эффективности приемников излучения UVEX: 1 — камера ZWO ASI1600MM на основе сенсора Panasonic MN34230PL с окном N-BK7, просветляющее покрытие 400...700 нм; 2 — камера на основе сенсора GSENSE2020BSI с кварцевым окном без покрытия; 3 — сенсор GSENSE 2020BSI.

- Атмосфера: синг FWHM = 1.5";
фон неба — 21 mag/угл. сек.², в зените.
- Объект — звезда класса A0V.
- Ширина щели спектрографа — 15 мкм.

Рассчитана предельно достигаемая величина проникания в зависимости от экспозиции для камеры ZWO ASI1600MM на основе сенсора Panasonic MN34230PL с окном N-BK7 и просветляющим покрытием 400...700 нм и камеры на основе сенсора GSENSE2020BSI с кварцевым окном без покрытия. Сравнение полученных зависимостей проникающей величины от экспозиции было выполнено для длин волн $\lambda = 375$ нм, $\lambda = 500$ нм и $\lambda = 800$ нм (см. рис. 5). Применение приемника излучения с сенсором GSENSE2020BSI позволит увеличить проникание спектрографа UVEX на величину до 2^m.

Использование предложенного редуктора фокуса позволит получить дополнительный выигрыш в проникании: от 0.43^m до 0.6^m для

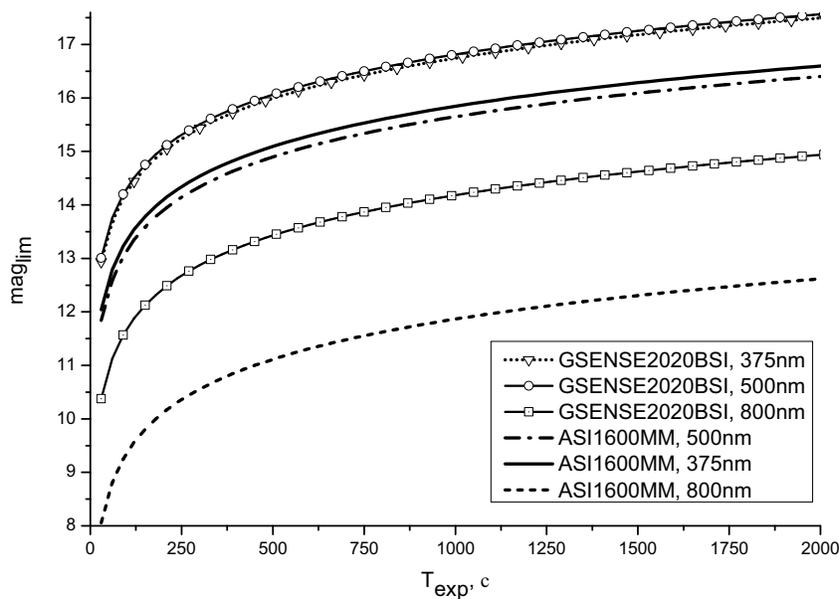


Рис. 5: Зависимость предельной проницающей величины от экспозиции для $\text{SNR} = 10$ с различными приемниками излучения в тестовых длинах волн $\lambda = 375 \text{ nm}$, $\lambda = 500 \text{ nm}$ и $\lambda = 800 \text{ nm}$.

камеры ZWO ASI1600MM и от 0.5^m до 0.8^m камеры на основе сенсора GSENSE2020BSI, во всем спектральном диапазоне. Увеличение проницающей величины при использовании редуктора фокуса и камеры ZWO ASI1600MM на длине волны $\lambda = 500 \text{ nm}$ показано на рис 6.

Получение качественных спектров для анализа с $\text{SNR} = 200$ возможно для объектов с яркостью на $\sim 6^m$ меньше предельной величины.

6. Заключение

Замена тестового приемника на камеру с сенсором GSENSE 2020BSI позволит существенно, на 2 звездные величины, увеличить проницание UVEX, а оснащение его редуктором фокуса — еще на $0.5^m \dots 0.8^m$. Повысить проницание спектрографа можно, применив более эффективную дифракционную решетку и активную оптику на его входе. Расчетная модель может быть использована при планировании наблюдений со спектрографом UVEX. В настоящее время авторами осу-

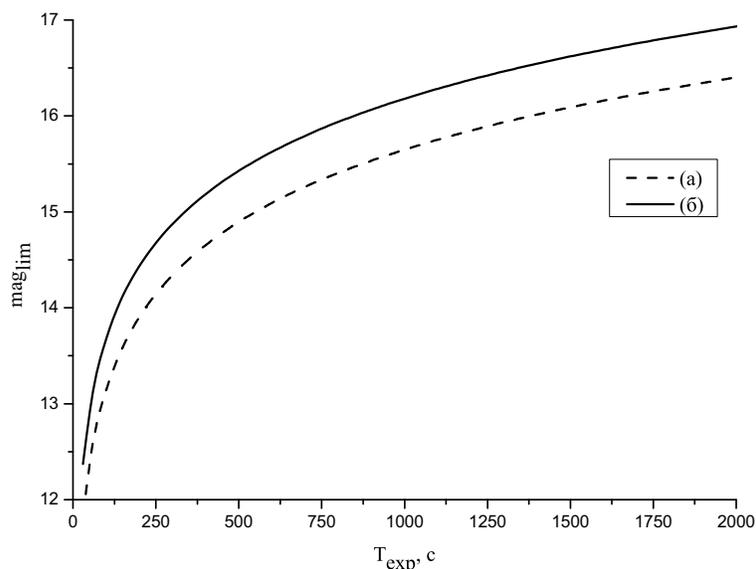


Рис. 6: Зависимость предельной проникающей величины от экспозиции для камеры ZWO ASI1600MM при $\lambda = 500$ нм, $\text{SNR} = 10$: а — без фокального редуктора, б — с предложенным вариантом редуктора фокуса $i = 0.65$.

ществляется экспериментальная проверка и уточнение полученных расчетных данных.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 17-12-01441.

Список литературы

1. N. Apostolakis, C. Surace, P.-Y. Chabaud, G. LeLeu, and LAM scientists, in P. Ballester, D. Egret, and N. P. F. Lorente, eds., *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXI, ASP Conf. Ser.*, volume 461, 885 (2012).
2. N. Apostolakis, P. Chabaud, and C. Surace, Etc-42 : Universal exposure time calculator. Calculation method., 2019, URL <https://projets.lam.fr/attachments/download/538/ETC-42-CalculationMethod.pdf>.
3. C. Buil, Spectrograph exposure time calculators (etc), 2019, URL <http://www.astrosurf.com/buil/us/compute/compute.htm>.

Робот-телескоп Терскольской обсерватории ИНАСАН

Нароенков С.А., Наливкин М.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В Институте астрономии РАН с 2014 г. ведутся работы по созданию роботизированных систем оптического мониторинга для решения обширного круга астрофизических задач. В 2019 г. на основе серийного 14-дюймового телескопа Meade LX200GPS создан полнофункциональный робот-телескоп. Разработано специальное программное обеспечение, позволяющее планировать и проводить сеансы наблюдений в автоматическом режиме без участия оператора. Робот-телескоп IRT-35 установлен в обсерватории ИНАСАН на пике Терскол. На телескопе в тестовом режиме проводятся фотометрические наблюдения переменных звезд и поиск оптических транзиентов.

Robotic telescope of Terskol observatory of INASAN

Naroenkov S.A., Nalivkin M.A.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The Institute of Astronomy is working on the development of robotic monitoring systems to solving a wide range of astrophysical problems since 2014. In 2019, a full-featured robotic telescope was created on the basis of the serial 14-inch telescope Meade LX200GPS. The special software has been developed. This software allows make observations in automatic mode without operator's participation. Robotic telescope IRT-35 is located on the Terskol Observatory of INASAN. Photometric observations of variable stars and searching of optical transients are carried out on the telescope in a test mode.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.014

1. Введение

Все чаще для решения задач мониторинга околоземного пространства применяются роботизированные системы телескопов. Преимуществом таких систем является способность выполнять поставленные задачи либо совсем без участия оператора, либо с минимальным вмешательством человека в процесс наблюдения. Роботизированные телескопы по заранее сформированному плану наблюдений в течение всего сеанса наблюдений выполняют необходимые действия — переводят опорно-поворотное устройство телескопа на определенную площадку на небесной сфере, производят съемку в разных фильтрах и

с требуемыми экспозициями. Роботизированные системы позволяют выполнять наблюдательные операции без вмешательства наблюдателя и достичь максимально возможной скорости обзора. С помощью робота-телескопа можно достаточно быстро среагировать на особые события, например гамма-всплеск, которому отдается приоритет.

Особенно ценно использование роботизированных систем наблюдения в труднодоступных местах, например, высоко в горах, либо в местах со сложными метеоусловиями. Высокогорная обсерватория Института астрономии РАН на пике Терскол (высота 3150 м) как раз является подходящим местом для установки такой системы. Низкое содержание паров воды и прозрачность атмосферы в условиях высокогорья делает обсерваторию на пике Терскол одним из лучших наблюдательных мест в Европе. Качество атмосферных изображений в этом месте достигает $1''$. Но почти девять месяцев в году обсерватория на пике Терскол практически не доступна из-за своего местоположения.

В рамках гранта РФФИ «Синхронные наблюдения астрофизических объектов методами классической астрономии, гамма-астрономии и физики космических лучей» в 2017–2019 гг. были проведены работы по созданию робота-телескопа в обсерватории на пике Терскол. Робот-телескоп IRT-35 будет активно использоваться для поиска оптических проявлений высокоэнергетических событий, обнаруженных установками для регистрации космических лучей и нейтринными телескопами. Применение роботов-телескопов идеально подходит для поиска транзиентов, так как позволяет оперативно реагировать на такие события[1].

2. Робот-телескоп IRT-35

Работы по созданию робота-телескопа были проведены на основе уже имеющегося научного оборудования — телескопа Meade 14" LX200GPS и астрономической башни с куполом Zeiss диаметром 5 метров. Изначально, купол Zeiss не был автоматизирован, и управление куполом осуществлялось только от пульта управления с помощью кнопок. Для создания робота-телескопа система управления куполом подверглась полной модернизации. Вместо старого пульта управления был собран новый пульт на основе системы управления куполом ScoreDome. Была модернизирована система открытия/закрытия створок купола. В первоначальном варианте створки могли быть открыты только человеком. После модернизации створки купола открываются как в ручном режиме, так и с помощью электропривода, который получает ко-

манды от системы управления куполом Scopedome. Система управления Scopedome позволяет управлять куполом как по кнопкам с пульта управления, так и через программное обеспечение на компьютере.

Тестовые наблюдения на телескопе Meade 14" LX200GPS показали, что стандартное опорно-поворотное устройство вилочного типа имеет низкую жесткость и большую периодическую ошибку ведения. Было выявлено, что стандартная монтировка телескопа имеет высокий уровень вибраций при активной динамике сканирования и длительное время затухания этих колебаний. Это не позволяет полноценно использовать его для проведения запланированных наблюдений. Для устранения вибрации старое опорно-поворотное устройство было заменено на новую монтировку SkyWatcher EQ8 Pro.

Робот-телескоп IRT-35 (INASAN ROBOTIC TELESCOPE 35 см) состоит из следующих компонентов: телескоп Meade 14" LX200GPS с корректором фокуса Baader Alan Gee Telecompressor Mark II, опорно-поворотное устройство SkyWatcher EQ8 Pro, ПЗС-камера Atik 460EX с колесом светофильтров UBVR, бесщелевой гризменный спектрограф, фокусирующее устройство FLI Atlas, а также специальные средства электропитания и грозозащиты, метеокомплекс для мониторинга параметров погоды в режиме ожидания и во время сеанса наблюдения, компьютер управления астрономическим оборудованием, сервер хранения и обработки данных. Параметры телескопа Meade LX200 с корректором фокуса: апертура 355мм, эквивалентное фокусное расстояние 2227 мм, поле зрения $19' \times 15'$, фокальное отношение F/5.9. Параметры ПЗС-камеры Atik 460EX: размер чипа 12.5×10 мм, размер пикселя 4.54 мкм, размер чипа 2749×2199 пикселей, масштаб изображения 0.42"/пикс.

Бесщелевой гризменный спектрограф встроен в колесо светофильтров. Он состоит из трансмиссионной дифракционной решетки 100 штр./мм типа Sheliak Star Analyzer 100, призмы Edmund Optics 49-440 с углом $3^{\circ}52'$ и блокирующего ИК фильтра. Эти компоненты установлены в специальной оправе стандарта 1.25 дюйма, допускающей их взаимную ориентацию. Решетка оптимизирована для работы в первом порядке дифракции. Дисперсия составляет $18.2\text{\AA}/\text{пикс}$ для типичного сингла в $2''$. Бесщелевой спектрограф позволит выполнять спектрофотометрические измерения всех зарегистрированных объектов в поле зрения с разрешением $R \sim 100$.

Робот-телескоп IRT-35 является полностью автоматизированным, что позволяет проводить наблюдения без участия оператора, а подключение к сети Интернет позволяет контролировать работу телеско-



Рис. 1: Общий вид робота-телескопа IRT-35.

па из любой точки мира. Общий вид робота-телескопа IRT-35 представлен на рис. 1.

Каждое из устройств робота-телескопа имеет программные и аппаратные интерфейсы для подключения и управления через компьютер. Программное обеспечение робота-телескопа включает в себя:

- программа управления сеансом наблюдений;
- программа-драйвер для управления опорно-поворотным устройством;
- программа-драйвер для управления ПЗС-камерой и колесом светофильтров MaximDL, драйвер для управления фокусирующим устройством FLI Atlas;
- программа-драйвер для управления куполом ScopeDome;
- программный модуль для определения погодных условий Meteo Control.

Программа управления сеансом наблюдений объединяет в себе функции управления всеми астрономическими устройствами, участвующими в сеансе наблюдений [2]. Взаимодействие между программой управления и другими программами-драйверами происходит через платформу ASCOM. Программа управления работает по заранее сформированному плану наблюдений. В плане наблюдений задаются

координаты объектов для наблюдения, режимы сопровождения объекта, требуемое количество кадров, время экспозиции, необходимый фотометрический фильтр или последовательность смены фильтров. Программа управления сеансом наблюдений реагирует на триггерные события в процессе наблюдения, например, на срочные заявки, получаемые от Баксанской нейтринной обсерватории (БНО) или другие события, формируемые сервером заявок, например GRB (Gamma Ray Burst). В процессе наблюдения программа управления анализирует качество получаемых изображений, и проводит необходимую фокусировку для улучшения качества получаемых изображений.

Каждое изображение хранится на сервере хранения данных, а ключевые данные о файле и наблюдаемом объекте сохраняются в специальной базе данных. В конце сеанса наблюдений формируется отчет о выполнении заданий, в котором указаны результаты и возникшие ошибки. Окончание сеанса наблюдений (закрытие купола и парковка телескопа) производится либо с окончанием плана наблюдений, либо по ухудшению погодных условий.

3. Метеокомплекс и программный модуль определения погодных условий

В процессе сеанса наблюдений программа управления получает данные о погоде от программного модуля определения погодных условий. Последний собирает данные о различных параметрах окружающей среды от метеокомплекса в составе датчика облачности AAG CloudWatcher, метеостанции Vaisala WX510 и камеры ZWO ASI178 MC с широкоугольным объективом. Метеокомплекс работает независимо от робота-телескопа постоянно, собирая и храня информацию о погоде и климате в месте установки телескопа. В специальной базе данных хранятся данные о температуре окружающей среды, влажности, осадках, условиях облачности, скорости и направлении ветра. Для получения и анализа данных с метеокомплекса был разработан программный модуль определения погодных условий «Meteo control». Программа позволяет обрабатывать и хранить в базе данных сведения о времени измерения погодных условий, температуре воздуха окружающей среды, влажности, скорости ветра, температуре точки росы, наличии облачного слоя в атмосфере. Программа также позволяет в автоматическом режиме получать и хранить данные с широкоугольной камеры для фиксирования облачного покрова в оптическом диапазоне в месте установки камеры. Программа в автоматическом режиме постоянно обращается к метеокомплексу и получает необходимую

информацию. С наступлением сумерек появляется дополнительный источник информации — фотоданные в цифровом виде о наличии облаков над местом установки камеры. При своей работе робот-телескоп постоянно обменивается данными с программным модулем определения погодных условий «Meteo control» для получения актуальной информации о погодных условиях.

4. Первые научные результаты работы IRT-35

В конце июня 2019 г. были проведены первые тестовые наблюдения на телескопе IRT-35. Для оценки точности фотометрии были проведены наблюдения переменной звезды ET Dra в течении двух ночей. Данная звезда также наблюдалась в Звенигородской обсерватории ИНАСАН на телескопе IRT-20 на протяжении апреля-июня 2019 г. Таким образом, есть возможность сравнить данные фотометрии с двух телескопов. Наблюдения проводились в фотометрических фильтрах В и V. Тестовые наблюдения показали, что звездные величины ET Dra в фотометрическом фильтре V, получаемые на двух телескопах, сопоставимы. Звездные величины в фильтре В незначительно отличаются в силу того, что используются фотометрические фильтры разного качества и разных производителей. Исследование и калибровка фотометрического фильтра В на телескопе IRT-35 в соответствии с данными с телескопа IRT20 позволит определить поправочный коэффициент для точной фотометрии.

При тестовых наблюдениях в конце июня 2019 г. не были проведены специальные исследования предельного проникания у телескопа IRT-35, но данные, которые были получены при фотометрических наблюдениях звезды ET Dra, показали, что при 40-секундной экспозиции в фильтре V можно регистрировать звезды 15.5^m с отношением сигнал/шум равным 15.

5. Заключение

Проведены работы по созданию робота-телескопа IRT-35 в обсерватории ИНАСАН на пике Терскол. Учитывая климатические условия обсерватории, эксплуатация робота-телескопа является оптимальным решением. Первые научные результаты наблюдений показывают, что телескоп будет востребован для задач наблюдения переменных звезд, обнаружения и исследования оптических транзиентов, спектральных наблюдений избранных звезд.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-29-13034.

Список литературы

1. I. Dzaparova, D. Dzhappuev, A. Kurenya, O. Mikhajlova, et al., *Izv. CrAO*, **114**, 22, 2018, URL <http://jn.craocrimea.ru/index.php/izvcrao/article/view/463>.
2. S. A. Naroenkov and M. A. Nalivkin, in B. M. Shustov and D. S. Wiebe, eds., *Stars and Satellites, Proceedings of the Memorial Conference Devoted to A.G. Masevich 100th Anniversary*, 339–344 (2018).

Концепция телескопа, собираемого на орбите (OAST)

Сю Б.¹, Ю Ф.¹, Гао Ю.¹, Ванг Ш.¹, Жю Г.¹, Джанг Ч.¹,
Шугаров А.С.², Сачков М.Е.², Саванов И.С.²

¹*Институт оптики, точной механики и физики, Китайская академия наук, Чанчунь, Китай*

²*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Космические астрономические телескопы с большими апертурами являются одним из основных инструментов для изучения Вселенной в XXI веке. Традиционные технологии изготовления больших зеркал, размеры головных обтекателей ракет-носителей ограничивают дальнейшее развитие. Космический телескоп, собираемый на орбите (OAST, On-orbit Assembling Space Telescope) является относительно новой идеей для будущих космических телескопов с большой апертурой, которые будут модульно спроектированы, модульно изготовлены и модульно запущены, и будут не только собраны, но и отъюстированы в космосе. В данной статье мы кратко представляем проект OAST, научные задачи и научные инструменты. Продемонстрирована концепция 10-метрового космического телескопа.

The conceptual design of On-orbit Assembling Space Telescope (OAST)

Xu B.¹, Yu F.¹, Gao Y.¹, Wang Sh.¹, Ju G.¹, Zhang Ch.¹,
Shugarov A.S.², Sachkov M.E.², Savanov I.S.²

¹*Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun, China*

²*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Space astronomical telescopes with large apertures are one of the main tools to discover the Universe in the 21st century. Traditional manufacturing techniques of large mirrors, the size of the head fairings of launch vehicles limit further development. On-orbit Assembling Space Telescope (OAST) is a relatively new idea for future large aperture space telescopes, which is modularly designed, modularly manufactured and modularly launched, and will be not only assembled, but also calibrated in space. In this paper, we briefly introduce the concept and the advantages of OAST, scientific goals and scientific instruments. The conceptual design of a 10-meter aperture space telescope is demonstrated.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.015

1. Введение

Несмотря на существенный прогресс в создании наземных телескопов с крупными апертурами и системами адаптивной оптики, присущие им ограничения не могут удовлетворить всем современным требованиям, таким как:

1) изучение объектов ранней вселенной с большим красным смещением, для чего необходимы наблюдения в инфракрасном диапазоне, который сильно поглощается атмосферой Земли;

2) ультрафиолетовый диапазон, который также поглощается земной атмосферой, несет большое количество информации, также он может быть использован для поиска биомаркеров в атмосферах экзопланет;

3) системы адаптивной оптики наземных телескопов способны эффективно корректировать изображение лишь в очень ограниченном поле зрения, что сильно ограничивает задачи массовых исследований;

4) наличие атмосферы ограничивает фотометрическую точность наземных наблюдений во всех спектральных диапазонах.

По этим причинам необходимо строить космические телескопы УФ, оптического и ИК диапазонов, какими бы дорогостоящими они ни были. Например, бюджет крупнейшего строящегося наземного телескопа E-ELT составляет 1.083 миллиарда евро, общий бюджет космического телескопа HST (космический телескоп Хаббла) начиная с 1990-х гг. составляет 3 миллиарда долларов, а бюджет космического телескопа JWST (космический телескоп Джеймса Уэбба) [1] превысил отметку 9.6 миллиарда долларов и может еще увеличиться.

Апертуры космических телескопов непрерывно увеличиваются, для HST это было 2.4 м, для JWST это будет 6.5 м, в обозримом будущем апертуры космических телескопов могут достичь 10-метрового уровня и более. Это требует новых идей для обеспечения технической возможности запуска столь крупных телескопов с использованием имеющихся носителей, обеспечения оптического качества их работы. Также необходимо удерживать стоимость проекта в разумных пределах.

Концепция телескопа, собираемого на орбите (OAST, On-orbit Assembling Space Telescope) — относительно новая идея для будущих космических телескопов с большой апертурой. Ключевые элементы концепции — модульное проектирование и отработка, возможность модульного запуска, обслуживание на орбите, юстировка телескопа и инструментов после запуска на орбите [2].

2. Научные задачи проекта и научная аппаратура

Набор научной аппаратуры космического телескопа должен включать в свой состав:

1) универсальные многоцелевые приборы, способные решать широкий спектр актуальных и перспективных научных задач, наличие таких приборов обусловлено требованием удовлетворить максимально большой круг пользователей;

2) уникальные приборы, оптимизированные для решения узких научных задач, которые не могут быть оптимально решены универсальными приборами, но ввиду их особой важности заслуживают изготовления отдельного научного прибора.

Примером универсального многоцелевого прибора является изображающий спектрограф STIS телескопа HST. Данный спектрограф — один из старейших инструментов Космического телескопа Хаббла, который был установлен во время второй миссии по обслуживанию (SM2) в 1997 г. и доказал свою эффективность, до сих пор процент заявок на этот спектрограф достигает 13%. STIS — это универсальный спектрограф для получения изображений, обеспечивающий пространственно разрешенную спектроскопию от 1150 до 10300 Å от низкого до высокого спектрального разрешения ($R = 114000$), солнечно-слепые изображения в ультрафиолетовом диапазоне, прямые и коронографические изображения в оптическом диапазоне. Эта универсальность гарантирует, что инструменты типа STIS будут продолжать играть жизненно-важную роль в ультрафиолетовой и оптической астрономии в течение многих лет.

В качестве спектрального прибора УФ и оптического диапазона телескоп OAST может быть оснащен универсальным орбитальным спектрографом (UOS, Universal Orbital Spectrograph), созданным по типу спектрографа STIS. Спектрограф должен иметь спектральный диапазон 115–1100 нм; пространственное разрешение не хуже 0.1"; несколько детекторов (МКП, ПЗС, также необходимо рассмотреть КМОП); несколько режимов работы с разным разрешением от $R = 1000$ до $R = 200000$. Особо следует подчеркнуть важность моды высокого разрешения, которая позволит существенно превзойти параметры УФ-спектрографов HST.

К числу научных задач, решение которых станет возможным с помощью спектрографа UOS, следует отнести: динамика звезд и газа в окрестностях ядер галактик и черных дыр; абсорбционные линии в спектрах квазаров, ядер активных галактик; туманности и сопутствующие объекты (HH объекты, HII области); спектроскопия межзвезд-

ной среды; протопланетные диски; экзопланеты; авроры в Солнечной системе; звездная активность; лучевые скорости звезд и отождествление новых линий, профили линий звезд со сверхвысоким разрешением.

На борту OAST необходимо иметь камеру ближнего УФ и оптического диапазона (UOC, Universal Orbital Camera) высокой информационной емкости на основе КМОП или ПЗС детектора формата не менее $9k \times 9k$ с согласованным масштабом пикселя (не хуже $0.02''/\text{пиксель}$). Данная камера будет иметь преимущества перед самыми современными наземными телескопами в части поля зрения, углового разрешения, фотометрической точности и долговременной стабильности получаемых фотометрических и астрометрических данных. Основные научные задачи — получение прямых снимков разнообразных астрофизических объектов с использованием светофильтров, проведение сверхглубоких обзоров с очень высоким прониканием и разрешающей способностью (Ultra-Deep Field).

ИК диапазон может быть разбит на два диапазона в соответствии с чувствительностью ИК детекторов — ближний ИК и дальний ИК. Для каждого диапазона необходимо наличие спектрографа и камеры получения прямых снимков. В условиях прогнозируемой недоступности ИК детекторов производства США одним из основных вопросов при проектировании ИК каналов будет проблема комплектации ИК детекторами большого формата с приемлемыми для астрофизических исследований характеристиками, а также проблема охлаждения.

Среди уникальных научных приборов могут быть рассмотрены приборы для изучения экзопланет и поиска биомаркеров. Не вызывает сомнений, что количество обнаруженных экзопланет, в т.ч. в области потенциального зарождения жизни, в ближайшие десятилетия будет непрерывно увеличиваться.

На борту OAST может быть установлен специализированный спектрограф ВУФ и/или УФ диапазон(ов), аналогичный спектрографу UVSPEx проекта «Спектр-УФ» (WSO-UV, [3]). Данный УФ-спектрограф предназначен для изучения атмосферы экзопланет, подобных Земле и Венере, используя транзитные кривые соотношения интенсивности H-Lyman alpha (122 нм) и O I (130 нм). Также возможен поиск других спектральных линий, например, озона. Ввиду сочетания сложности детектирования атмосферы у экзопланет и очень высокой значимости данной научной задачи, данный прибор должен быть максимально оптимизирован и иметь отдельное поле зрения на фокальной поверхности телескопа OAST.

Среди специализированных приборов стоит упомянуть много-мультизачковые спектрографы или/или спектрографы с длинной щелью, в т.ч. УФ диапазона. Техническая реализуемость подобного спектрографа требует более детальной проработки.

В настоящее время проектируются специализированные космические миссии, максимально оптимизированные для работы в режиме коронографа, для изучения экзопланет, например проект HabEx [4]. Эффективность работы OAST в режиме коронографа является предметом отдельного изучения, т.к. осевая оптическая схема является не самой эффективной, а фокальная поверхность будет сильно перегружена другими не менее важными приборами.

3. Проблемы создания крупного орбитального телескопа

Для создания крупного орбитального телескопа необходимо решить несколько ключевых проблем:

1) Изготовление зеркала с апертурой 10 метров. Изготовление зеркал большой апертуры является одной из самых сложных задач для оптической индустрии, т.к. при этом необходимо обеспечить точность поверхности на уровне нескольких нанометров. Самое большое монолитное зеркало с апертурой 8.4 м установлено на телескопе LBT (Большой бинокулярный телескоп), апертура самого большого зеркала из карбида кремния, изготовленного в CIOMP, составляет 4 м. Сегментированное зеркало является возможным решением для телескопов с большой апертурой, включая E-ELT и JWST. В случае сегментированного зеркала существует проблема прецизионного фазирования сегментов с нанометровой точностью, для чего требуется система измерения волнового фронта и система управления зеркалами (WFS&C) [5], вероятно потребуются какие-либо робототехнические механизмы.

2) Сборка, юстировка и тестирование крупногабаритного космического телескопа. Характерный масштаб стенда сборки и юстировки сопоставим с размером зеркала, что делает его создание достаточно сложным и затратным при апертуре зеркала 10 м, так как контролировать окружающую среду при таких габаритах практически невозможно.

3) Вывод космического телескопа с большой апертурой на орбиту. Самая большая ракета-носитель КНР CZ-5В имеет обтекатель 5.2 м, что недостаточно для запуска телескопа с крупным монолитным зеркалом. Прогнозируется, что рост апертуры космических телескопов

будет превосходить темп роста размеров обтекателя ракет тяжелого класса.

Как показано в [6], переход на новые технологии проектирования космических телескопов больших апертур позволит изменить тренд, заданный традиционными телескопами с цельным зеркалом. Проект телескопа OAST, собираемого на орбите, предполагает один из наиболее осуществимых методов реализации космического телескопа 10-метрового класса и обладает следующими преимуществами:

- 1) проблема изготовления цельного зеркала решена за счет использования сегментов умеренного размера;
- 2) модульный принцип конструкции избавляет от необходимости испытаний собранного изделия на стенде, отдельные модули будут испытываться индивидуально на имеющемся оборудовании;
- 3) большая часть модулей OAST может быть демонтирована и заменена, что увеличивает надежность и ремонтпригодность по сравнению с традиционными космическими аппаратами;
- 4) при международной кооперации по проекту модульная архитектура существенно упрощает взаимодействие между партнерами;
- 5) существует возможность запуска несколькими носителями, размер обтекателя и выводимая масса больше не являются непреодолимыми ограничениями;
- 6) стоимость проекта и риски миссии значительно уменьшаются по сравнению с традиционным подходом;
- 6) существует возможность обновления аппаратуры на орбите после запуска;
- 7) минимальны потребности в модернизации существующего технологического оборудования и наземных стендов отработки.

С учетом описанных выше преимуществ новой технологии, в [7] предсказано, что при переходе на новую технологию существует возможность изменения тренда в кривой роста апертуры космических телескопов в ближайшие несколько десятилетий.

4. Концептуальный проект телескопа с апертурой 10 м, собираемого на орбите

Концепция телескопа OAST с апертурой 10 м была разработана для целей демонстрации нового подхода.

На рис. 1 показана оптическая система телескопа, которая является трехзеркальной осевой системой, аналогичной JWST. В оптический тракт могут быть добавлены дополнительные плоские зеркала

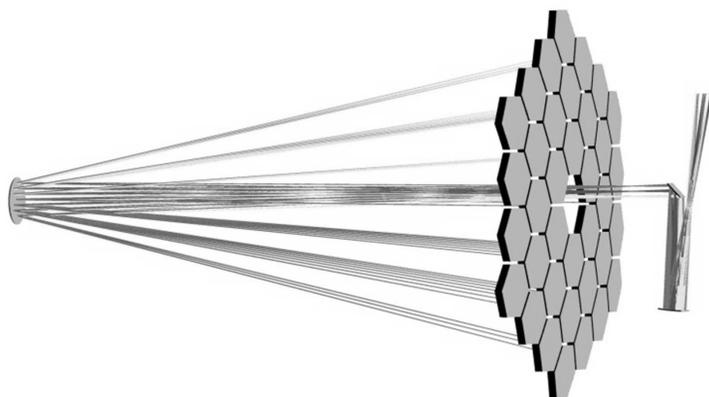


Рис. 1: Оптическая схема телескопа OAST с апертурой 10 м.

для системы активной оптики или для переключения между разными научными приборами. Выбирая между осевой и внеосевой оптической схемой, выбор был сделан в пользу первой, несмотря на то, что вторая позволяет достичь большего поля зрения. Основная проблема внеосевой схемы — несимметричные зеркальные элементы, что может вызвать трудности при обслуживании и ремонте OAST на орбите, поскольку зеркальные модули не будут взаимозаменяемыми.

Основные параметры обсерватории OAST приведены в табл. 1. Спектральный диапазон телескопа предполагается от ближнего ультрафиолета до среднего инфракрасного. Возможность работы в дальнем УФ требует проработки. Из-за требований к охлаждению оптики, телескоп планируется разместить в точке L2 системы Земля-Солнце. Большинство параметров достижимы в ближайшем будущем, за исключением спектрального диапазона. Это является довольно сложной задачей с точки зрения покрытия зеркал, что может привести к низкой эффективности работы в УФ-диапазоне. Мы предполагаем, что в будущем будут разработаны более эффективные покрытия, которые позволят обеспечить эффективную работу в ближнем УФ и, возможно, в дальнем УФ.

Результаты оценки ошибки волнового фронта (WFE) по полю зрения на длине волны 632.8 нм, с учетом ожидаемых погрешностей юстировки, приведены на рис. 2, ожидаемое качество изображения для разных длин волн на рис. 3.

Таблица 1: Основные характеристики проекта OAST.

Параметр	Значение
Апертура, м	$\varnothing 10$
Эффективный фокус, м	200
Эффективная собирающая поверхность, м ²	61.1
Спектральный диапазон, мкм	0.2–29
Поле зрения, '	9.6×18 (WFE < 65 нм)
Масштаб изображения, "/мкм	0.001
Ошибка волнового фронта, СКО	$\lambda/10$
Орбита	L2 Солнце-Земля
Доступная область наблюдения	Все небо в течении года
Срок службы при обслуживании, лет	> 30

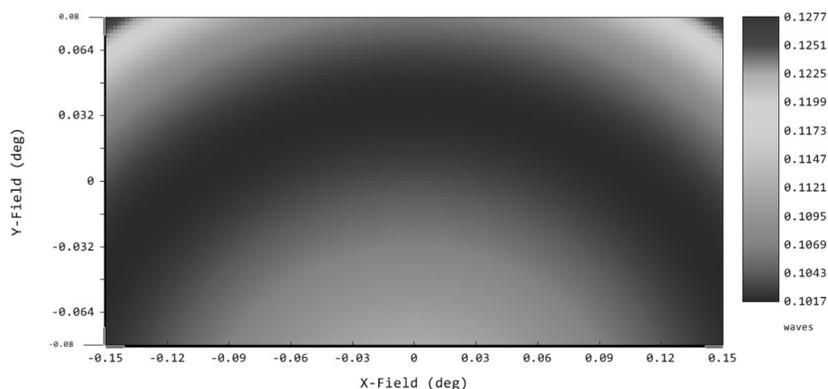


Рис. 2: Ошибка волнового фронта по полю зрения на длине волны 632.8 нм.

Первичное зеркало телескопа состоит из 36 шестигранных сегментов, каждый из которых выполнен в виде дискретного модуля. Солнцезащитный кожух и ферма вторичного зеркала выполнены в виде раскладывающихся конструкций, что позволит сэкономить место под обтекателем ракеты-носителя. Все модули могут поместиться под обтекатель ракетносителя CZ-5В и могут быть отправлены на орбиту одним запуском (см. рис. 4).

Для процедуры сборки может потребоваться по меньшей мере два роботизированных манипулятора, поскольку процедура захвата и установки модулей телескопа может быть довольно сложной, каж-

Длина волны, мкм	Позиция на фокальной поверхности, размер пятна рассеяния (мкм)											
	0,00° 0,06°	0,075° 0,06°	0,15° 0,06°	0,00° 0,14°	0,075° 0,14°	0,15° 0,14°	0,075° 0,20°	0,15° 0,20°	0,00° 0,22°	0,05° 0,22°	0,10° 0,22°	0,15° 0,22°
0,2	34,4	34	32,8	33,2	32,8	32,8	33,2	34,8	32,8	33,2	34	36,4
0,3	40,8	40	38,8	39,2	38,4	38,8	39,2	41,2	39,2	39,2	40,4	44
0,4	49	48	48	48	48	48	48	49	48	48	49	51
0,5	58	58	57	57	57	57	57	59	57	58	58	60
0,6	67	67	66	66	66	66	66	68	66	66	67	69
0,63280	70	70	69	69	69	69	69	71	69	69	70	72
0,7	76	76	74	75	74	74	75	76	74	75	76	78
0,8	85	84	82	84	82	82	83	84	82	82	84	86
1	101	101	97	100	97	98	99	99	97	98	99	101
2	188	184	180	184	180	184	188	184	184	184	184	184
3	272	272	268	272	268	272	276	272	268	268	272	272
4	360	360	356	360	356	360	364	360	356	356	356	360
5	450	450	450	450	450	450	460	450	450	450	450	450
10	900	900	880	900	880	890	910	890	890	890	890	890
15	1340	1340	1320	1340	1320	1340	1360	1340	1340	1340	1340	1340
20	1800	1800	1760	1800	1760	1780	1820	1780	1780	1780	1780	1780
25	2240	2240	2200	2240	2200	2220	2260	2220	2220	2220	2220	2220
29	2600	2600	2560	2600	2560	2600	2640	2600	2600	2600	2600	2600

Рис. 3: Ожидаемое качество изображения телескопа OAST для разных длин волн.

дому из них потребуется по меньшей мере 6 степеней свободы для выполнения своих заданий. Возможно им придется обмениваться друг с другом объектами для выполнения сложных задач, таких как сборка вторичного зеркала.

Большая часть монтажных работ по сборке телескопа может быть проведена на космической станции, под контролем и, при необходимости, при участии космонавтов. После этого собранный телескоп будет отправлена в точку ESL2.

5. Заключение

Концепция модульного телескопа, собираемого на орбите, является одним из наиболее реалистичных способов создания космического телескопа с 10-метровой апертурой. Крупный космический телескоп УФ, оптического и ИК диапазонов, безусловно, будет одним из ключевых инструментов для исследования Вселенной после 2030 г.

В настоящий момент в планах крупнейших космических агентств нет утвержденных УФ-миссий следующего поколения на период после

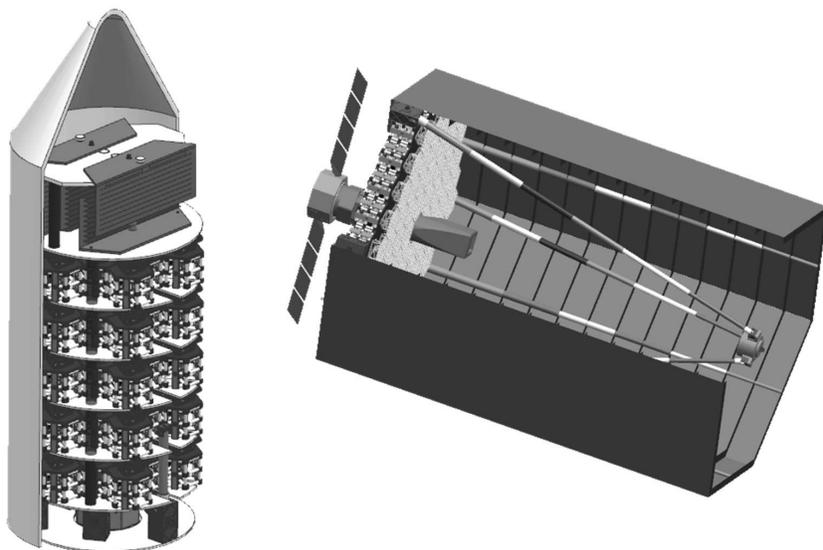


Рис. 4: Общий вид космического телескопа OAST: под обтекателем CZ-5B в разобранном виде (слева), в рабочем состоянии (справа).

2030 г. Впервые за почти полвека космических исследований астрономы столкнутся с проблемой доступа к УФ-диапазону. Проект OAST в период после 2030 г. может стать главной и единственной внеатмосферной обсерваторией в данном диапазоне длин волн.

Предложенная концепция OAST позволяет преодолеть многочисленные барьеры на пути создания космического телескопа с 10-метровой апертурой, включая производство, сборку, испытания и компоновку под обтекателем.

Мы выражаем благодарность профессору Сю Шуяну за научное руководство, многолетний инженерный опыт и инновационные идеи. Коллектив авторов от CIOMP выражает благодарность Министерству науки и технологии КНР, работы проведены при поддержке национальной ключевой программы НИОКР (National Key R&D Program of Chinese Ministry of Science and Technology, No. 2016YFE0205000).

Список литературы

1. P. A. Lightsey, C. Atkinson, M. Clampin, and L. D. Feinberg, *Optical Engineering*, **51**, 011003-011003-20, 2012.
2. L. D. Feinberg, J. Budinoff, H. MacEwen, G. Matthews, and M. Postman, *Optical Engineering*, **52**, 091802, 2013.
3. A. Tavrov, S. Kameda, A. Yudaev, I. Dzyuban, et al., *arXiv e-prints*, arXiv:1810.07644, 2018.
4. 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).
5. A. R. Contos, D. S. Acton, P. D. Atcheson, A. A. Barto, P. A. Lightsey, and D. M. Shields, in *Proc. SPIE*, volume 6265, 62650X (2006).
6. C. F. Lillie, R. S. Polidan, and D. R. Dailey, in *Proc. SPIE, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7731, 773102 (2010).
7. C. F. Lillie, H. A. MacEwen, R. S. Polidan, and J. B. Breckinridge, in *Proc. SPIE, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 10398, 103980R (2017).

Численный метод расчета критерия Колмогорова-Смирнова в задаче популяционного синтеза двойных звезд

СЫТОВ А.Ю.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Приводится метод расчета критерия Колмогорова-Смирнова для двух дискретных функций распределения, вычислительно эффективный при большом отношении размеров выборок. Рассмотрено применение метода в задаче в задаче популяционного синтеза двойных звезд для сравнения распределений моделируемых и наблюдаемых величин.

Numerical method for discrete two-sample KS-test in binary stars population synthesis problem

Sytov A.Yu.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

A robust numerical method for discrete two-sample KS-test calculation for is presented. The method is binning-independent and computationally efficient at large ratios of sample sizes. The method is used for binary stars population synthesis problem to test distributions of synthesized binary parameters against distributions of observed parameters.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.016

1. Введение

Критерий однородности Колмогорова-Смирнова используется в задаче популяционного синтеза двойных звезд [1, 2, 3] для оценки соответствия статистических распределений параметров синтезируемого ансамбля двойных звезд модельным и наблюдаемым распределениям. Формально для вычисления статистики D критерия Колмогорова-Смирнова необходимо знать функции распределения $F_n(x)$, $G_m(x)$ для двух сравниваемых выборок $X = X_1, \dots, X_n$, $Y = Y_1, \dots, Y_m$ независимо распределенных случайных величин X_i и Y_j :

$$D = \sup_x |F_n(x) - G_m(x)| \quad (1)$$

При большом размере выборок n , m построение самих функций распределения может представлять техническую проблему из-за тре-

бований к памяти и вычислительных затрат на алгоритмы поиска и сортировки [4]. Существуют различные способы уменьшения вычислительной сложности метода расчета (1), но они опираются на построение приближенных функций распределения, что ведет к потере точности вычислений [5, 6]. В задаче популяционного синтеза двойных звезд на практике обычно реализуется ситуация, когда только одна из выборок, соответствующая синтезируемому ансамблю звезд, достаточно большая, чтобы построение ее функции распределения было избыточно ресурсоемким, в то время как вторая (опорная) выборка сравнительно мала либо функция для модельного распределения задана аналитически. Без ограничения общности будем считать, что функция распределения $F_n(x)$ описывает распределение некоторого параметра из синтезируемого ансамбля звезд, а функция распределения $G_m(x)$ описывает распределение того же параметра из наблюдательной выборки, при этом $m \ll n$. Значение статистики D может быть вычислено точно без предварительного построения $F_n(x)$, зная только $G_m(x)$ и $\{Y_j\}_1^m, \{X_i\}_1^n$. Для упрощения выражений, дополнительно предположим, что значения Y_j упорядочены ($Y_j \leq Y_{j+1} \forall j$), хотя для вычисления D на практике сортировки значений Y_j не требуется. В случае, когда $m \ll n$ и m достаточно мало для построения $G_m(x)$ по Y и хранения их в памяти вычислителя, расчет D не представляет технической сложности независимо от величины n .

2. Численный метод

Предлагаемый метод заключается в вычислении статистики D с использованием дополнительной функции $H_m^*(x)$, такой, что выполняется равенство

$$\sup_x |H_m^*(x) - G_m(x)| = \sup_x |F_n(x) - G_m(x)|. \quad (2)$$

Для случайной величины, имеющей дискретный набор значений, эмпирическая функция распределения является кусочно-постоянной, разрывной слева от точек, соответствующих значениям этой случайной величины. Функции $F_n(x)$, $G_m(x)$ можно определить как

$$F_n(x) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n I(x \geq X_i) \quad G_m(x) = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m I(x \geq Y_j) \quad (3)$$

где $I(x)$ — функция-индикатор. Для выполнения (2) функция $H_m^*(x)$ на каждом интервале $[Y_j, Y_{j+1})$ должна соответствовать одному из

крайних значений $F_n(x)$, в зависимости от максимального значения $|F_n(x) - G_m(x)|$ на интервале, что выполняется если $H_m^*(x)$ определить как

$$H_m^*(x) = \begin{cases} H_m^+(x), & |H_m^+(x) - G_m(x)| \geq |H_m^-(x) - G_m(x)| \\ H_m^-(x), & |H_m^+(x) - G_m(x)| < |H_m^-(x) - G_m(x)| \end{cases} \quad (4)$$

где $H_m^+(x) = \sup_{x \in [Y_j, Y_{j+1}) \forall j} F_n(x)$, а $H_m^-(x) = \inf_{x \in [Y_j, Y_{j+1}) \forall j} F_n(x)$, т.о. функции $H_m^+(x)$ и $H_m^-(x)$ описывают верхнюю и нижнюю границу области значений $F_n(x)$ на интервалах $[Y_j, Y_{j+1})$. Определить $H_m^+(x)$ и $H_m^-(x)$ можно следующим образом:

$$\begin{aligned} H_m^+(x) &= \frac{1}{n} \left(\sum_{j=1}^{m-1} [I(x \geq Y_j) \sum_{i=1}^n I(Y_j \leq X_i < Y_{j+1})] + \right. \\ &\quad \left. + \sum_{i=1}^n I(X_i < Y_1) + I(x \geq Y_m) \sum_{i=1, n} I(Y_m \leq X_i) \right) \\ H_m^-(x) &= \frac{1}{n} \left(\sum_{j=1}^{m-1} [I(x \geq Y_{j+1}) \sum_{i=1}^n I(Y_j \leq X_i < Y_{j+1})] \right. \\ &\quad \left. + I(x \geq Y_1) \sum_{i=1}^n I(X_i < Y_1) \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Следует отметить, что в силу определения функции $H_m^+(x)$ и $H_m^-(x)$ связаны между собой соотношением

$$H_m^+(x) | x \in [Y_{j-1}, Y_j) = H_m^-(x) | x \in [Y_j, Y_{j+1}) \quad (6)$$

что позволяет в дальнейшем упростить численную схему. С учетом того, что все функции G, H^*, H^+, H^- являются кусочно-постоянными, изменяющими значение в точках $\{Y_j\}_1^m$, для вычисления критерия (1) нужны значения указанных функций только в этих точках. Поэтому, используя значения случайных величин Y_j в качестве узлов сетки, введем соответствующие сеточные функции

$$G_j = G_m(Y_j), H_j^* = H_m^*(Y_j), H_j^+ = H_m^+(Y_j), H_j^- = H_m^-(Y_j) \quad (7)$$

Соотношение (6) соответственно перейдет в

$$H_{j-1}^+ = H_j^- \quad \text{с учетом} \quad H_{j < 1}^- = 0, H_{j > n}^+ = 1. \quad (8)$$

Таким образом, процедуру вычисления статистики D можно записать в следующем виде:

$$D = \max_j |H_j^* - G_j| \quad (9)$$

где H_j^* определяется из (4) как

$$H_j^* = \begin{cases} H_j^+, & |H_j^+ - G_j| \geq |H_j^- - G_j| \\ H_j^-, & |H_j^+ - G_j| < |H_j^- - G_j| \end{cases} \quad (10)$$

при этом H_j^- выражается через H_j^+ из (8), а значения функции H_j^+ вычисляются соответственно (5) как

$$H_j^+ = \frac{1}{n} \left(\sum_{j=1, m-1} \left[I(X_i \geq Y_j) \sum_{i=1, n} I(Y_j \leq X_i < Y_{j+1}) \right] + \sum_{i=1, n} I(X_i < Y_1) + I(j > m) \sum_{i=1, n} I(Y_m \leq X_i) \right) \quad (11)$$

Вычисление уровня значимости α гипотезы о равенстве распределений $H_0 : F_n(x) = G_m(x)$ выполнялось аналогично работе [7]: для частного случая малых выборок использовались методы, изложенные в работах [8, 9, 10, 11], для более типичных размеров выборок $m \sim 10^3..10^4$, $n \sim 10^4..10^9$ использовалось асимптотическое значение α [12]. В ряде методов кроме статистики D также требуются вспомогательные статистики D^- , D^+ :

$$D^+ = \sup_x (H_m^+(x) - G_m(x)) \quad D^- = \sup_x (G_m(x) - H_m^-(x)), \quad (12)$$

которые вычисляются аналогичным образом, с учетом (8), как

$$D^+ = \max_j (H_j^+ - G_j) \quad D^- = \max_j (G_j - H_j^-), \quad (13)$$

при этом статистика D связана с D^+ и D^- как $D = \max(D^+, D^-)$.

3. Тесты

Для апробации метода было проведено сравнение с реализациями методов вычисления критерия Колмогорова-Смирнова из пакетов `stats` [13], `dgof` [7] и `KSgeneral` [5] языка **R**¹ для статистического анализа данных. Для тестирования были использованы наблюдательные данные каталога WDS (Gaia DR2), подробности можно найти в работе [14]. Анализировались распределения 6 величин: блеска первичного V_1 и вторичного V_2 компонентов двойной системы, разности блеска ΔV , углового ρ и линейного межкомпонентного расстояния r , а также параллакса p . Теоретические выборки указанных величин были получены для различных комбинаций функций звездообразования — функции масс $f(M) = \{\text{Salpeter}, \text{Кroupa}\}$, отношения масс компонентов $f(q) = \{1, q, q^{-0.5}, q^{+0.5}, q^{-2}, q^2\}$, большой полуоси орбиты $f(a) = \{1, a^{-0.5}, a^{-1}, a^{-1.5}, a^{-2}\}$, эксцентриситета орбиты $f(e) = \{2e, \delta(0), 1\}$ и сценария образования двойных звезд $S = \{\text{RP}, \text{PCP}, \text{SCP},$

¹<https://www.r-project.org/>, см. также <https://journal.r-project.org/>

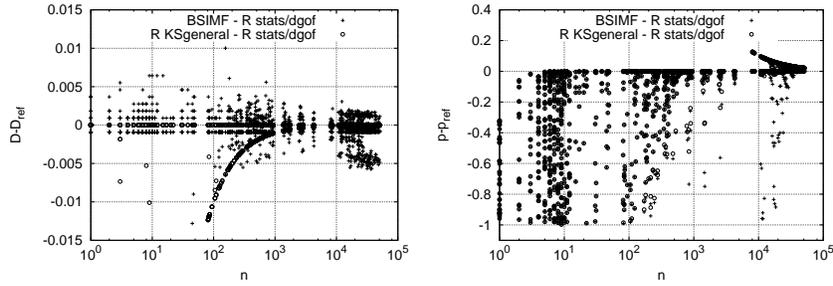


Рис. 1: Зависимость разницы с опорными значениями статистики D (слева) и уровня значимости α (справа) от размера выборки n при $m = 10^3$.

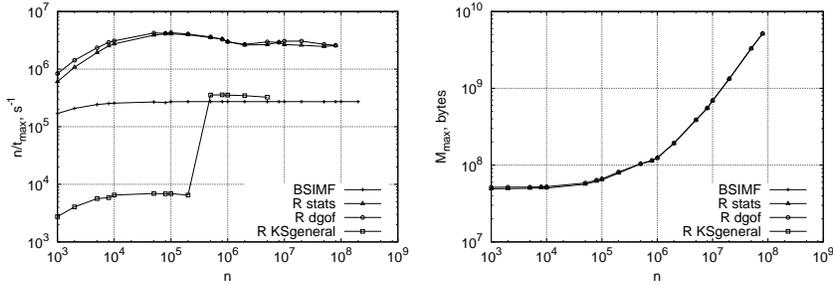


Рис. 2: Зависимость производительности n/t_{\max} (слева) и объема памяти M_{\max} (справа) от размера выборки n при $m = 10^3$.

ТРР} [2]. На рис. 1 показано отклонение статистики D и уровня значимости α (p-value) от опорных значений D_{ref} , α_{ref} (**R stats/dgof**) для всех комбинаций функций звездообразования (420), а на рис. 2 показана зависимость производительности численного метода и требуемой памяти от размера выборки. Результаты приведены для вышеописанного метода (код **BSIMF**) и пакета **R KStgeneral**.

4. Заключение

Предложенный метод показал в основном корректные результаты и сравнимую с другими реализациями производительность. Имеющиеся

различия на отдельных выборках требуют дополнительного исследования, однако они сопоставимы с различиями между результатами самих методов сравнения. Описанный метод не требует знания всей исследуемой выборки заранее и не накладывает ограничение на ее размер либо на количество требуемой памяти вычислителя, ограничение может быть связано только с размером опорной выборки, наименьшей по размеру из двух сравниваемых.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 19-07-01198 «Моделирование на основе систем гипотез для решения обратной задачи — восстановления истории образования двойных звездных систем в Галактике».

Список литературы

1. O. Malkov and H. Zinnecker, *MNRAS*, **321**, 149, 2001.
2. Y. M. Gebrehiwot, S. B. Tessema, O. Y. Malkov, D. A. Kovaleva, A. Y. Sytov, and A. V. Tutukov, *New Astron.*, **61**, 24, 2018.
3. D. A. Chulkov, D. A. Kovaleva, O. Y. Malkov, A. Y. Sytov, A. V. Tutukov, and L. R. Yungelson, in B. M. Shustov and D. S. Wiebe, eds., *Stars and Satellites, Proceedings of the Memorial Conference Devoted to A.G. Masevich 100th Anniversary*, 169–174 (2018).
4. H. Nguyen, *A Two-Sample Kolmogorov-Smirnov-Like Test for Big Data*, 89–106 (2018).
5. D. S. Dimitrova, V. K. Kaishev, and S. Tan, Computing the kolmogorov-smirnov distribution when the underlying cdf is purely discrete, mixed or continuous, 2017, URL <http://openaccess.city.ac.uk/18541/>.
6. A. Moscovich and B. Nadler, *Statistics & Probability Letters*, **123**, 177, 2017.
7. T. B. Arnold and J. W. Emerson, *The R Journal*, **3**, 34, 2011, URL <https://doi.org/10.32614/RJ-2011-016>.
8. W. J. Conover, *Journal of the American Statistical Association*, **67**, 591, 1972.
9. R. H. Bartels, S. D. Horn, A. M. Liebetrau, and W. L. Harris, *Journal of Statistical Computation and Simulation*, **7**, 151, 1978.
10. L. J. Gleser, *Journal of the American Statistical Association*, **80**, 954, 1985.
11. H. Niederhausen, *The Annals of Statistics*, **9**, 923, 1981.
12. P. J. Kim, *Journal of the American Statistical Association*, **64**, 1625, 1969.
13. G. Marsaglia, W. W. Tsang, and J. Wang, *Journal of Statistical Software, Articles*, **8**, 1, 2003, URL <https://www.jstatsoft.org/v008/i18>.
14. D. A. Kovaleva, in *Modern Star Astronomy. Vol. 1*, volume 1, 197–200 (2018).

Экзопланеты

Численная модель коронального выброса массы с учетом магнитного поля звездного ветра

Жилкин А.Г., Бисикало Д.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В работе рассмотрена численная модель обтекания горячего юпитера звездным ветром в момент прохождения коронального выброса массы от звезды. В качестве важного фактора в модели учитывается влияние магнитного поля звездного ветра.

Numerical model of the coronal mass ejection taking into account the magnetic field of the stellar wind

Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

A numerical model of stellar wind flow around a hot jupiter at the moment of passage of a coronal mass ejection from a star is considered in the paper. As an important factor the influence of the stellar wind magnetic field is taken into account in the model.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.017

1. Введение

Одной из наиболее актуальных задач современной астрофизики является изучение механизмов потери массы горячими юпитерами. Горячие юпитеры представляют собой экзопланеты с массой порядка массы Юпитера, орбиты которых расположены в непосредственной близости от родительской звезды [1, 2]. Близкое расположение к родительской звезде и относительно большие размеры газовой оболочки горячих юпитеров могут приводить к переполнению полости Роша. Этот процесс должен приводить к формированию истечений из окрестностей точек Лагранжа L_1 и L_2 [3, 4]. На существование таких истечений косвенно указывает избыточное поглощение в ближнем ультрафиолетовом диапазоне, наблюдаемое у некоторых планет [5, 6]. Эти выводы также подтверждаются теоретическими расчетами в рамках одномерных астрономических моделей [2, 7].

Структура газовых оболочек горячих юпитеров с помощью трехмерного численного моделирования исследовалась в серии работ (см., например, [8, 9, 10, 11, 12, 13]). Было показано, что в зависимости от параметров модели у горячих юпитеров могут формироваться газовые оболочки трех основных типов. В случае *замкнутых оболочек* атмосфера планеты полностью располагается внутри ее полости Роша. *Открытые оболочки* формируются истечениями из ближайших точек Лагранжа. В случае, когда динамическое давление звездного ветра останавливает истечение за пределами полости Роша, формируются *квази-замкнутые оболочки*. Величина темпа потери массы существенным образом зависит от типа формирующейся газовой оболочки.

В работах [14, 15] были представлены результаты трехмерного численного моделирования структуры течения в окрестности горячего юпитера WASP 12b с учетом влияния собственного магнитного поля планеты. Расчеты показали, что наличие магнитного поля планеты может приводить к дополнительному ослаблению темпа потери массы по сравнению с чисто газодинамическим случаем. Анализ, проведенный в работе [16], показал, что очень важным фактором является магнитное поле звездного ветра, поскольку многие горячие юпитеры располагаются в суб-альфвеновской зоне звездного ветра, где магнитное давление превышает динамическое давление. В этом случае процесс обтекания может иметь безударный характер [17].

Различные возмущения звездного ветра могут приводить к существенным изменениям структуры газовой оболочки горячих юпитеров и, следовательно, к вариациям темпа потери массы. Наиболее значительные возмущения ветра возникают из-за гигантских выбросов вещества из короны звезды — *корональные выбросы массы* (КВМ). В работах [10, 11] с помощью трехмерного численного моделирования было показано, что даже в случае типичного солнечного КВМ внешние части несимметричной газовой оболочки горячего юпитера, находящиеся за пределами его полости Роша, могут быть сорваны и унесены в межпланетную среду. Это приводит к резкому увеличению темпа потери массы горячего юпитера в момент прохождения по нему КВМ.

В данной работе чисто газодинамическая численная модель КВМ, использованная в работе [10], модифицируется на случай учета магнитного поля звездного ветра.

Таблица 1: Параметры звездного ветра во время прохождения КВМ.

Фаза	1	2	3	4
Длительность (часы)	—	8.5	13	22
n/n_w	1	4	0.6	10
T/T_w	1	5.07	0.79	0.30
v/v_w	1	1.33	1.44	1.11
B/B_w	1	2.25	1.75	1.13

2. Численная модель

За основу численной модели звездного ветра во время прохождения в окрестности планеты КВМ возьмем результаты измерений параметров солнечного ветра на орбите Земли, полученные с помощью космических аппаратов ACE, WIND, SOHO в мае 1998 г. во время соответствующего события [18]. Усредненные значения этих параметров приведены в табл. 1.

Процесс прохождения КВМ можно разделить на четыре отдельные фазы. Первая фаза соответствует состоянию невозмущенного солнечного ветра. Вторая фаза начинается с прохождения фронта МГД ударной волны и характеризуется увеличением плотности n по отношению к невозмущенному значению n_w примерно в 4 раза. Скорость при этом увеличивается в 1.3 раза. За фронтом ударной волны величина индукции магнитного поля возрастает в 2.25 раз. За ударной волной следует оболочка (sheath) нагретого вещества. Продолжительность этой фазы составляет примерно 8.5 часов. Третья фаза (ранний КВМ) начинается с прохождения тангенциального МГД разрыва, который распространяется вслед за ударной волной. Плотность при этом падает примерно в 2 раза по сравнению с невозмущенным значением. Продолжительность этой фазы составляет 13 часов. Наконец, четвертая фаза (поздний КВМ) отличается резким увеличением плотности (примерно в 10 раз по отношению к невозмущенному ветру). Однако при этом эта фаза не имеет четко выраженной границы и, по-видимому, ее начало не связано с прохождением какого-либо разрыва. Длительность этой фазы составляет около 22 часов. После этого параметры ветра возвращаются к исходным значениям.

Для описания процесса прохождения КВМ в окрестности планеты введем зависящие от времени факторы $f_q(t)$ — временные профили КВМ, которые определяют возмущения исходных параметров звезд-

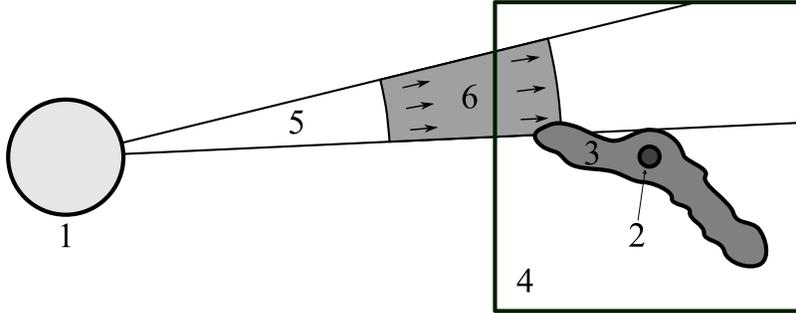


Рис. 1: Модель коронального выброса массы. Цифрами обозначены: 1 — звезда, 2 — планета, 3 — газовая оболочка планеты, 4 — расчетная область, 5 — конус выброса, 6 — область пространственной локализации выброса.

ного ветра в точке наблюдения. Иными словами, для некоторого параметра q , описывающего состояние звездного ветра, можно написать следующее выражение:

$$q(\mathbf{r}, t) = f_q(t)q_w(\mathbf{r}). \quad (1)$$

Здесь $q_w(\mathbf{r})$ описывает невозмущенное стационарное состояние ветра в данной точке \mathbf{r} , а $q(\mathbf{r}, t)$ соответствует состоянию ветра, возмущенному в результате прохождения КВМ. Функции $f_q(t)$, описывающие временной профиль КВМ в окрестности планеты, для всех величин (плотность n , температура T , скорость v и магнитное поле B) соответствуют параметрам, приведенным в табл. 1.

Для описания КВМ будем считать, что вещество, из которого он состоит, движется от звезды внутри некоторого конуса [19]. Соответствующая картина течения схематически показана на рис. 1. Угол при вершине конуса, а также его ориентация в пространстве являются параметрами модели. Процесс взаимодействия газовой оболочки планеты типа горячего юпитера с веществом звездного ветра родительской звезды с учетом КВМ можно описывать на основе соотношения (1). Для этого необходимо предварительно определить участки границы расчетной области, пересекающиеся с конусом выброса. На этих участках соотношения (1) должны использоваться для задания нестационарных граничных условий. Для определения фазы выброса в различных точках пространства, находящихся на разных расстояниях от звезды, необходимо иметь информацию о скорости КВМ, ко-

торая в экспериментальных данных отсутствует. Поэтому в качестве этой скорости в численных расчетах можно приближенно использовать скорость газа в данной фазе КВМ. Подчеркнем, что возмущения параметров звездного ветра включают как чисто гидродинамические величины (плотность, скорость, температура), так и магнитное поле. Поэтому соотношения (1) остаются справедливыми и в случае МГД моделирования.

Следует отметить, что временные профили $f_q(t)$ могут иметь и более общий вид [11]. Даже для Солнца интенсивности КВМ могут сильно варьироваться. Для родительских звезд горячих юпитеров эти вариации могут проявляться еще сильнее. В рамках описанной модели при более общем подходе в функциях $f_q(t)$ можно варьировать как относительные изменения параметров в фазах, так и продолжительность самих фаз. Кроме того, вместо кусочно-постоянных функций можно использовать, например, кусочно-линейные функции. В этом случае можно описывать КВМ различных типов, соответствующих медленным, средним [20] и быстрым [21] КВМ.

5. Заключение

Мы рассмотрели методику учета возмущения параметров звездного ветра, вызванного прохождением коронального выброса массы. Эту методику предполагается использовать в численной модели, описывающей взаимодействие газовой оболочки экзопланеты типа горячего юпитера со звездным ветром родительской звезды. Как показывают теоретические оценки и результаты трехмерных гидродинамических численных расчетов такие возмущения могут приводить к существенному (хоть и кратковременному) возрастанию темпа потери массы горячего юпитера. Поскольку корональные выбросы массы происходят достаточно часто, они являются важным фактором, влияющим на долговременную эволюцию горячих юпитеров.

В отличие от предыдущих работ [10, 11], в данной работе в численной модели КВМ учитывается возмущение магнитного поля звездного ветра. Это обстоятельство представляется важным, поскольку многие горячие юпитеры могут находиться в суб-альфвеновской зоне звездного ветра или вблизи границы этой зоны [16]. Поэтому магнитное поле ветра должно играть важную роль не только в процессе обтекания атмосферы горячего юпитера невозмущенным звездным ветром, но и при прохождении коронального выброса массы. В дальнейшем мы предполагаем включить эту модификацию в наш трехмерный численный МГД код.

Работа подготовлена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ № 18-02-00178).

Список литературы

1. M. Mayor and D. Queloz, *Nature*, **378**, 355, 1995.
2. R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray, *ApJ*, **693**, 23, 2009.
3. D. Lai, C. Hellings, and E. P. J. van den Heuvel, *ApJ*, **721**, 923, 2010.
4. S.-L. Li, N. Miller, D. N. C. Lin, and J. J. Fortney, *Nature*, **463**, 1054, 2010.
5. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor, *Nature*, **422**, 143, 2003.
6. J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, J. C. Green, J. T. Stocke, and S. N. Osterman, *ApJ*, **717**, 1291, 2010.
7. D. E. Ionov, V. I. Shematovich, and Y. N. Pavlyuchenkov, *Astron. Rep.*, **61**, 387, 2017.
8. D. V. Bisikalo, P. V. Kaigorodov, D. E. Ionov, and V. I. Shematovich, *Astron. Rep.*, **57**, 715, 2013.
9. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaigorodov, *Astron. Rep.*, **58**, 679, 2014.
10. D. V. Bisikalo and A. A. Cherenkov, *Astron. Rep.*, **60**, 183, 2016.
11. A. Cherenkov, D. Bisikalo, L. Fossati, and C. Möstl, *ApJ*, **846**, 31, 2017.
12. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, *MNRAS*, **475**, 605, 2018.
13. D. V. Bisikalo, A. A. Cherenkov, V. I. Shematovich, L. Fossati, and C. Möstl, *Astron. Rep.*, **62**, 648, 2018.
14. A. S. Arakcheev, A. G. Zhilkin, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, *Astron. Rep.*, **61**, 932, 2017.
15. D. V. Bisikalo, A. S. Arakcheev, and P. V. Kaigorodov, *Astron. Rep.*, **61**, 925, 2017.
16. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *arXiv e-prints*, 2019.
17. W.-H. Ip, A. Kopp, and J.-H. Hu, *ApJL*, **602**, L53, 2004.
18. W. M. Farrell, J. S. Halekas, R. M. Killen, G. T. Delory, et al., *Journal of Geophysical Research (Planets)*, **117**, E00K04, 2012.
19. P. V. Kaigorodov, E. A. Ilyina, and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **63**, 365, 2019.
20. C. Möstl, K. Amla, J. R. Hall, P. C. Liewer, et al., *ApJ*, **787**, 119, 2014.
21. Y. D. Liu, J. D. Richardson, C. Wang, and J. G. Luhmann, *ApJL*, **788**, L28, 2014.

Модель магнитного поля звездного ветра с учетом токового слоя

Жилкин А.Г., Бисикало Д.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Возмущения магнитосфер горячих юпитеров, вызванные прохождением токового слоя, должны происходить достаточно регулярно. Поэтому они могут являться важным фактором, влияющим на долговременную эволюцию горячих юпитеров. В работе рассмотрена методика учета процесса прохождения гелиосферного токового слоя в численной модели обтекания горячего юпитера звездным ветром.

Model for the magnetic field of the stellar wind with taking into account the current sheet

Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Perturbations of the magnetospheres of hot jupiters caused by the passage of the current sheet should occur quite regularly. Therefore, they can be an important factor influencing the long-term evolution of hot jupiters. The paper considers the method of taking into account the process of the heliospheric current sheet passage in the numerical model of stellar wind flow around a hot jupiter.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.018

1. Введение

Горячие юпитеры представляют собой экзопланеты с массой порядка массы Юпитера, расположенные в непосредственной близости от родительской звезды [1]. Из-за близости к звезде и относительно больших размеров оболочки горячих юпитеров могут переполнять полости Роша, что приводит к формированию истечений из окрестностей ближайших точек Лагранжа [2, 3]. На это обстоятельство косвенно указывает избыточное поглощение в ближнем ультрафиолетовом диапазоне, наблюдаемое у некоторых планет подобного типа [4].

Анализ, проведенный в работе [5], позволил сделать вывод о том, что практически все горячие юпитеры должны располагаться вблизи альфвеновской точки звездного ветра родительской звезды. При этом многие из них могут оказываться даже в суб-альфвеновской зоне, в

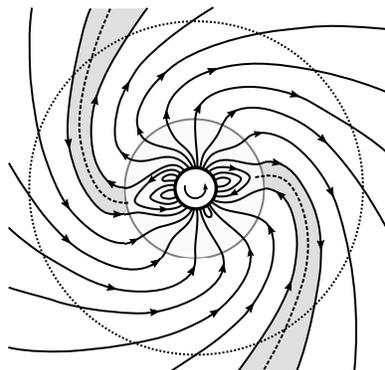


Рис. 1: Схематическая структура магнитного поля солнечного ветра в плоскости эклиптики. Солнцу соответствует малый кружок в центре, стрелка внутри которого указывает направление вращения. Средний круг определяет область короны, на границе которой магнитное поле становится чисто радиальным. Закрашенные серые области соответствуют зонам гелиосферного токового слоя, разделяющего магнитное поле солнечного ветра с различным направлением магнитных силовых линий. Внешний круг соответствует орбите горячего юпитера.

которой магнитное давление звездного ветра превышает его динамическое давление. Это означает, что при исследовании процесса обтекания звездным ветром атмосферы горячего юпитера магнитное поле ветра является важным фактором, учет которого совершенно необходим, как при построении теоретических моделей, так и при интерпретации наблюдательных данных.

В данной работе исследуется вопрос об учете флуктуаций параметров звездного ветра, обусловленных прохождением в окрестности горячего юпитера токового слоя, разделяющего секторы с одинаковой поляризацией магнитного поля. Этот эффект может приводить к возмущению магнитосферы и, как следствие, к вариациям темпа потери массы горячего юпитера.

2. Свойства солнечного ветра

При построении численной модели звездного ветра от родительских звезд горячих юпитеров можно опираться на хорошо изученные свойства солнечного ветра. Как показывают многочисленные наземные и космические исследования (см., например, [6]) магнитное поле солнеч-

ного ветра имеет сложную структуру, изменяющуюся как во времени, так и в пространстве. Схематически эта структура представлена на рис. 1. Вблизи поверхности Солнца (область короны) магнитное поле является существенно нерадиальным и в основном определяется собственным крупномасштабным магнитным полем Солнца. На границе короны поле из-за потоков истекающей плазмы с большой точностью становится чисто радиальным. Далее расположена гелиосферная область, магнитное поле в которой в существенной мере определяется свойствами солнечного ветра. В гелиосферной области на больших расстояниях от Солнца магнитное поле ветра может быть с хорошей точностью описано с помощью простой модели Паркера [7].

Наблюдаемое магнитное поле в солнечном ветре не обладает строгой осевой симметрией, а имеет ярко выраженную секторальную структуру. Это обусловлено тем, что в различных точках сферической поверхности короны поле может иметь различную полярность. Направление силовых линий по отношению к направлению вектора нормали может меняться, например, из-за наклона магнитной оси Солнца к оси его вращения. В плоскости эклиптики выделяются два сектора с различными направлениями магнитного поля. В одном секторе силовые линии идут к Солнцу, а в противоположном секторе — от Солнца. На границах секторов возникает токовый слой, зона которого показана на рис. 1 серым цветом. Гелиосферный токовый слой вращается вместе с Солнцем, и поэтому Земля примерно два раза (в случае двухсекторной структуры) в месяц пересекает его, переходя из сектора солнечного ветра с одной полярностью магнитного поля в соседний сектор с противоположной полярностью магнитного поля.

Реальную структуру солнечного ветра, полученную по данным с космических аппаратов на момент написания настоящей статьи, демонстрирует рис. 2. Показаны текущие положения всех внутренних планет, избранные магнитные силовые линии, а также конфигурация токового слоя, разделяющего два сектора солнечного ветра.

В наших предыдущих работах [5, 8], посвященных численному моделированию обтекания звездным ветром оболочки горячего юпитера, мы не учитываем возможную секторную структуру магнитного поля ветра. Основное внимание было уделено учету влияния глобальных параметров поля ветра, а также собственного магнитного поля планеты. Однако представляется очевидным, что эффекты, связанные с переходом планеты через токовый слой и сменой полярности магнитного поля, безусловно важны и их необходимо учитывать. В

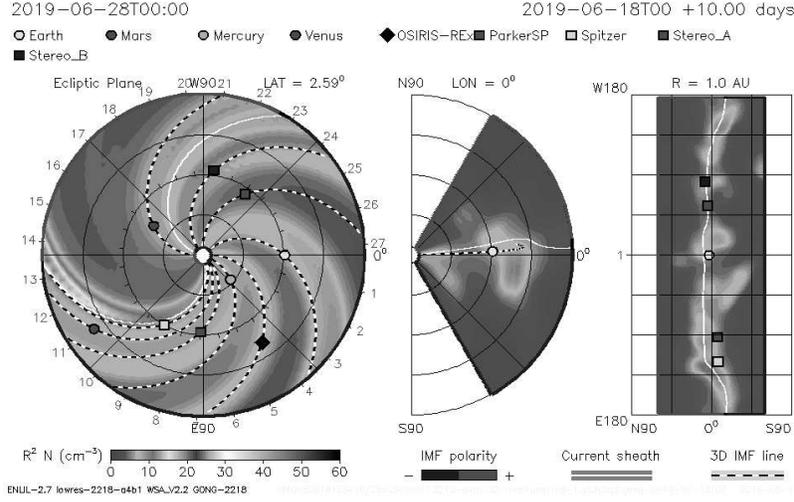


Рис. 2: Структура солнечного ветра по данным космических аппаратов. Показаны положения внутренних планет, магнитные силовые линии, а также конфигурация токового слоя. Взято с сайта <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/iswa>.

частности, они могут существенно возмущать магнитосферу планеты и, следовательно, приводить к изменению темпа потери массы.

3. Феноменологическая модель токового слоя

В осесимметричной модели ветра, рассмотренной в нашей недавней работе [5], магнитное поле в сферических координатах r , θ , φ определялось следующими выражениями:

$$B_r = B_0 (R_s/r)^2, \quad (1)$$

$$B_\varphi = \frac{B_r}{v_w} \Omega_s \sin \theta r \lambda^2 \frac{1 - a^2/r^2}{1 - \lambda^2}, \quad (2)$$

где R_s — радиус звезды, B_0 — среднее магнитное поле на поверхности звезды, v_w — радиальная скорость ветра (в модели считается постоянной), Ω_s — угловая скорость вращения звезды, величина

$$\lambda = \sqrt{4\pi\rho v_w}/B_r = (r/a)^2, \quad (3)$$

определяет альфвеновское число Маха для радиальных компонент скорости и магнитного поля, расстояние $r = a$, на котором λ становится равной единице, соответствует альфвеновской точке.

Можно считать, что эти выражения будут оставаться справедливыми вдали от гелиосферного токового слоя. При переходе через токовый слой радиальный и азимутальный компоненты поля меняются на обратные. Поэтому будем считать, что вблизи токового слоя радиальное поле меняется по закону

$$B_r(r, \varphi, t) = B_r(r) \operatorname{th} [\beta(\varphi - \varphi_c)], \quad (4)$$

где $B_r(r)$ определяется выражением (1), $\varphi_c = \varphi_c(r, t)$ — азимутальная координата токового слоя на расстоянии r от звезды в момент времени t , β — параметр, определяющий эффективную ширину токового слоя по азимутальной координате. Азимутальное поле вычисляется по формуле (2), если в нее в качестве радиального поля подставить выражение (4).

Функцию $\varphi_c(r, t)$ можно найти, если считать, что токовый слой расположен вдоль магнитных силовых линий осесимметричного поля (1), (2). Уравнение силовых линий может быть записано в виде

$$r d\varphi_c/dr = B_\varphi/B_r. \quad (5)$$

Подставляя сюда выражение (2), находим

$$\varphi_c(r, t) = \varphi_0 + \frac{\Omega_s a \sin \theta}{v_w} \left(\operatorname{arctg} \frac{r}{a} - \frac{r}{a} + 1 - \frac{\pi}{4} \right) + \Omega_s t, \quad (6)$$

Последнее слагаемое в правой части учитывает вращение силовой линии из-за вращения звезды. Величина φ_0 определяет азимутальную координату линии токового слоя в альфвеновской точке в начальный момент времени.

Выражение (6) описывает форму гелиосферного токового слоя в инерциальной системе отсчета. Однако нетрудно пересчитать ее и на случай неинерциальной системы отсчета, в которой горячий юпитер покоится. Такая система отсчета используется нами в численном моделировании структуры газовой оболочки горячего юпитера при его взаимодействии со звездным ветром.

Возмущения плотности и радиальной скорости при переходе через токовый слой можно описать в рамках рассматриваемой феноменологической модели с помощью следующих выражений:

$$\rho(r, \varphi, t) = \rho(r) [1 + A \exp(-\beta|\varphi - \varphi_c|)], \quad (7)$$

$$v_r(r, \varphi, t) = v_w [1 + A \exp(-\beta|\varphi - \varphi_c|)]^{-1/2}, \quad (8)$$

где величина A определяет амплитуду возмущения плотности в токовом слое. Из анализа экспериментальных данных (см. рис. 2) следует, что величина A , как правило, близка к единице. Формулы (7) и (8) подразумевают, что при переходе через токовый слой динамическое давление ρv_r^2 ветра не изменяется.

5. Заключение

Анализ, проведенный в данной работе, показывает, что процесс прохождения гелиосферного токового слоя звездного ветра в окрестности горячего юпитера может быть учтен в численных расчетах в рамках относительно простой феноменологической модели. Поскольку возмущения магнитосферы, вызванные прохождением токового слоя, происходят регулярно, они могут являться важным фактором, влияющим на долговременную эволюцию горячих юпитеров. Следует заметить, что для корректного моделирования МГД течения с учетом наличия токового слоя, необходимо включить в основные уравнения магнитной гидродинамики процессы диффузии магнитного поля, поскольку в области перехода может происходить интенсивное пересоединение магнитных силовых линий.

В дальнейшем мы предполагаем включить все эти модификации в наш трехмерный численный МГД код. В качестве основного процесса диффузии магнитного поля предполагается использовать боровскую диффузию, которая связана с развитием в замагниченной плазме дрейфово-диссипативных неустойчивостей.

Работа выполнена в рамках крупного проекта КП19-270 фундаментальных исследований по направлениям, определяемым ПРАН.

Список литературы

1. R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray, *ApJ*, **693**, 23, 2009.
2. S.-L. Li, N. Miller, D. N. C. Lin, and J. J. Fortney, *Nature*, **463**, 1054, 2010.
3. D. V. Bisikalo, P. V. Kaigorodov, D. E. Ionov, and V. I. Shematovich, *Astron. Rep.*, **57**, 715, 2013.
4. J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, J. C. Green, J. T. Stocke, and S. N. Osterman, *ApJ*, **717**, 1291, 2010.
5. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *arXiv e-prints*, 2019.
6. M. J. Owens and R. J. Forsyth, *Living Reviews in Solar Physics*, **10**, 5, 2013.
7. E. N. Parker, *ApJ*, **128**, 664, 1958.
8. A. S. Arakcheev, A. G. Zhilkin, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, *Astron. Rep.*, **61**, 932, 2017.

Структура течения в оболочке горячего юпитера при касательном столкновении с корональным выбросом массы

Кайгородов П.В., Ильина Е.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В статье представлены результаты трехмерного численного моделирования газодинамики течения в оболочке горячего юпитера, взаимодействующего с корональным выбросом массы (КВМ). Рассматривается столкновение с КВМ, длительностью в 3 часа и 0.5 часа, взаимодействие оболочки с которыми происходит по касательной.

Flow structure in the hot Jupiter envelope, tangentially interacting with coronal mass ejection

Kaygorodov P.V., Ilyina E.A.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The paper presents the results of three-dimensional numerical modeling of gas dynamics of a flow in a hot Jupiter envelope interacting with a coronal mass ejection (CME). An interaction with a CME with a duration of 3 hours and 0.5 hours is considered, the collision of the envelope with CME occurs tangentially.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.019

1. Введение

На присутствие протяженных газовых оболочек у части горячих юпитеров указывают наблюдательные данные (см., например, [1, 2, 3]). В работах [4, 5] было показано, что оболочки горячих юпитеров могут относиться к одному из трех типов — замкнутым, квази-замкнутым и открытым, в зависимости от положения точки лобового столкновения, где динамическое давление звездного ветра уравнивает давление атмосферы. Замкнутые оболочки лежат целиком внутри полости Роша планеты, расширение квази-замкнутых оболочек может быть остановлено динамическим давлением ветра за пределами полости Роша, в то время, как открытые оболочки расширяются без ограничений, формируя аккреционные диски вокруг звезд. При этом наличие квази-замкнутой оболочки не приводит к большому темпу

потери массы [6], так как вблизи планеты формируется стационарное циркулирующее течение.

Размеры замкнутых и квази-замкнутых оболочек определяются балансом нескольких сил — гравитации, центробежной силы, а также давлений в истечениях и звездном ветре. Среди этих сил только динамическое давление ветра может меняться, однако, меняется оно в довольно больших пределах, например, при прохождении через корональные выбросы массы (КВМ). Земля проходит через КВМ около двух раз в месяц [7], а общая частота таких выбросов составляет от 0.5 до 4 в день [8]. КВМ способны достигать скоростей в 3200 км/сек при средней скорости в 489 км/сек, также при прохождении через КВМ существенно меняется плотность ветра. Прохождение через КВМ может привести к срыву оболочки [9, 10].

В данной работе приводятся результаты трехмерного численного моделирования планеты с параметрами, аналогичными исследовавшимся в работе [10], проходящей через более слабые узконаправленные КВМ, взаимодействующие с оболочкой планеты по касательной.

2. Модель

В работе исследуется двойная система, состоящая из звезды и горячего юпитера с параметрами HD 209458b. Течение описывается трехмерной системой уравнений газовой динамики, замыкаемой уравнением состояния идеального газа. Температура экзосферы была принята равной 7500 К, что соответствует квазизамкнутому типу оболочки, численно полученному в работе [5]. Нами использовалась упрощенная конфигурация типичного солнечного КВМ, состоящего из трех фаз: ударной волны, а также областей раннего и позднего КВМ. Длительность всех фаз считается одинаковой и равна трети от полной продолжительности КВМ. Физические параметры, такие как плотность, давление и радиальная скорость считаются постоянными внутри каждой отдельно взятой фазы. Было рассмотрено два вида КВМ: долгий (3 часа) и короткий (0.5 часа). В обоих случаях скорость ветра во всем КВМ была задана постоянной: $1.3 \cdot 10^3$ км/с для долгого и $6 \cdot 10^2$ км/с для короткого КВМ при скорости невозмущенного ветра равной 100 км/с. Плотность ветра составляла $1.66 \cdot 10^{-19}$, $1.66 \cdot 10^{-20}$ и $8.3 \cdot 10^{-20}$ г/см³, на первой, второй и третьей фазах, при этом плотность невозмущенного ветра была равна $1.66 \cdot 10^{-20}$ г/см³. Продолжительность всех трех фаз была взята одинаковой — по 1 часу для долгого и по 0.17 часа для короткого КВМ соответственно. Также

предполагалось, что вещество КВМ до вхождения в счетную область движется внутри конуса с углом в 30° .

Численная модель, использованная для вычислений, аналогична примененной в работах [5, 4]. Использовалась система уравнений идеальной газовой динамики, без учета магнитного поля и давления излучения. Расчет проводился на неравномерной прямоугольной сетке с разрешением $(472 \times 472 \times 182)$ ячеек, сгущающейся по мере приближения к центру планеты, при этом счетная область имела размер порядка $40 \times 40 \times 10$ планетных радиусов. На внешних границах задавались изменяющиеся во времени граничные условия, соответствующие параметрам звездного ветра с распространяющимся в нем КВМ. В начальный момент времени распределение параметров внутри счетной области было задано соответствующим окончанию счета для модели с температурой 7500 K из работы [5].

3. Результаты моделирования

На рис. 1 показано логарифмическое распределение плотности в экваториальной плоскости системы, а также изоповерхность плотности $\rho = 2.5 \cdot 10^{-18}\text{ г/см}^3$ для модели «долгого» КВМ. На этих рисунках планета находится в центре счетной области, звезда находится за пределами рисунка слева (в области отрицательных X). Скорости показаны в системе координат планеты. Все размеры указаны в радиусах планеты.

На момент $t = 0$ КВМ (в левом верхнем углу рис. 1а) впервые касается протяженной оболочки. КВМ настолько короткий, что в это время сразу все его три фазы находятся в счетной области. На момент $t = 120$ минут (рис. 1б) КВМ уже практически покинул счетную область, нарушив систему ударных волн перед атмосферой и оболочкой, но практически не затронув саму оболочку. Тем не менее, волна разрежения за КВМ привела к понижению давления вблизи планеты, что дестабилизировало оболочку и к моменту $t = 261$ мин. (рис. 1в) практически вся струя из внутренней точки Лагранжа L_1 рассеялась, также начала рассеиваться оболочка вблизи самой планеты (более подробно этот процесс описан в работе [11]). На момент окончания счета ($t = 642$ мин. (рис. 1г) оболочка еще продолжает рассеиваться. Полную анимацию для модели «долгого КВМ» можно найти по адресу <https://bit.ly/2RvWP3x>.

На рис. 2, аналогично рис. 1, показано решение для более короткого КВМ, также взаимодействующего по касательной, но запаздывающего относительно движения планеты. На момент $t = 10$ минут,

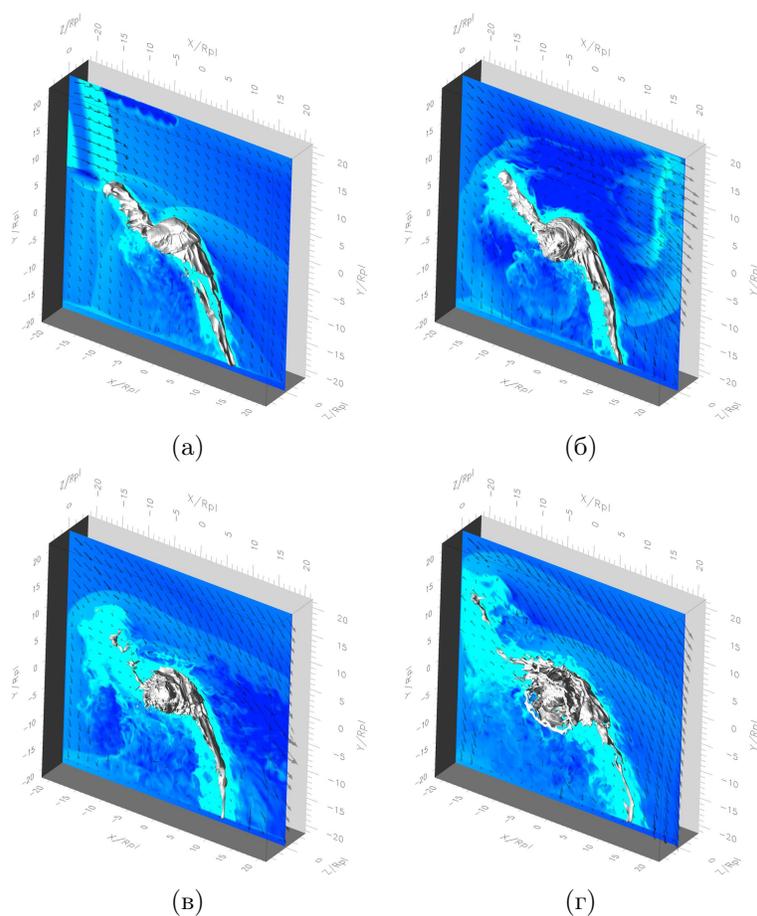


Рис. 1: Решение для моментов времени $t = 0$ (а), $t = 120$ (б), $t = 261$ (в) и $t = 642$ (г) минут, для «долгого КВМ».

КВМ (в левом нижнем углу рис. 2а) впервые касается протяженной оболочки. Далее, на рис. 2б показан момент $t = 116$ минут, когда КВМ прошел практически через всю счетную область. Так же, как и в первом расчете, оболочка в это время еще сохраняет свою форму, но нарушение равновесия по давлению приводит к ее разрушению к моменту $t = 261$ мин. (рис. 2в). Второй расчет был завершён существенно позже, что позволило наблюдать момент начала восстановления

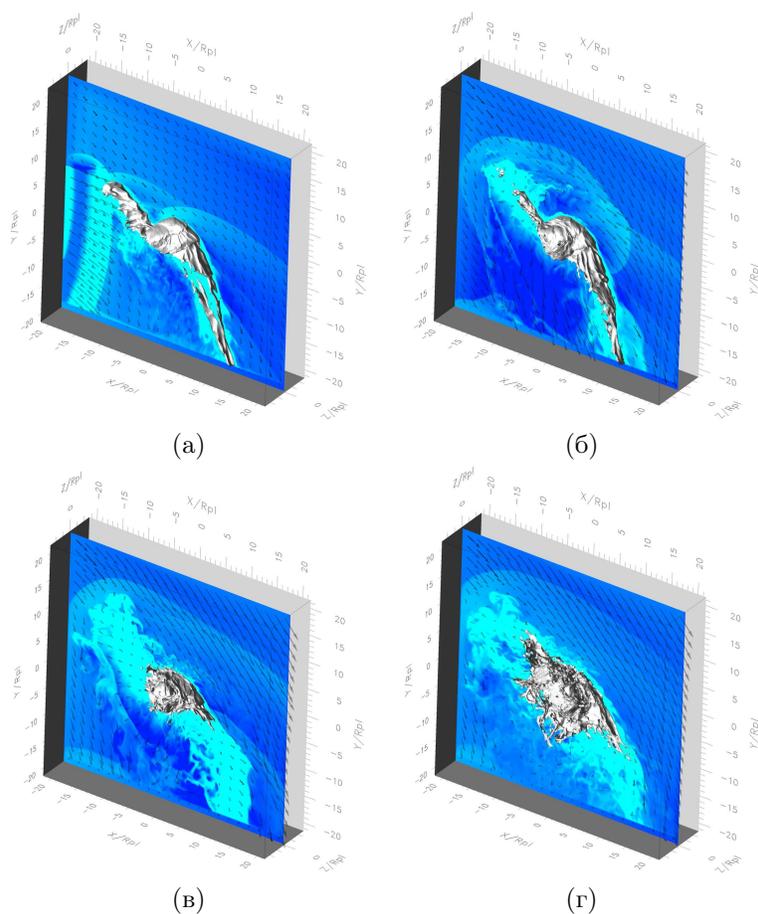


Рис. 2: Решение для моментов времени $t = 10$ (а), $t = 116$ (б), $t = 266$ (в) и $t = 1040$ (г) минут, для «короткого КВМ».

оболочки ($t = 1040$ минут (рис. 2г). Полную анимацию для модели «короткого КВМ» можно найти по адресу <https://bit.ly/31JpEud>.

4. Заключение

В работе [11], где были подробно описаны полученные решения, рассматривалось течение в экваториальной плоскости системы. В данной работе представлена трехмерная структура оболочки. Интересной

особенностью течения в оболочке горячего юпитера, столкнувшегося с КВМ, является потеря массы, происходящая не только в экваториальной плоскости, но и в перпендикулярном ей направлении. При этом диаметр газовой оболочки, непосредственно окружающей планету, значительно увеличивается, выходя даже за пределы счетной области, т.е. становится больше 10 планетных радиусов, что хорошо видно из сравнения панелей (а) и (г) на рис. 1–2. Это означает, что момент прохождения через КВМ должен быть хорошо наблюдаем при анализе транзитов горячих юпитеров.

Благодарности

Авторы благодарят за поддержку Российский фонд фундаментальных исследований (грант РФФИ 18-02-00178). Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатовский институт»¹, а также вычислительных средств МСЦ РАН.

Список литературы

1. L. Fossati, S. Bagnulo, A. Elmasli, C. A. Haswell, et al., *ApJ*, **720**, 872, 2010.
2. L. Fossati, C. A. Haswell, C. S. Froning, L. Hebb, et al., *ApJL*, **714**, L222, 2010.
3. D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, and A. S. Arakcheev, in S. M. Rucinski, G. Torres, and M. Zejda, eds., *Living Together: Planets, Host Stars and Binaries*, *ASP Conf. Ser.*, volume 496, 337 (2015).
4. D. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, V. Shematovich, H. Lammer, and L. Fossati, *ApJ*, **764**, 19, 2013.
5. D. V. Bisikalo, P. V. Kaigorodov, D. E. Ionov, and V. I. Shematovich, *Astron. Rep.*, **57**, 715, 2013.
6. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaigorodov, *Astron. Rep.*, **58**, 679, 2014.
7. I. G. Richardson and H. V. Cane, *Solar Phys.*, **264**, 189, 2010.
8. D. F. Webb and T. A. Howard, *Living Reviews in Solar Physics*, **9**, 3, 2012.
9. D. V. Bisikalo and A. A. Cherenkov, *Astron. Rep.*, **60**, 183, 2016.
10. A. Cherenkov, D. Bisikalo, L. Fossati, and C. Möstl, *ApJ*, **846**, 31, 2017.
11. P. V. Kaigorodov, E. A. Ilyina, and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **63**, 365, 2019.

¹<http://ckp.nrcki.ru/>

Переменные звезды

Переменные звезды в шаровых скоплениях: особенности работы над каталогом

Самусь Н.Н.^{1,2}, Пастухова Е.Н.¹, Киреева Н.Н.¹

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

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

Мы приступили к реализации плана по включению в Общий каталог переменных звезд (ОКПЗ) достаточно хорошо изученных переменных звезд в шаровых скоплениях. В 2019 г. 324 звезды в 10 шаровых скоплениях Галактики получили обозначения в первой части 82-го Списка обозначений переменных звезд. К настоящему времени отобраны для включения в ОКПЗ переменные звезды еще трех шаровых скоплений. В статье рассматриваются некоторые особенности работы по включению в ОКПЗ переменных звезд этой категории.

Variable stars in globular clusters: Specifics of the catalog compilation

Samus N.N.^{1,2}, Pastukhova E.N.¹, Kireeva N.N.¹

¹*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

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

We have started our work according to the plan to include sufficiently well-studied variable stars in globular clusters into the General Catalogue of Variable Stars (GCVS). In 2019, 324 stars in 10 Galaxy's globular clusters received their GCVS names in the first part of the 82nd Name-list of Variable Stars. By now, we have selected variable stars from three more globular clusters to be included into the GCVS. This paper considers some characteristic features of our work aimed at adding this category of variable stars to the GCVS.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.020

1. Введение

Исторически, Общий каталог переменных звезд (ОКПЗ) рассматривался как источник информации о переменных звездах нашей Галактики, включая рассеянные звездные скопления. Хотя шаровые звездные скопления также входят в состав Галактики, составление каталогов переменных звезд в этих звездных системах было отделено от

составления ОКПЗ. Публиковались специализированные каталоги переменных звезд в шаровых скоплениях. Последним из них, опубликованным в традиционной «бумажной» форме, был каталог Х. Сойер Хогг [1]. Впоследствии каталог продолжает поддерживать Кристина Куттс Клеман в электронной форме [2]. Этот каталог, с точки зрения составителей ОКПЗ, объединяет собственно каталог переменных звезд и каталог звезд, заподозренных в переменности блеска. Включению звезд из него в ОКПЗ до недавнего времени препятствовало отсутствие экваториальных координат в каталоге переменных звезд в шаровых скоплениях (в нем приводились прямоугольные координаты с точностью до секунды дуги, а иногда до долей секунды, в координатной сетке четко не специфицированного равноденствия, относительно центра скопления, обычно заданного с невысокой точностью). Несколько лет назад нами была выполнена работа [3] с целью устранения проблемы координат: мы провели идентификацию переменных звезд по картам, отождествление с позиционными каталогами или самостоятельное измерение координат и составили каталог экваториальных координат 3398 переменных звезд в 103 шаровых скоплениях. После этого мы смогли запланировать [4] постепенное включение переменных звезд в шаровых скоплениях, удовлетворяющих нашим критериям, в ОКПЗ через регулярно публикуемые нами списки обозначений переменных звезд.

2. Результаты 2018–2019 гг.

В течение нескольких десятилетий списки обозначений переменных звезд публиковались в издаваемом в Будапеште специализированном оперативном издании комиссий Международного астрономического союза, координирующих исследования переменных звезд — *Information Bulletin on Variable Stars (IBVS)*. В конце 2018 г. мы подготовили первую часть 82-го Списка обозначений переменных звезд и направили ее в IBVS. Неожиданно публикация затянулась на несколько месяцев, а затем статья [5] вышла в феврале 2019 г., причем одновременно было объявлено о прекращении издания IBVS из-за организационных трудностей. В результате последующие части 82-го Списка обозначений переменных звезд придется публиковать в другом издании (предположительно в электронном журнале *Peremennye Zvezdy/Variable Stars*, который совместно издадут ГАИШ МГУ, ИНАСАН и «АстроНет»).

Первая часть 82-го Списка обозначений переменных звезд [5] объявляет новые имена в системе ОКПЗ для 1291 переменной звезды

Таблица 1: Переменные звезды шаровых скоплений в 82-м Списке обозначений и в электронном каталоге Клеман.

Скопление	N [5]	Имена (ОКПЗ)	N [2], дата
IC 4499	98	V0395 Aps–V0492 Aps	173, фев. 2014
NGC 6101	18	V0493 Aps–V0510 Aps	23, фев. 2013
NGC 6981 (M 72)	48	V0384 Aqr–V0431 Aqr	60, авг. 2014
NGC 7089 (M 2)	43	V0432 Aqr–V0474 Aqr	57, июль 2017
NGC 7492	7	V0475 Aqr–V0481 Aqr	7, окт. 2014
NGC 6749	1	V1902 Aql	1, июнь 2016
NGC 6760	4	V1903 Aql–V1906 Aql	4, сен. 2015
NGC 6352	2	V1052 Ara–V1053 Ara	6, март 2014
NGC 6362	73	V1054 Ara–V1126 Ara	77, март 2019
NGC 6397	30	V1127 Ara–V1156 Ara	36, авг. 2018

галактического поля и рассеянных скоплений в пределах прямых восхождений (2000.0) от 0 до 18 часов. Кроме того, в этом списке объявлены обозначения в системе ОКПЗ для 324 переменных звезд в десяти шаровых скоплениях созвездий Arus, Aquarius, Aquila, Ara. Сведения об этих обозначениях приведены в таблице. Причин, по которым количество переменных звезд в каталоге [2] превышает количество звезд, получивших обозначение ОКПЗ в списке [5], две: часть звезд в каталоге Клеман являются, по нашим критериям, заподозренными переменными; небольшое количество звезд, преимущественно звезд галактического поля в окрестностях скоплений, уже имели обозначения в системе ОКПЗ. В последнем столбце указана дата, приведенная в электронном каталоге [2] для соответствующего скопления, поскольку информация в этом каталоге может быть изменена.

Опубликованный в апреле 2018 г. второй каталог ИСЗ Gaia (Gaia Second Data Release, Gaia DR2, [6]) устанавливает новые стандарты точности и надежности звездных координат и собственных движений. Работая над 82-м Списком обозначений, мы сразу же перешли на стандарт Gaia DR2 и включили в Список координаты Gaia DR2 во всех случаях, когда это было возможно (примерно для 99% всех звезд Списка). Разумеется, для слабых звезд в чрезвычайно плотных центральных областях шаровых звездных скоплений вполне возможно их отсутствие в каталоге Gaia DR2. Тем интереснее, что из 324 переменных звезд шаровых скоплений в первой части 82-го Списка обо-

значений отождествление с Gaia DR2 оказалось невозможным всего в 40 случаях (12%).

При включении переменных звезд шаровых скоплений в 82-й Список обозначений мы чаще всего опирались на имеющиеся в литературе фотометрические исследования. Проверка этих результатов по находящимся в открытом доступе наблюдательным данным фотометрических обзоров, которую мы всегда предпочитаем осуществлять в последние годы, оказалась возможной лишь в сравнительно немногочисленных случаях. Тем не менее, наши исследования указаны как источник типа или периода переменности для 33 звезд (10%). Для всех звезд мы следовали традиционной структуре ОКПЗ, а не структуре каталога Клеман, являющейся, на наш взгляд, менее информативной (средние величины и амплитуды вместо пределов изменения блеска, неполные сведения об элементах изменения блеска, недостаточно подробные примечания).

Сейчас мы продолжаем работу, отбирая переменные звезды в шаровых скоплениях для второй части 82-го Списка обозначений. В скоплениях NGC 5466 (Bootes), NGC 7099 (Capricornus), NGC 2808 (Carina) мы предварительно отобрали для включения в ОКПЗ 82 звезды из 115 в электронном каталоге Клеман [2]. Фотометрические исследования пяти из них выполнены нами по доступным архивным данным. Отметим, что переменная звезда V13 (NGC 2808) отнесена в [7] к переменным типа RRC с периодом 0.21 сут. Хотя опубликованная в [7] кривая блеска V13 кажется весьма убедительной, по данным фотометрического обзора ASAS-SN [8] нам этот период кажется сопряженным к истинному, и мы предпочитаем классификацию V13 как переменной типа δ Scuti с периодом 0.173674 сут (рис. 1); несмотря на более низкое качество нашей кривой блеска, правильность решения уверенно подтверждают периодограммы.

3. Заключение

Включение переменных звезд шаровых скоплений в Общий каталог переменных звезд представляется весьма логичным шагом, так как предполагалось, что этот каталог должен охватывать все достаточно хорошо исследованные переменные звезды нашей Галактики, а принадлежность шаровых скоплений соответствующим галактикам сейчас не подвергается сомнению. Опыт нашей работы показал, что вполне возможно получение качественных научных результатов. Мы продолжим работу над этой темой в процессе составления Списков обозначений переменных звезд.

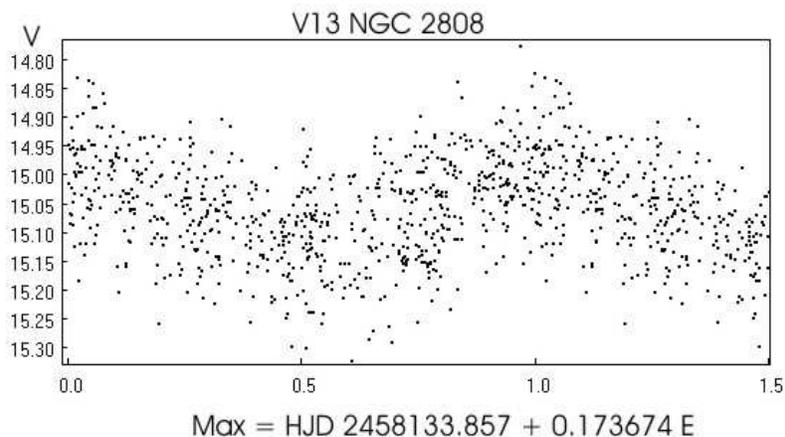


Рис. 1: Кривая блеска V13 (NGC 2808) по данным ASAS-SN.

Список литературы

1. H. Sawyer Hogg, *Publications of the David Dunlap Observatory*, **3**, 6, 1973.
2. C. Clement, in *European Physical Journal Web of Conferences*, volume 152, 01021 (2017).
3. N. N. Samus, E. V. Kazarovets, E. N. Pastukhova, T. M. Tsvetkova, and O. V. Durlevich, *PASP*, **121**, 1378, 2009.
4. N. N. Samus, E. V. Kazarovets, N. N. Kireeva, E. N. Pastukhova, and O. V. Durlevich, in *Stars and Satellites, Proceedings of the Memorial Conference Devoted to A.G. Masevich 100th Anniversary*, 358–361 (2018).
5. E. V. Kazarovets, N. N. Samus, O. V. Durlevich, A. V. Khruslov, N. N. Kireeva, and E. N. Pastukhova, *IBVS*, **6261**, 1, 2019.
6. Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., *A&A*, **616**, A1, 2018.
7. T. M. Corwin, M. Catelan, J. Borissova, and H. A. Smith, *A&A*, **421**, 667, 2004.
8. C. S. Kochanek, B. J. Shappee, K. Z. Stanek, T. W.-S. Holoiien, et al., *PASP*, **129**, 104502, 2017.

Новые звезды и переменные редких типов в ближайших галактиках по фототеке ГАИШ

Жарова А.В.¹, Самусь Н.Н.^{2,1}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

²Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Фототека ГАИШ МГУ содержит большое количество качественных астрофотографий галактик М31 и М33. По этому материалу открыто 70 новых звезд в Туманности Андромеды, детально изучено несколько голубых переменных звезд в Туманности Треугольника. Большинство пластинок отсканировано с разрешением 2400 dpi, к ним предоставлен открытый доступ по сети Интернет.

Novae and rare-type variables in nearby galaxies from the Sternberg Institute's plate collection

Zharova A.V.¹, Samus N.N.^{2,1}

¹Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

²Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The collection of the astronomical photographic plates of the Sternberg Astronomical Institute (Lomonosov Moscow University) contains many high-quality astronomical photographs of the galaxies M31 and M33. This observational material made it possible to discover 70 novae in the Andromeda Nebula, to study in detail several luminous blue variables in the Triangulum Nebula. Most of the plates have been scanned with the 2400 dpi resolution; they are freely accessible in the Internet.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.021

1. Введение

В состав коллекции астрофотографий (фототеки) ГАИШ входят полученные по трем специальным программам фотопластинки, предназначенные для поиска новых звезд и переменных высокой светимости в галактиках М31 и М33. Две из этих программ были начаты по инициативе Александра Сергеевича Шарова (1929–1999). Они предполагали фотографирование галактик Андромеды и Треугольника на

телескопе АЗТ-5 Крымской лаборатории ГАИШ МГУ. АЗТ-5 представляет собой менисковый телескоп с диаметром линзы-мениска 500 мм и фокусным расстоянием 2000 мм. Экспонируемые пластинки помещались в главном фокусе зеркала, внутри трубы телескопа. Почти все пластинки по программам М31 и М33 получены в фотометрической системе, очень близкой к полосе *B* системы Джонсона. Использовались преимущественно пластинки производства фирмы ORWO (ГДР), эмульсии ZU-2 и ZU-21. Среди старых пластинок встречается шестиугольный формат, но чаще всего применялись квадратные пластинки размером 130×130 мм. Фотографирование галактик проводилось с экспозициями 60 мин и 15 мин (с целью изучения звезд в центральных областях галактик). Предельная величина на снимках с продолжительными экспозициями достигала $19^m - 20^m$.

Когда выпуск астрономических фотопластинок ORWO был прекращен и хранившиеся в ГАИШ запасы неэкспонированных пластинок закончились, фотографирование продолжалось с использованием эмульсии А500-Н2, специально разработанной ТОО «Дар» в г. Переяславле-Залесском под руководством Д.К. Михайлова. Работа с этими пластинками была более трудоемкой, поскольку они требовали гиперсенситивизации, однако предельная величина снимков оказалась более глубокой. Сенситивизацию (нагревание пластинок в водородной атмосфере) осуществляла в фотолаборатории ГАИШ МГУ Т.А. Бируля.

К поиску переменных звезд в М31 активно присоединился астроном Балдонской обсерватории (Латвия) Андрей Карлович Алкснис (1928–2017). Он получал снимки Туманности Андромеды на телескопе Шмидта (800/1200/2400 мм) в Балдоне.

По программе изучения галактики М31 в Крыму было получено около 2000 негативов, а по программе изучения галактики М33 — около 700 негативов. Первые пластинки получены в августе 1967 г., последние — в ноябре 2005 г. В фотографировании участвовали несколько поколений наблюдателей, в том числе студентов-практикантов в Крымской лаборатории ГАИШ.

Третьей программой, включающей тематику поиска переменных звезд в ближайших галактиках, стала программа фотографирования звездного неба на широкоугольном астрографе АФР-1 (230/2300 мм, поле зрения 5° , пластинки 250×250 мм). Всего на этом телескопе было получено около 10000 астрономических негативов. Полные каталоги полученных снимков утрачены, негативы хранились в нескольких подразделениях ГАИШ. По инициативе астрометриста Ю.А. Шоки-

на одной из программ, реализуемых в ГАИШ МГУ на основе этого наблюдательного материала, стала программа создания системы опорных звезд с точными координатами в окрестностях Туманности Андромеды. Фотографии, полученные на телескопе АФР, имеют предельную величину, сравнимую с пластинками АЗТ-5, и обладают превосходными астрометрическими качествами.

Поставленные десятилетия назад задачи, в частности, относящиеся к статистике новых звезд в ближайших галактиках, до сих пор решены не полностью. Кроме того, сейчас открылась возможность перейти в их решении на новый уровень с использованием современных цифровых методов. Для этого, однако, коллекция астронегативов должна быть оцифрована.

2. Результаты

В ходе реализации первых двух программ публиковались многочисленные статьи, посвященные результатам одного или нескольких лет программы, последней из них стала работа [1]. Всего в галактике М31 по нашей программе было открыто 70 новых звезд.

Если в Туманности Андромеды ежегодно вспыхивают десятки новых звезд, то частота вспышек новых в галактике М33 намного ниже, что лишь частично объясняется меньшим суммарным количеством звезд в М33 по сравнению с М31. По оценке Шарова [2], количество новых, вспыхивающих в Туманности Треугольника, в среднем составляет 1.4 в год. Наши исследования в М33 в основном посвящены переменным звездам высокой светимости (иначе именуемым LBV-звездами, звездами типа S Dor, переменными Хаббла-Сэндиджа).

Жарова и Шолухова [3] изучили переменную V268/M33 (Var C) и подтвердили принадлежность звезды $H\alpha$ 7 в той же галактике к этому типу. В цитированной работе приведена сводная кривая блеска V268; кривая блеска на рис. 1 основана только на оценках блеска по пластинкам московской фототеки и не оставляет сомнений в принадлежности звезды к переменным Хаббла-Сэндиджа. Как показано в [4], изменения блеска этой звезды могут иметь квазипериодический характер с циклом около 42.3 лет. В работе [5] по 645 пластинкам подтверждена принадлежность к звездам типа S Dor еще одной звезды высокой светимости, V532/M33. На рис. 2 показана ее кривая блеска только по нашим фотографическим данным. Выводы, основанные на фотометрии, подтверждены спектральными наблюдениями в [6].

В 2006 г. мы приступили к сканированию коллекции астрофотографий ГАИШ с целью обеспечения ее сохранности и предоставления

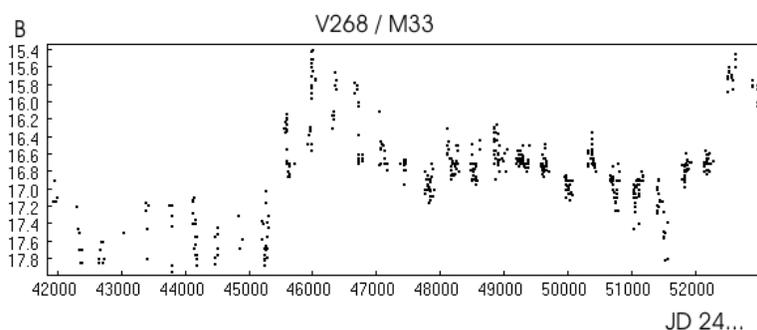


Рис. 1: Фотографическая кривая блеска переменной высокой светимости V268/M33.

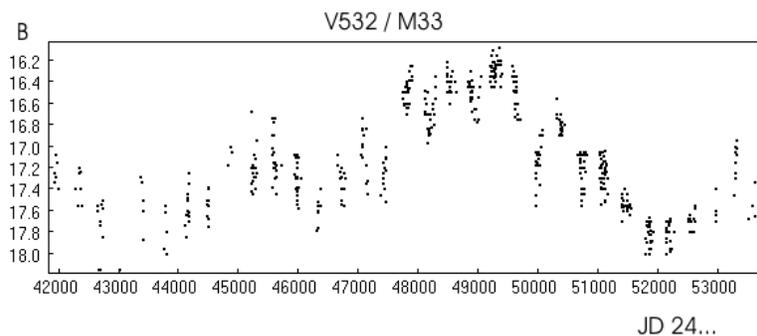


Рис. 2: Фотографическая кривая блеска переменной высокой светимости V532/M33.

возможности применения современных электронных методов работы с изображениями к звездной фотометрии, открытию и исследованию переменных звезд. С 2013 г. для сканирования используется сканер Epson Expression 11000XL с насадкой для прозрачных оригиналов, обеспечивающий разрешение 2400 dpi, что позволяет избежать ухудшения предельной звездной величины сканов по сравнению с оригиналами. Плавное движение каретки сканера обеспечивается применением технологии Micro Step Drive. Применение сканов московской фототеки для открытия и исследования новых переменных звезд в

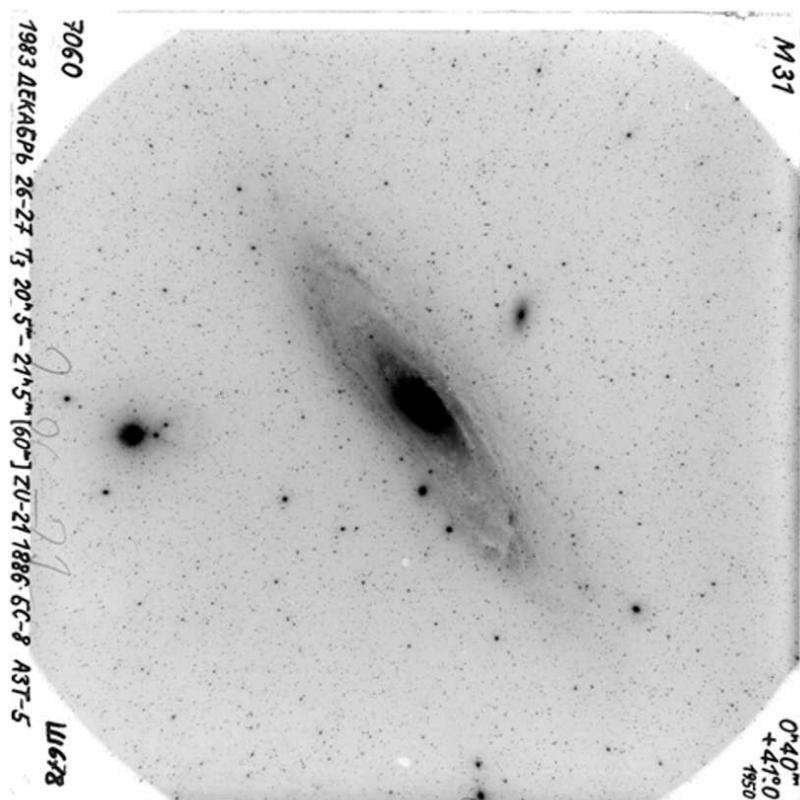


Рис. 3: Скан фотопластинки с изображением галактики M31.

галактическом поле описано в [7], [8]. В 2018 г. начато и сканирование пластинок АФР-1.

К настоящему времени практически завершено сканирование пластинок АЗТ-5 для галактик M31 и M33. К сканам предоставлен открытый доступ по адресу <http://vast.sai.msu.ru/~alla/>.

Образец скана M31 представлен на рис. 3.

Сейчас в Отделе астрометрии ГАИШ МГУ ведется работа по автоматическому выявлению переменных звезд в галактике Андромеды по сканам негативов, полученных на телескопе АЗТ-5.

3. Заключение

Исследования новых звезд и переменных высокой светимости в ближайших галактиках раскрывают высокий потенциал московской коллекции астрофотографий, хранящейся в ГАИШ МГУ. Большинство негативов, полученных на телескопе АЗТ-5, отсканировано, а к сканам предоставлен свободный доступ.

Авторы благодарят Т.А. Бируля за постоянное внимание к работам по астрофотографии на протяжении многих лет, особенно за гиперсенсбилизацию пластинок. Благодарим Е.Н. Пастухову за помощь при подготовке рукописи.

Список литературы

1. A. Alksnis, O. Smirnova, and A. V. Zharova, *Astron. Lett.*, **34**, 563, 2008.
2. A. S. Sharov, *Sov. Astron. Lett.*, **9**, 252, 1983.
3. A. Zharova and O. Sholukhova, *Communications in Asteroseismology*, **145**, 26, 2004.
4. B. Burggraf, K. Weis, D. J. Bomans, M. Henze, et al., *A&A*, **581**, A12, 2015.
5. A. Zharova, V. Goranskij, O. N. Sholukhova, and S. N. Fabrika, *Peremennye Zvezdy Prilozhenie*, **11**, 11, 2011.
6. O. N. Sholukhova, S. N. Fabrika, A. V. Zharova, A. F. Valeev, and V. P. Goranskij, *Astron. Bull.*, **66**, 123, 2011.
7. N. N. Samus, A. M. Zubareva, D. M. Kolesnikova, and S. V. Antipin, in *Stars and Satellites, Proceedings of the Memorial Conference Devoted to A.G. Masevich 100th Anniversary*, 368–373 (2018).
8. S. V. Antipin, I. Becker, A. A. Belinski, D. M. Kolesnikova, et al., *Research in Astronomy and Astrophysics*, **18**, 092, 2018.

ПЗС-фотометрия сверхгорбов карликовой новой ASASSN-18iq

Зубарева А.М.^{1,2}

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

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

Для исследования физических процессов в аккреционных дисках карликовых новых звезд порой достаточно иметь скромный телескоп с зеркалом диаметром в несколько десятков сантиметров и несколько часов наблюдательного времени. По нашим наблюдениям с 60-см телескопом Цейсса переменная звезда ASASSN-18iq, отнесенная к карликовым новым типа SU Большой Медведицы, во время сверхвысшипки 2018 г. показала положительные сверхгорбы со средним периодом 0.05982 суток.

CCD photometry of the dwarf nova ASASSN-18iq revealing superhumps

Zubareva A.M.^{1,2}

¹*Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia*

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

To clarify physical processes in dwarf novae accretion disks it is sufficient to operate a telescope with a mirror less than one meter in diameter and to use several observational hours. According to our observations with Zeiss 60-cm telescope, the dwarf nova ASASSN-18iq of SU Ursae Majoris type during a superoutburst of 2018 showed positive superhumps with a mean period of 0.05982 days.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.022

1. Введение

Катаклизмические переменные звезды не дают заскучать наблюдателям, время от времени демонстрируя резкие изменения блеска, связанные с особенностями перетекания вещества с красного карлика в полость Роша белого карлика. Виды таких тесных двойных систем крайне разнообразны, классическое описание можно найти в обзоре Уорнера [1]. Катаклизмические переменные со слабым магнитным полем главного компонента — белого карлика — характеризуются наличием вокруг главного компонента аккреционного диска, состоящего из

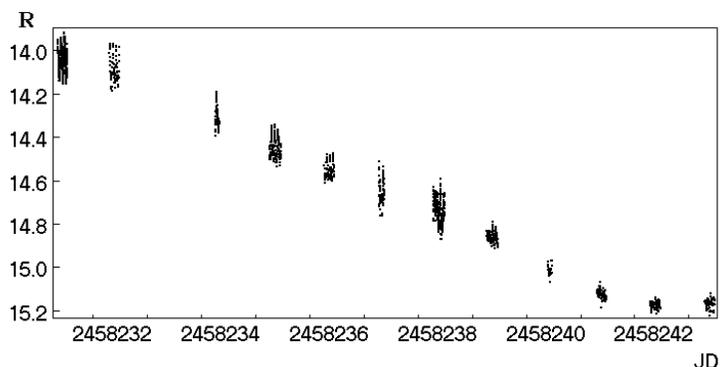


Рис. 1: Сводная кривая блеска ASASSN-18iq за 2018 г.

вещества звезды-донора. Часть дисковых двойных систем показывает два типа вспышек: нормальные, длящиеся несколько дней и повторяющиеся сравнительно часто, и сверхвспышки, длительность которых близка к двум неделям, разделенные друг от друга десятками дней. Такие системы объединены в подтип, названный в честь первой подобной переменной SU Большой Медведицы. Во время сверхвспышек у звезд типа SU Большой Медведицы наблюдаются небольшие колебания блеска, называемые сверхгорбами. Их принято связывать с приливной неустойчивостью диска, который становится эксцентрическим из-за орбитального резонанса 3:1 [2, 3, 4].

2. Наблюдения ASASSN-18iq

Звезда ASASSN-18iq была открыта в состоянии сверхвспышки 19 апреля 2018 г. [5]. 21 апреля того же года Денисенко [6] обнаружил по архивным данным, что звезда была во вспышке в июне 2001 г. Я присоединилась к международной кампании, организованной группой наблюдателей VSNET, 22 апреля.

Фотометрические наблюдения в фильтре R Кузинса я проводила с 22 апреля по 4 мая 2018 г. на 60-см телескопе Цейсс-2 на Крымской астрономической станции ГАИШ МГУ (рис. 1). Была использована ПЗС-матрица Aropsee Aspen CG42. В общей сложности за 12 погожих ночей удалось получить почти 1600 индивидуальных измерений блеска.

В качестве звезды-стандарта была использована USNO-B1.0 0971-0273089.

22 и 23 апреля 2018 г., пока блеск ASASSN-18iq был близок к 14^m0 , кадры снимались с экспозицией в 30 секунд, далее ее пришлось увеличивать, с 1 мая и далее значение составляло уже 3 минуты.

3. Периодичности

За время мониторинга ASASSN-18iq каждую ночь удавалось зафиксировать сверхгорбы. 22 и 23 апреля их амплитуда была близка 0^m2 , к 2 мая она постепенно уменьшилась до 0^m06 и до 4 мая амплитуда сохранялась (рис. 1). К сожалению, из-за непогоды не удалось получить наблюдательный ряд 24 апреля.

Известно, что 20 апреля как минимум один из наблюдателей, участвующий в коллаборации VSNET, застал начало сверхвспышки ASASSN-18iq. При блеске 13^m9 звезда демонстрировала сверхгорбы с амплитудой 0^m032 и периодом 0.0606(1) суток [7].

22 апреля 2018 г. я наблюдала сверхгорбы с периодом 0.05983 сут. (рис. 2). Со временем менялись и форма, и амплитуда, и период сверхгорбов. Фазовая кривая блеска для 30 апреля приведена на рис. 3. Период сверхгорбов был равен 0.05990 суток. Наблюдательные ряды за 1 и 2 мая оказались недостаточно длинными для поиска периодичностей. Малая амплитуда сверхгорбов к окончанию сверхвспышки (3 и 4 мая) затрудняет периодограммный анализ для отдельных ночей.

После снятия тренда имеющийся ряд наблюдений также был проанализирован на периодичность. Средний период сверхгорбов составил 0.05982 суток.

4. Обсуждение

Орбитальный период исследуемой карликовой новой до сих остается неизвестным, поскольку обстоятельные исследования звезды в минимуме блеска либо еще не проведены, либо никем не опубликованы. Однако наличие сверхгорбов позволяет сделать довольно точную его оценку. По форме и амплитуде колебаний блеска ASASSN-18iq во время сверхвспышки можно однозначно сделать вывод о том, что мы наблюдали положительные сверхгорбы. Название возникло из-за того, что их периоды на несколько процентов превышают значение орбитальных периодов карликовых новых [4, 8]. То есть на данном этапе однозначно можно сказать, что орбитальный период должен быть чуть менее 0.06 суток.

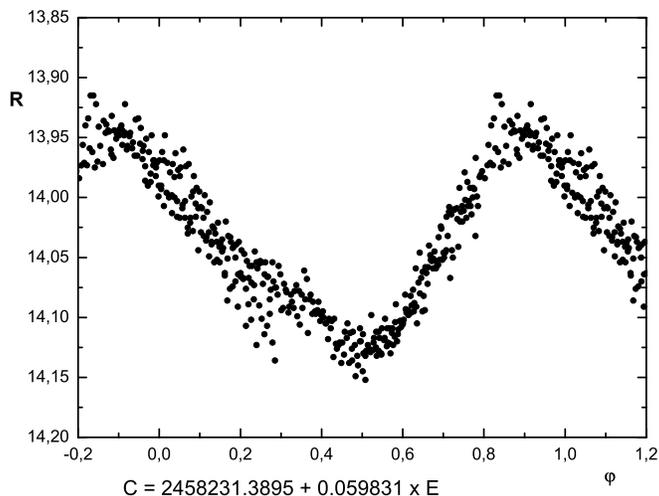


Рис. 2: Фазовая кривая блеска сверхгорбов ASASSN-18iq 22 апреля 2018 г.

В последние годы все чаще для диагностики состояния аккреционных дисков карликовых новых во время сверхвспышек используют полукачественное деление на стадии [9, 10]. Стадия А соответствует эволюции ранних сверхгорбов, их периоды выше среднего значения; стадия В соответствует медленному росту периодов сверхгорбов; стадия С соответствует окончанию сверхвспышки, значения периодов почти постоянны и меньше среднего. Для определения стадии развития сверхгорбов и скорости изменения их периода используют диаграммы О–С. Методика построения средней кривой блеска сверхгорбов и расчета О–С приведена например, в работе Като и др. [10].

Звезду ASASSN-18iq наблюдали как минимум 4 человека [7, 11]. 22–23 апреля 2018 г. произошел переход со стадии А на стадию В [11].

5. Заключение

Карликовая новая ASASSN-18iq оказалась одной из почти 700 звезд типа SU Большой Медведицы. Изучение сверхгорбов во время сверх-

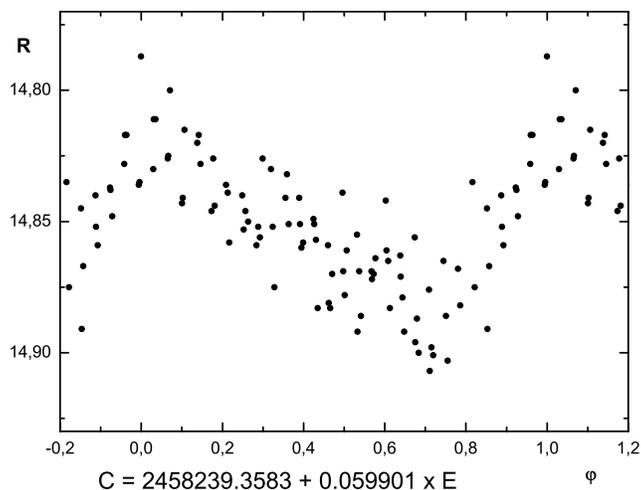


Рис. 3: Фазовая кривая блеска сверхгорбов ASASSN-18iq 30 апреля 2018 г.

вспышки 2018 г. будет полезно для перехода от качественных рассуждений к количественным оценкам при улучшении теории аккреции в катаклизмических переменных звездах. Вместе с десятками других карликовых новых ASASSN-18iq будет включена в очередную статью по изменямости периодов сверхгорбов звезд типа SU Большой Медведицы, которая сейчас готовится к печати. Серия работ была начата Като и др. в 2009 г. [10, 12].

Список литературы

1. B. Warner, *Cambridge Astrophysics Series*, **28**, 1995.
2. R. Whitehurst, *MNRAS*, **232**, 35, 1988.
3. Y. Osaki, *PASJ*, **41**, 1005, 1989.
4. Y. Osaki, *PASP*, **108**, 39, 1996.
5. Keisuke Isogai, Asassn-18iq, <http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/mailarchive/vsnet-alert/22094>, 2018.

6. Denis Denisenko, Asassn-18iq past outburst, <http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/maillarchive/vsnet-alert/22097>, 2018.
7. Keisuke Isogai, Asassn-18iq: new su uma-type dn, <http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/maillarchive/vsnet-alert/22098>, 2018.
8. A. Olech, A. Rutkowski, and A. Schwarzenberg-Czerny, *MNRAS*, **399**, 465, 2009.
9. A. Olech, A. Schwarzenberg-Czerny, P. Kedzierski, K. Zloczewski, K. Mularczyk, and M. Wisniewski, *Acta Astronom.*, **53**, 175, 2003.
10. T. Kato, A. Imada, M. Uemura, D. Nogami, et al., *PASJ*, **61**, S395, 2009.
11. Keisuke Isogai, Asassn-18iq: stage a-b transition, <http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/maillarchive/vsnet-alert/22115>, 2018.
12. T. Kato, K. Isogai, F.-J. Hambsch, T. Vanmunster, et al., *PASJ*, **69**, 75, 2017.

Химический состав и стратификация в атмосфере Ap-звезды HD 110066 (AX CVn)

Романовская А.М.¹, Шуляк Д.В.²

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Институт Макса Планка по исследованию Солнечной системы,
Геттинген, Германия*

Представлены результаты анализа химического состава и неоднородного распределения (стратификации) Fe и Cr по глубине атмосферы магнитной химически-пекулярной звезды HD 110066 (AX CVn). Линии этих элементов вносят важный вклад в поглощение, и наличие стратификации влияет на распределение выходящего потока. Результаты использованы в определении фундаментальных параметров (T_{eff} , $\lg g$, R/R_{\odot} , L/L_{\odot}), основанное на самосогласованном анализе спектров высокого разрешения ($R = 81000$) и наблюдаемого распределения потока в широком спектральном диапазоне. Содержание элементов типично для звезд такого класса: наблюдается дефицит элементов CNO и превышение на 3–4 порядка содержание редкоземельных элементов по сравнению с солнечным. Распределение Fe и Cr в целом соответствует теоретическим предсказаниям теории диффузии.

Chemical composition and stratification in the atmosphere of Ap star HD 110066 (AX CVn)

Romanovskaya A.M.¹, Shulyak D.V.²

¹*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²*Max Planck Institute for Solar System Research, Gottingen, Germany*

The results of the analysis of the chemical composition and inhomogeneous distribution (stratification) of Fe and Cr in the atmosphere of a magnetic chemically-peculiar star HD 110066 (AX CVn) are presented. The lines of these elements make an important contribution to the opacity, and the presence of stratification affects the emergent fluxes. These results are used in determining the fundamental parameters: T_{eff} , $\lg g$, R/R_{\odot} , L/L_{\odot} from a self-consistent analysis of high-resolution ($R = 81000$) spectra and the observed flux distribution in a wide spectral range. The chemical abundances show typical behavior for stars of this class: there is a depletion of CNO and an excess of the rare-earth elements compared to their solar abundances, by 3–4 orders of magnitude. The distribution of Fe and Cr is generally consistent with theoretical predictions of the diffusion theory.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.023

1. Введение

Одной из основных задач в астрофизике является определение фундаментальных параметров звезд. Стандартные подходы, основанные на калибровках фотометрических и спектроскопических наблюдений и подходящие для определения фундаментальных параметров нормальных звезд, неприменимы для магнитных химически-пекулярных звезд. Задача усложняется наличием магнитного поля и аномально-го химического состава их атмосфер, которые необходимо учитывать при построении адекватной модели атмосферы, которая правильно предсказывает наблюдаемое распределение потока в широком спектральном диапазоне.

Исследуемый объект, HD 110066 (АХ CVn), представляет собой магнитную химически-пекулярную звезду спектрального класса А0р с аномалиями элементов Sr, Cr, Eu и некоторых других. Магнитное поле звезды $B_s = 4100 \pm 100$ Гс [1].

В 1970 г. Мишо был предложен механизм для объяснения аномального содержания элементов в атмосферах магнитных звезд [2], согласно которому в атмосфере звезды происходит диффузия атомов и ионов химического элемента под совокупным действием силы тяжести, направленной к центру звезды, и силы лучевого давления, выталкивающей частицы во внешние слои атмосферы. Вследствие этого в атмосфере создаются градиенты содержания химического элемента, если в атмосфере звезды практически отсутствует турбуленция, поскольку скорости диффузии очень малы, и наличие турбулентности приводит к быстрому перемешиванию. Считается, что сильные глобальные магнитные поля стабилизируют атмосферы Ар-звезд и благоприятствуют диффузионному разделению элементов. Дальнейшие исследования стратификации показали, что элементы до Ва концентрируются, в основном, в глубоких слоях атмосферы (ближе к фотосфере) с достаточно резким уменьшением содержания в верхних слоях (см. например, [3]). А редкоземельные элементы (РЗЭ), наоборот, концентрируются в верхних слоях атмосферы звезды [4].

В данной работе проведено исследование аномалий химического состава и стратификации элементов Sr, Fe в атмосфере Ар-звезды HD 110066 с целью уточнить фундаментальные параметры атмосферы путем сравнения наблюдаемых и теоретических распределений энергии в широком диапазоне длин волн. Эта процедура позволяет также определить радиус звезды.

2. Определение содержания химических элементов

Анализ химического состава и стратификации элементов проводился по спектру высокого разрешения ($\lambda/\Delta\lambda = R = 81000$), полученному со спектрополяриметром ESPaDOpS, установленном на канадско-франко-гавайском (CFHT) телескопе, что находится в обсерватории Мауна Кеа. Спектр HD 110066 был взят из архива ESPaDOpS¹. Детали обработки таких спектров приведены в работе [5].

Определение содержания химических элементов является частью итерационного процесса самосогласованного анализа спектров и распределения энергии. Параметры начальной модели атмосферы ($T_{\text{eff}} = 8850$ K, $\lg g = 4.0$) были взяты из работы [6]. Начальная модель атмосферы рассчитывалась с помощью программы ATLAS9. Все последующие модели атмосферы в итерационном процессе рассчитывались по программе LLmodels [7]. Синтетический спектр рассчитывался по программе Synmast [8]. Параметры спектральных линий взяты из базы данных VALD [9]. Оценка содержания была проведена двумя различными методами. Первый метод — быстрый, позволяет по измеренным эквивалентным ширинам спектральных линий рассчитать содержание элемента по программе WidSyn [10]. Вторым — более точным, позволяет определить содержание путем подгонки синтетического профиля спектральной линии к наблюдаемому (фитирование). При этом варьируется содержание элемента, скорость вращения $v_e \sin i$, радиальная $\langle B_r \rangle$ и меридиональная $\langle B_m \rangle$ компоненты усредненного по поверхности звезды вектора магнитного поля. Оба метода учитывают магнитное поле в формировании спектральной линии. Для повышения точности определения содержания по программе WidSyn отбирались максимально неблендированные линии, либо линии с минимальным блендированием. Если разброс в содержании по эквивалентным ширинам индивидуальных линий был слишком большим, то содержание определяли путем фитирования наблюдаемого профиля линии.

Всего было определено содержание 31 химического элемента в разных стадиях ионизации, а для 10 из них — по обоим стадиям. При определении содержания учитывалось зеемановское расщепление линий в магнитном поле. Поскольку содержание элементов определялось в итерационном процессе, то при каждой итерации проводился пересчет содержания с новой моделью атмосферы до полной сходимости процесса. На рис. 1 показано содержание элементов относительно солнечных значений в атмосфере звезды HD 110066 от C до Yb

¹<http://www.cadc-ccda.hia-ihp.nrc-cnrc.gc.ca/en/cfht/>

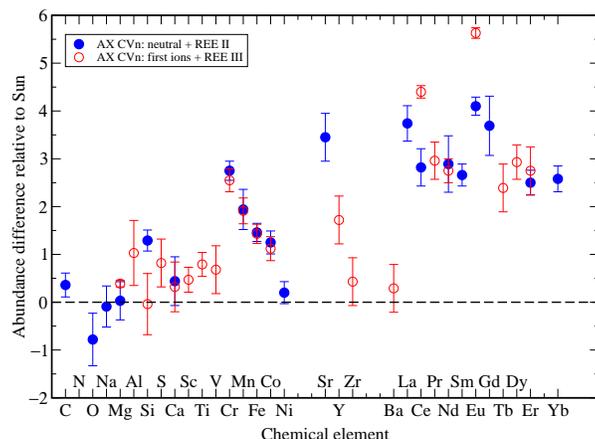


Рис. 1: Содержание элементов от C до Yb в атмосфере HD 110066 относительно солнечных значений.

для окончательной модели атмосферы с параметрами $T_{\text{eff}} = 9200$ K, $\lg g = 4.06$ ($9200g40$). Содержание элементов на Солнце было взято из работ [11, 12, 13].

Химический состав показывает типичную картину для звезд данного спектрального типа: дефицит легких элементов (CNO); почти солнечное содержание Na, Mg, Ni; избыток основных элементов железного пика на 1–2 dex и значительный избыток редкоземельных элементов (REE — La, Ce, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Er, Yb) на 3–4 dex. У элементов Ce и Eu наблюдаются значительные аномалии: содержание, полученное по линиям первой и второй стадий ионизации, отличается на 1.5 dex, причем линии Ce III и Eu III показывают большее содержание, чем линии Ce II и Eu II. В то же время, Nd не показывает нарушения ионизационного равновесия. Такое поведение характерно для большинства Ap-звезд в диапазоне эффективных температур 8200–10000 K [14].

3. Расчет стратификации Fe и Sr

При расчете модели атмосферы по программе Lmodels учитывался аномальный химический состав звезды. Полученное содержание химических элементов также учитывалось при стратификационном анализе элементов Fe и Sr, чтобы правильно оценить возможное влияние бленд на исследуемые профили линий Sr и Fe.

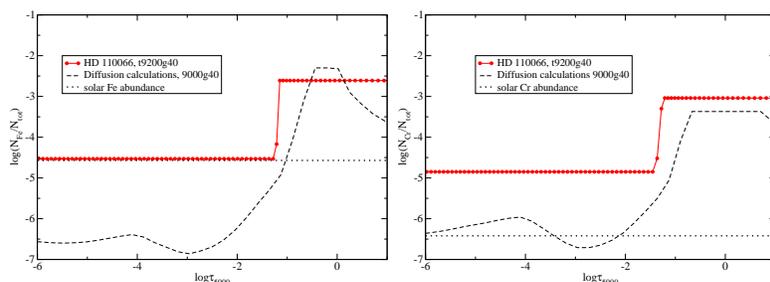


Рис. 2: Стратификация Fe (слева) и Cr (справа) в атмосфере HD 110066 (9200g40).

Стратификация элементов рассчитывалась при помощи программы DDaFit² [7]. В первом приближении распределение элемента по глубине атмосферы может быть описано ступенчатой функцией [15], где подбираются значения содержания в верхних и нижних слоях атмосферы, положение центра скачка содержания в атмосфере звезды и ширина этого скачка. Для этой процедуры отбираются одиночные или максимально неблендированные линии с различными интенсивностями и потенциалами возбуждения E_{exc} (от 0 до 12 эВ), поскольку это предполагает образование линий на разных оптических глубинах, что дает возможность исследовать различные слои атмосферы звезды. Спектральный синтез проводился по программе Synmast, учитывающей Зеемановское расщепление и возможный вклад соседних линий. Аномальный химический состав вместе со стратификацией влияет на спектральное распределение потока (SED) через поглощение в линиях, что отличает его от SED у нормальных звезд. Для расчета стратификации в атмосфере HD 110066 было отобрано 9 линий Fe I, 15 линий Fe II, 6 линий Cr I и 13 линий Cr II. Как и в случае расчета содержания химических элементов, расчет стратификации проводился для каждой итерации.

На рис. 2 показана стратификация Fe и Cr для окончательной модели атмосферы 9200g40. Штриховой линией показано теоретическое распределение Fe и Cr для модели 9000g40 [16]. Точечная линия показывает содержание данных элементов в атмосфере Солнца.

²<http://www.astro.uu.se/~oleg/soft.html>

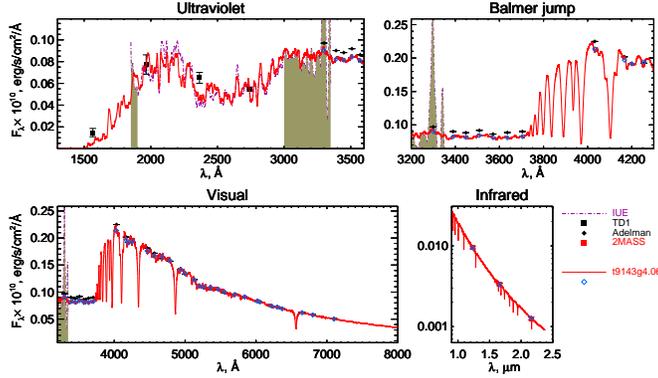


Рис. 3: Сравнение наблюдаемого распределения энергии (заполненные точки) с рассчитанными по программе LLmodels (сплошная линия) для модели атмосферы HD 110066 с параметрами $T_{\text{eff}} = 9200$ K, $\lg g = 4.06$.

4. Определение параметров атмосферы

Определение параметров атмосфер — итерационный процесс [17], где каждая итерация содержит в себе несколько этапов: расчет модели атмосферы, определение содержания элементов, расчет стратификации и уточнение параметров атмосферы через сравнение наблюдаемого и теоретического потоков (SED). Для HD 110066 было проведено три итерации.

Через сравнение наблюдаемых потоков от звезды с теоретическим потоком можно оценить радиус звезды, зная расстояние до нее. Теоретические потоки в разных длинах волн рассчитываются с использованием модели атмосферы. В процедуре сравнения теоретического распределения энергии с наблюдаемым варьируются только параметры атмосферы T_{eff} , $\lg g$ и радиус звезды, а расстояние известно через параллакс. Поправка за межзвездное покраснение $E(B-V)$ принята как 0.022 [18]. Значение параллакса взято из каталога GAIA DR2 [19].

В результате для HD 110066 были получены следующие параметры: $T_{\text{eff}} = 9200 \pm 100$ K, $\lg g = 4.06 \pm 0.05$, $R/R_{\odot} = 2.676 \pm 0.004$ с использованием параллакса 7.131 ± 0.056 mas. Светимость звезды $L/L_{\odot} = 1.66 \pm 0.02$. Сравнение наблюдаемых и теоретических потоков показано на рис. 3.

5. Заключение

Проведен детальный анализ атмосферы Ар звезды HD 110066 методом спектроскопии. Определено среднее значение содержания для 31 химического элемента от С до Уб. Проведен анализ распределения Fe и Cr по глубине атмосферы. Определены параметры атмосферы звезды: эффективная температура, ускорение свободного падения, а также оценен ее радиус и светимость.

Данная работа была частично поддержана программой КП19-270 «Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований».

В данном исследовании использовались базы данных VizieR и VALD.

Список литературы

1. G. Mathys, *A&A*, **601**, A14, 2017.
2. G. Michaud, *ApJ*, **160**, 641, 1970.
3. D. Shulyak, T. Ryabchikova, L. Mashonkina, and O. Kochukhov, *A&A*, **499**, 879, 2009.
4. L. Mashonkina, T. Ryabchikova, and A. Ryabtsev, *A&A*, **441**, 309, 2005.
5. J. Silvester, G. A. Wade, O. Kochukhov, S. Bagnulo, C. P. Folsom, and D. Hanes, *MNRAS*, **426**, 1003, 2012.
6. O. Kochukhov and S. Bagnulo, *A&A*, **450**, 763, 2006.
7. T. Ryabchikova, F. Leone, and O. Kochukhov, *A&A*, **438**, 973, 2005.
8. O. P. Kochukhov, in I. I. Romanyuk, D. O. Kudryavtsev, O. M. Neizvestnaya, and V. M. Shapoval, eds., *Physics of Magnetic Stars*, 109–118 (2007).
9. T. Ryabchikova, N. Piskunov, R. L. Kurucz, H. C. Stempels, U. Heiter, Y. Pakhomov, and P. S. Barklem, *PhyS*, **90**, 054005, 2015.
10. D. Shulyak, T. Ryabchikova, and O. Kochukhov, *A&A*, **551**, A14, 2013.
11. P. Scott, N. Grevesse, M. Asplund, A. J. Sauval, et al., *A&A*, **573**, A25, 2015.
12. P. Scott, M. Asplund, N. Grevesse, M. Bergemann, and A. J. Sauval, *A&A*, **573**, A26, 2015.
13. N. Grevesse, P. Scott, M. Asplund, and A. J. Sauval, *A&A*, **573**, A27, 2015.
14. T. A. Ryabchikova and A. M. Romanovskaya, *Astron. Lett.*, **43**, 252, 2017.
15. J. Babel, *A&A*, **258**, 449, 1992.
16. F. Leblanc and D. Monin, *JRASC*, **99**, 139, 2005.
17. O. Kochukhov, D. Shulyak, and T. Ryabchikova, *A&A*, **499**, 851, 2009.
18. E. B. Amôres and J. R. D. Lépine, *AJ*, **130**, 659, 2005.
19. Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., *A&A*, **616**, A1, 2018.

Начальное содержание гелия и распределение переменных типа RR Лиры шарового скопления М3 по периоду

Фадеев Ю.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Для звезд с массой на главной последовательности $0.812M_{\odot} \leq M_0 \leq 0.83M_{\odot}$ и начальным содержанием гелия $0.245 \leq Y_0 \leq 0.255$ проведены расчеты эволюции до стадии исчерпания гелия в ядре. Начальное содержание тяжелых элементов $Z_0 = 10^{-3}$ соответствует химическому составу шарового скопления М3. Скорость потери массы рассчитывалась по формуле Раймерса при значении параметра $\eta_R = 0.56$. Отдельные модели эволюционных последовательностей использовались как начальные условия при решении уравнений гидродинамики и нестационарной конвекции, описывающих радиальные звездные пульсации на стадии стационарного термоядерного горения гелия. Для каждого пересечения полосы неустойчивости определена зависимость изменения периода пульсаций в функции времени эволюции. Методом Монте-Карло получены теоретические оценки относительного числа звезд типа RR Лир пульсирующих в фундаментальной моде f_0 . Показано, что f_0 возрастает как с уменьшением Y_0 , так и с уменьшением M_0 , однако в рассмотренных пределах значений Y_0 и M_0 не превосходит $\approx 50\%$.

Initial helium abundance and period distribution of RR Lyr type variables in the globular cluster M3

Fadeyev Yu.A.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Evolutionary calculations for stars with masses on the main sequence $0.812M_{\odot} \leq M_0 \leq 0.83M_{\odot}$ and initial helium abundances $0.245 \leq Y_0 \leq 0.255$ were carried out up to core helium exhaustion. The abundance of heavy elements $Z_0 = 10^{-3}$ corresponds to the chemical composition of the globular cluster M3. The mass loss rate was evaluated by the Reimers formula with parameter $\eta_R = 0.56$. Selected models of evolutionary sequences were used as initial conditions for solution of the equations of hydrodynamics and time-dependent convection describing radial stellar oscillations on the core helium burning stage. For each crossing of the instability strip we determined the pulsation period as a function of evolutionary time. The fraction of fundamental mode pulsators f_0 was evaluated using Monte-Carlo simulations. It increases with decreasing both Y_0 and M_0 , but does not exceed $\approx 50\%$ for considered ranges of Y_0 and M_0 .

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.024

1. Введение

Шаровое скопление M3 (NGC 5272) является одним из ближайших и наиболее изученных звездных скоплений. К настоящему времени в нем обнаружено 274 пульсирующих переменных типа RR Лиг [1]. Бимодальное распределение звезд типа RR Лиг по периоду [2] свидетельствует о его принадлежности к галактическим шаровым скоплениям первой группы по классификации Оостерхоффа [3]. Согласно этой классификации, в шаровых скоплениях первой группы относительная численность переменных, пульсирующих в фундаментальной моде среди всех звезд типа RR Лиг удовлетворяет условию $f_0 > 70\%$, тогда как в скоплениях второй группы $f_0 < 70\%$. Дихотомия Оостерхоффа отражает различие физических условий в оболочке пульсирующей звезды, при которых происходит переключение моды колебаний между фундаментальной модой и первым обертоном [4], однако причина существования двух групп скоплений остается неясной. Более того, применение традиционных методов популяционного синтеза для построения теоретического распределения звезд типа RR Лиг по периоду до сих пор не привело к согласию с наблюдениями [5].

Построение теоретического распределения звезд типа RR Лиг по периоду связано со значительными трудностями. Во-первых, пересечение полосы неустойчивости на стадии стационарного термоядерного горения гелия происходит в условиях большого скачка содержания гелия на внешней границе конвективного ядра. Таким образом, даже малые погрешности при расчете перемешивания вещества могут приводить к появлению ложных петель на эволюционном треке и, следовательно, заметному увеличению времени пребывания звезды в пределах полосы неустойчивости. Во-вторых, оценка относительной численности звезд, пульсирующих в фундаментальной моде и первом обертоне сильно зависит от точности определения возраста звезды, при котором происходит переключение моды колебаний.

Целью данной работы является рассмотрение теоретических распределений по периоду переменных типа RR Лиг в зависимости от двух исходных параметров: начального содержания гелия Y_0 и массы звезды на главной последовательности M_0 . Для описания перемешивания звездного вещества используется метод, основанный на теории Спруита [6]. В рамках этого подхода ограничение потока массы на внешней границе конвективного ядра определяется условием, что скорость роста внешней границы конвективного ядра не может превосходить скорость движения конвективных элементов [7]. Для определения возраста звезды, соответствующего переключению моды

колебаний, используются согласованные расчеты звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций. Это предполагает, что отдельные модели эволюционной последовательности рассматриваются как начальные условия при решении задачи Коши для системы уравнений радиационной гидродинамики и нестационарной конвекции, описывающих звездные пульсации. Эволюционные расчеты проводились по программе MESA версии 10398 [8]. Уравнения гидродинамики и методы их решения описаны в [9, 10], а значения исходных параметров в расчетах эволюции и радиальных пульсаций звезд горизонтальной ветви приводятся в предшествующей статье автора [11]. Все представленные ниже результаты получены для эволюционных последовательностей, которые рассчитывались при значении параметра скорости потери массы в формуле Раймерса [12] $\eta_R = 0.56$.

2. Эволюционные и гидродинамические модели

Результаты эволюционных расчетов иллюстрируются на рис. 1, на котором показаны эволюционные треки звезд с начальной массой $M_0 = 0.812M_\odot$ на стадии стационарного термоядерного горения гелия в ядре при значениях начального содержания гелия $Y_0 = 0.245$ и $Y_0 = 0.255$. Начальная точка каждого трека соответствует нулевому возрасту горизонтальной ветви (ZАНВ).

Отдельные модели каждой эволюционной последовательности с эффективными температурами $6000\text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 7500\text{ K}$ использовались как начальные условия при расчете нелинейных звездных пульсаций. Определенные из гидродинамических расчетов участки пульсационной неустойчивости показаны на рис. 1 пунктирными линиями. Из представленных графиков видно, что с уменьшением Y_0 голубая граница полосы неустойчивости смещается в сторону меньших эффективных температур.

На стадии стационарного горения гелия пульсирующие переменные типа RR Lyr эволюционируют в сторону ветви красных гигантов, поэтому при пересечении полосы неустойчивости звезда начинает пульсировать в первом обертоном, а затем колебания переключаются в фундаментальную моду. За время пребывания в пределах полосы неустойчивости переменная типа RR Lyr успевает совершить $\sim 10^9$ колебаний, поэтому без заметной потери точности можно использовать предположение, что переключение моды колебаний происходит мгновенно. Таким образом, изменение периода пульсаций P со временем эволюции t_{ev} описывается непрерывной функцией с разрывом в точке переключения моды.

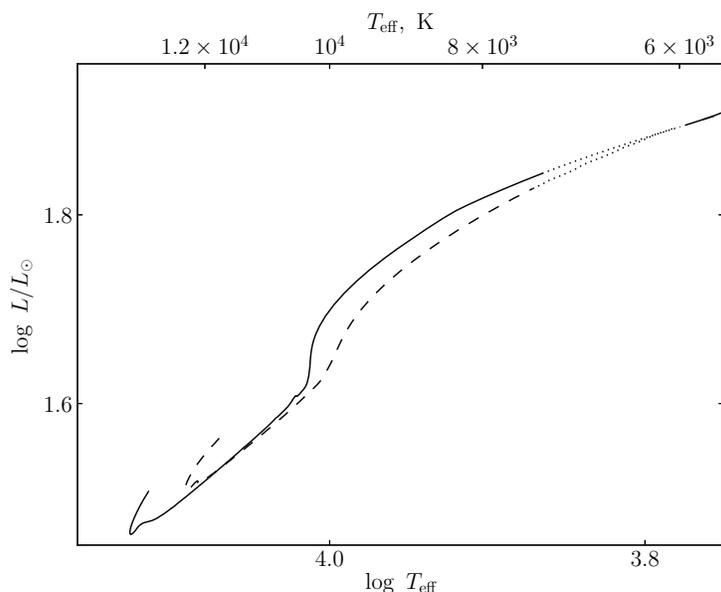


Рис. 1: Эволюционные треки звезд горизонтальной ветви на стадии стационарного термоядерного горения гелия при начальном содержании гелия $Y_0 = 0.245$ (сплошная линия) и $Y_0 = 0.255$ (штриховая линия). Масса звезд на главной последовательности $M_0 = 0.812M_\odot$. Пунктирными линиями выделены участки трека в пределах полосы пульсационной неустойчивости.

3. Результаты популяционного синтеза

Определенная из согласованных эволюционных и гидродинамических расчетов зависимость $\Pi(t_{\text{ev}})$ позволяет построить для каждой эволюционной последовательности гистограмму распределения числа переменных типа RR Лир по периоду. Вычисления методом Монте-Карло проводились при числе испытаний $n = 10^7$ в предположении равномерного распределения звезд горизонтальной ветви в пределах стадии стационарного горения гелия, продолжительность которой составляет $\approx 10^8$ лет. Результаты расчетов суммированы в табл. 1, где в первых двух колонках даны исходные параметры эволюционной последовательности: начальное содержание гелия Y_0 и масса звезды M_0 на главной последовательности. В третьей и четвертой колонках приведены

Таблица 1: Основные характеристики звезд типа RR Lyr.

Y_0	M_0/M_\odot	Y_{HB}	M_{HB}/M_\odot	f_0
0.245	0.812	0.256	0.573	0.467
0.245	0.820	0.257	0.584	0.484
0.245	0.830	0.257	0.598	0.357
0.255	0.812	0.266	0.581	0.409
0.255	0.820	0.267	0.592	0.395
0.255	0.830	0.267	0.605	0.322

содержание гелия Y_{HB} и масса звезды M_{HB} на стадии горизонтальной ветви. Более высокое по сравнению с начальным содержание гелия в звездах горизонтальной ветви связано с эффектом конвективного вычерпывания продуктов нуклеосинтеза на предшествующей стадии красного гиганта. В последней колонке табл. 1 приведены значения доли переменных типа RR Lyr, пульсирующих в фундаментальной моде.

Из приведенных в табл. 1 данных видно, что относительное число звезд типа RR Lyr, пульсирующих в фундаментальной моде, увеличивается как с уменьшением начального содержания гелия Y_0 , так и с уменьшением массы звезды на главной последовательности M_0 . Тем не менее величина f_0 остается слишком малой и не превосходит $\approx 50\%$.

4. Заключение

Использование согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций позволило исключить неопределенности, связанные с определением возраста звезды в момент переключения моды колебаний. Однако теоретическая оценка относительного числа переменных типа RR Lyr, пульсирующих в фундаментальной моде $f_0 \leq 0.48$, оказывается меньше по сравнению со значением $f_0 \approx 0.8$, полученным из наблюдений [2]. Иными словами, из эволюционных расчетов заключительной стадии термоядерного горения гелия (т.е. при $Y_c \lesssim 10^{-2}$) следует более высокая скорость изменения эффективной температуры звезды по сравнению с той, которая необходима для согласия с наблюдениями. Для разрешения сложившегося противоречия необходима более детальная калибровка параметров теории

Спруита [6], направленная на ограничение скорости роста конвективного ядра.

Список литературы

1. G. A. Bakos, J. M. Benko, and J. Jurcsik, *Acta Astronom.*, **50**, 221, 2000.
2. T. M. Corwin and B. W. Carney, *AJ*, **122**, 3183, 2001.
3. P. T. Oosterhoff, *The Observatory*, **62**, 104, 1939.
4. T. S. van Albada and N. Baker, *ApJ*, **185**, 477, 1973.
5. M. Catelan, *ApJ*, **600**, 409, 2004.
6. H. C. Spruit, *A&A*, **582**, L2, 2015.
7. T. Constantino, S. W. Campbell, and J. C. Lattanzio, *MNRAS*, **472**, 4900, 2017.
8. B. Paxton, J. Schwab, E. B. Bauer, L. Bildsten, et al., *ApJS*, **234**, 34, 2018.
9. Y. A. Fadeyev, *Astron. Lett.*, **39**, 306, 2013.
10. Y. A. Fadeyev, *MNRAS*, **449**, 1011, 2015.
11. Y. A. Fadeyev, *arXiv e-prints*, 2019.
12. D. Reimers, *Circumstellar envelopes and mass loss of red giant stars*, 229–256 (1975).

Нелинейные пульсации звезд на поздней стадии асимптотической ветви гигантов

Фадеев Ю.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

На основе согласованных расчетов эволюции и нелинейных пульсаций звезд населения I с начальной массой $1M_{\odot}$ исследуются радиальные колебания на заключительном этапе AGB ограниченном последней тепловой вспышкой гелиевого слоевого источника и началом эволюционной стадии post-AGB. В течение рассмотренного интервала времени продолжительностью $\approx 7 \times 10^4$ лет период пульсаций в фундаментальной моде изменяется в пределах $40 \text{ сут} \leq \Pi \leq 900 \text{ сут}$. На отрезке времени $\approx 10^3$ лет, когда светимость звезды достигает значений $L > 4 \times 10^3 L_{\odot}$, а период колебаний превосходит ≈ 500 сут, звездные пульсации становятся причиной потери массы вследствие ускорения внешних слоев до скорости превосходящей скорость убегания.

Nonlinear pulsations of stars on the late asymptotic giant branch stage

Fadeyev Yu.A.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Based on consistent evolutionary and nonlinear stellar pulsation computations for population I stars with initial mass $1M_{\odot}$, radial stellar oscillations on the late AGB stage between the last thermal pulse of the helium shell source and commencement of the post-AGB stage are investigated. During this evolutionary phase continuing for $\approx 7 \times 10^4$ the star is unstable against fundamental mode oscillations with period ranging within $40 \text{ day} \leq \Pi \leq 900 \text{ day}$. For $\approx 10^3$ yr when the stellar luminosity is $L > 4 \times 10^3 L_{\odot}$ and the pulsation period is greater than ≈ 500 day nonlinear stellar pulsations lead to mass loss due to acceleration of outer layers to velocities greater than the escape velocity.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.025

1. Введение

Эволюция звезд на асимптотической ветви гигантов (AGB) сопровождается возрастанием скорости потери массы и образованием околозвездной газопылевой оболочки. Наименее изучен заключительный этап эволюционной стадии AGB, когда околозвездная оболочка становится непрозрачной в оптическом диапазоне спектра. Более того,

неясен физический механизм сброса остатков водорода, окружающих вырожденное углеродно-кислородное ядро красного гиганта. Первоначально предполагалось, что разлет водородной оболочки с последующим образованием планетарной туманности происходит из-за динамической неустойчивости, связанной с существованием протяженных зон ионизации водорода и гелия, где значение показателя адиабаты меньше критического: $\gamma < 4/3$ [1, 2]. Согласно более детальному анализу, основанному на гидродинамических расчетах, основным физическим механизмом интенсивного истечения вещества из внешних слоев красного гиганта являются радиальные звездные пульсации [3, 4, 5]. Следует однако заметить, что результаты этих работ нуждаются в существенном уточнении, поскольку в качестве начальных условий авторы использовали грубые приближения AGB звезд. К сожалению, дальнейшего прогресса в этом направлении не последовало.

Целью настоящей работы является исследование звездных пульсаций на завершающем этапе эволюции AGB звезды после последней тепловой вспышки гелиевого слоевого источника, когда светимость достигает наибольшего значения за все время эволюции звезды. Решение задачи Коши для уравнений радиационной гидродинамики и нестационарной конвекции, описывающих радиальные звездные пульсации, проводится с использованием начальных условий, полученных из расчетов эволюции звезды с массой на главной последовательности $M = 1M_{\odot}$. Предполагается, что начальный химический состав звездного вещества соответствует населению I при относительных массовых содержаниях водорода и элементов тяжелее гелия $X_0 = 0.7$ и $Z_0 = 0.02$, соответственно. Эволюционные расчеты проведены с помощью программы MESA версии 10398 [6]. Основные предположения и параметры (сетка ядерных реакций, конвективное перемешивание, скорость потери массы) обсуждаются в работе [7]. Уравнения гидродинамики и нестационарной конвекции описаны в работе [8].

2. Результаты расчетов звездной эволюции

На рис. 1 показан участок эволюционного трека звезды на поздней эволюционной стадии AGB. Начальная точка трека расположена в правой части рисунка и соответствует максимуму энерговыделения гелиевого слоевого источника: $L_{\text{He}} \approx 1.2 \times 10^6 L_{\odot}$. Масса звезды в этот момент времени составляет $M = 0.584M_{\odot}$. Во время тепловой вспышки в гелиевом слоевом источнике светимость звезды L убывает из-за прекращения энерговыделения в водородном слоевом источнике. Последующий рост L происходит вследствие распространения тепловой

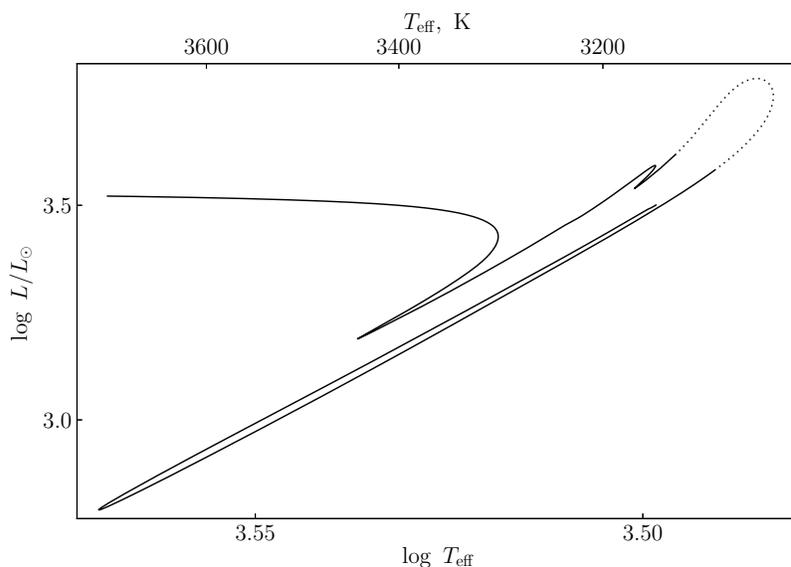


Рис. 1: Эволюционный трек звезды с начальной массой $M_0 = 1M_\odot$ на поздней стадии асимптотической ветви гигантов в интервале времени между последней тепловой вспышкой гелиевого слоевого источника и началом стадии post-AGB. Пунктиром выделен участок трека, в пределах которого нелинейные звездные пульсации становятся причиной истечения вещества из звезды.

волны от гелиевого слоевого источника к поверхности. В конечной точке эволюционного трека, показанного на рис. 1, масса водородной оболочки звезды уменьшается до 1% массы звезды ($M = 0.542M_\odot$), а источником светимости звезды становятся реакции CNO-цикла в водородном слоевом источнике. Принято считать, что в этот момент времени начинается эволюционная стадия post-AGB [9]. Таким образом, продолжительность рассмотренной эволюционной стадии составляет $\approx 7 \times 10^4$ лет.

3. Гидродинамические модели

При решении задачи Коши для уравнений радиационной гидродинамики и нестационарной конвекции в качестве начальных условий

было выбрано 11 моделей предварительно рассчитанной эволюционной последовательности. В качестве характеристики развития колебательной неустойчивости удобно использовать максимальное значение кинетической энергии пульсационных движений $E_{K,\max}$ за один цикл колебаний. На начальном отрезке интегрирования эта величина возрастает со временем t приблизительно экспоненциально и для всех рассмотренных моделей темпы роста составляют $\eta = Pd \ln E_{K,\max}/dt \approx 1$, т.е. увеличение кинетической энергии на два порядка величины происходит не более чем за пять периодов пульсаций. После прекращения роста амплитуды величина $E_{K,\max}$ изменяется случайным образом около среднего значения из-за отсутствия строгой повторяемости нелинейных колебаний.

Результаты гидродинамических расчетов показывают существование двух типов решения. В первом случае скорость течения газа на внешней границе во время расширения звезды всегда остается меньше локальной скорости убегания и нелинейные звездные пульсации подобны колебаниям мирид [10]. Во втором случае скорость расширения нескольких внешних массовых зон гидродинамической модели иногда превосходит скорость убегания, так что нелинейные звездные пульсации становятся непосредственным физическим механизмом истечения вещества с поверхности красного гиганта.

На рис. 2 показан график изменения периода пульсаций P в функции времени эволюции t_{ev} . Для удобства графического представления t_{ev} отсчитывается от максимума энерговыделения гелиевого слоевого источника, а рисунок разбит на две части с различным масштабом времени эволюции. Пунктиром на приведенном графике выделен отрезок времени продолжительностью $\approx 10^3$ лет, в пределах которого нелинейные пульсации становятся причиной истечения вещества из звезды. Истечение вещества со скоростью, превосходящей скорость убегания, происходит при светимости звезды $L > 4 \times 10^3 L_{\odot}$ (см. рис. 1). На вершине эволюционного трека ($L \approx 6 \times 10^3 L_{\odot}$) ускорение силы тяжести на поверхности звезды составляет $g \approx 0.2 \text{ см/с}^2$.

3. Заключение

Традиционно полагают, что потеря массы красными гигантами происходит в результате действия двух физических механизмов: (1) периодических ударных волн, возникающих при нелинейных звездных пульсациях и создающих благоприятные условия для конденсации пылевых частиц во внешних слоях звездной атмосферы; (2) звездного ветра, связанного с давлением излучения на пылевые частицы [11, 12].

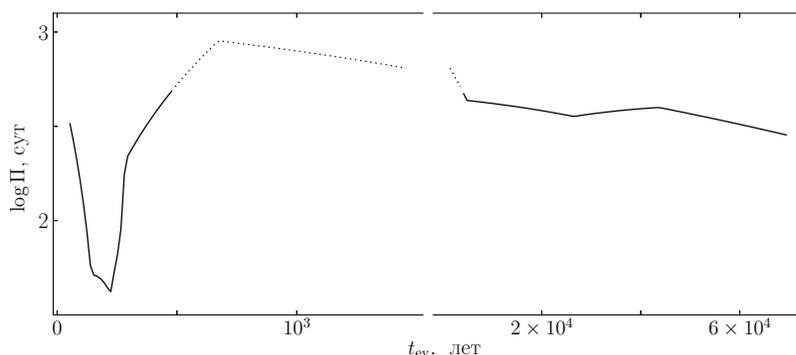


Рис. 2: Изменение периода пульсаций Π в функции времени эволюции t_{ev} . Штриховой линией выделен этап эволюции, в течение которого нелинейные звездные пульсации приводят к потере массы.

Однако построить модель этого явления не удастся из-за неопределенностей в оценках скорости затухания ударной волны за счет лучистых потерь, а также из-за отсутствия кинетической теории образования частиц твердой фазы. Из представленных выше результатов согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций видно, что на поздней стадии AGB радиальные колебания становятся непосредственным физическим механизмом потери массы.

Список литературы

1. I. W. Roxburgh, *Nature*, **215**, 838, 1967.
2. B. Paczyński and J. Ziółkowski, *Acta Astronom.*, **18**, 255, 1968.
3. G. S. Kutter and W. M. Sparks, *ApJ*, **192**, 447, 1974.
4. Y. Tuchman, N. Sack, and Z. Barkat, *ApJ*, **219**, 183, 1978.
5. Y. Tuchman, N. Sack, and Z. Barkat, *ApJ*, **234**, 217, 1979.
6. B. Paxton, J. Schwab, E. B. Bauer, L. Bildsten, et al., *ApJS*, **234**, 34, 2018.
7. Y. A. Fadeyev, *Astron. Lett.*, **44**, 546, 2018.
8. Y. A. Fadeyev, *Astron. Lett.*, **39**, 306, 2013.
9. M. M. Miller Bertolami, *A&A*, **588**, A25, 2016.
10. Y. A. Fadeyev, *Astron. Lett.*, **43**, 602, 2017.
11. L. A. Willson and S. J. Hill, *ApJ*, **228**, 854, 1979.
12. Y. A. Fadeyev, in I. Appenzeller and C. Jordan, eds., *Circumstellar Matter, IAU Symposium*, volume 122, 515–527 (1987).

К вопросу о разделении пульсационной и пятенной переменности

Канев Е.Н., Сачков М.Е., Саванов И.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Рассматривается проблема различения пульсирующих звезд и звезд с пятнами по фотометрическим наблюдениям. Мы представляем метод разделения на основе анализа кривой блеска объектов и ее параметров Фурье с использованием наблюдений космического телескопа «Kepler». Стабильность параметров Фурье R_{21} , R_{31} , ϕ_{21} , ϕ_{31} указывает на пульсирующий характер изменений кривой блеска. Наоборот, нестабильность параметров Фурье указывает на пятна и на их эволюционные изменения.

On the question of the separation of pulsation and spot variability

Kanev E.N., Sachkov M.E., Savanov I.S.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The problem of distinguishing pulsating stars and stars with spots by photometric observations is considered. We present a separation method based on an analysis of the light curve of objects and its Fourier parameters using observations of the Kepler space telescope. The stability of the Fourier parameters R_{21} , R_{31} , ϕ_{21} , ϕ_{31} indicates the pulsating nature of light curve variations. Contrariwise, instabilities of Fourier parameters indicate spots and their evolution marks during lifetime.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.026

1. Введение

Высокоточные и одновременно длительные ряды фотометрических наблюдательных данных, полученных при помощи космического телескопа «Kepler», позволили получить беспрецедентный материал для астрофизических исследований, позволяя так же по новому рассмотреть проблему идентификации исследуемых объектов.

Для уверенной идентификации типа переменности, как правило, одних только фотометрических данных не достаточно, требуется информация о спектре звезды для определения эволюционного статуса и типа переменности. Поэтому, существует проблема разделения переменных пульсирующих звезд и звезд с долгоживущими стабильными пятнами, имеющих схожую кривую блеска с пульсирующими.

2. Фотометрия

Для анализа периодичности кривых блеска были выбраны звезды со схожими фотометрическими кривыми блеска (в полосе Кр). На рис. 1 изображены кривые блеска различных звезд: цефеиды, RR-лириды и двух звезд с пятнами. В связи со схожестью кривых блеска на отдельных периодах отождествить тип переменности с привлечением только фотометрических данных не представляется возможным.

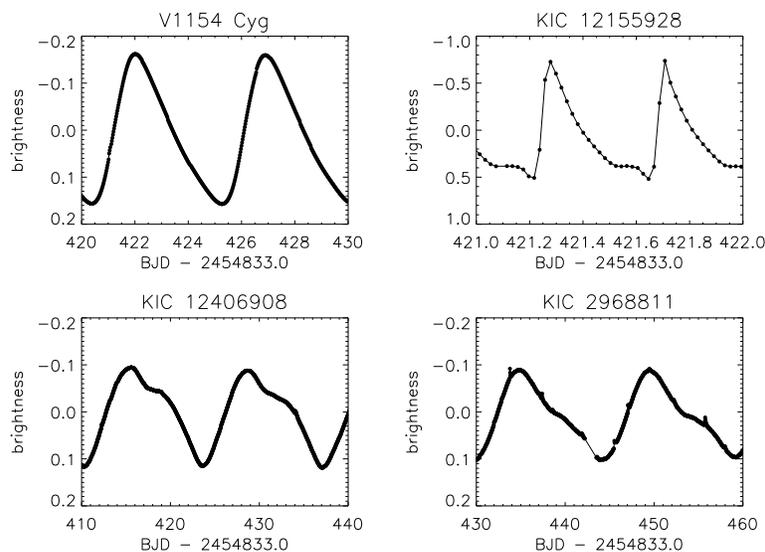


Рис. 1: Кривые блеска цефеиды (V1154 Cyg), RR-лириды (V1154 Cyg, KIC 1215598) и двух кандидатов в цефеиды (KIC 12406908 и KIC 2968811) из поля зрения телескопа «Kepler».

Нами была предпринята попытка анализа периодичности изменения кривой блеска с помощью параметров Фурье.

3. Параметры Фурье кривых блеска

Мы рассмотрели долгопериодичные модуляции амплитуд и сдвига фаз гармоник Фурье-разложения кривых блеска четырех переменных звезд по наблюдениям телескопа «Kepler». Для каждой звезды было произведено разложение в ряд Фурье и определены коэффициенты,

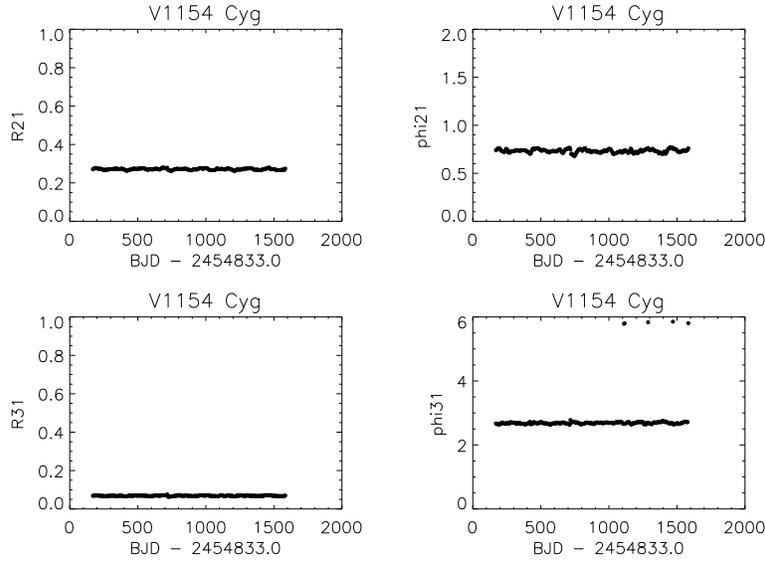


Рис. 2: Коэффициенты $R_{21} = A_2/A_1$, $R_{31} = A_3/A_1$, $\phi_{21} = \phi_2 - 2\phi_1$ и $\phi_{31} = \phi_3 - 3\phi_1$, характеризующие форму кривой блеска цефеиды V1154 Cyg.

характеризующие форму кривой блеска:

$$m = A_0 + \sum_{i=1}^8 A_i \cdot \cos(2\pi ft + \phi_i), \quad (1)$$

где m — звездная величина, A — амплитуда, f — частота, t — время наблюдения, ϕ — фаза, а индекс i изменяется от 1 до 8. Затем, на каждом индивидуальном периоде изменения блеска от минимума до максимума мы характеризовали форму кривой блеска Фурье параметрами $R_{21} = A_2/A_1$, $R_{31} = A_3/A_1$, $\phi_{21} = \phi_2 - 2\phi_1$ и $\phi_{31} = \phi_3 - 3\phi_1$ [1]. После этого мы рассмотрели, как коэффициенты, характеризующие форму кривой блеска меняются со временем на длительном интервале наблюдений.

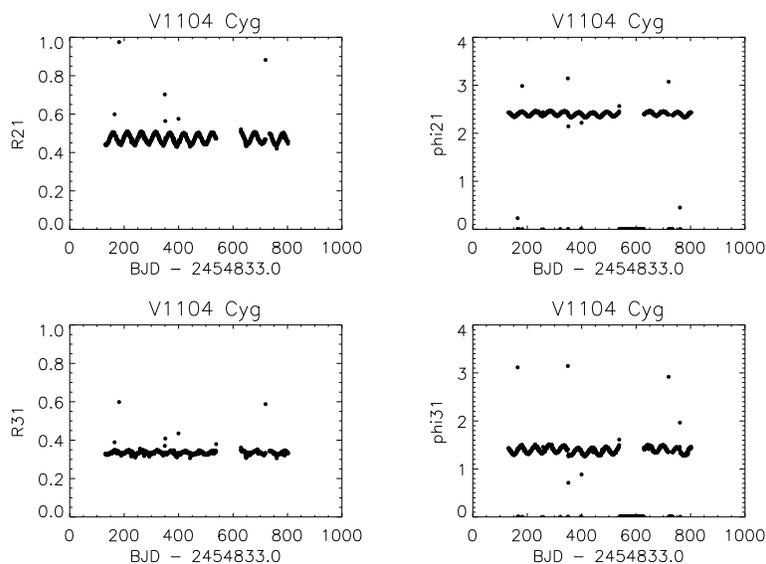


Рис. 3: Коэффициенты $R_{21} = A_2/A_1$, $R_{31} = A_3/A_1$, $\phi_{21} = \phi_2 - 2\phi_1$ и $\phi_{31} = \phi_3 - 3\phi_1$, характеризующие форму кривой переменной типа RR-Лиры V1054 Cyg.

V1154Cyg — цефеида

Звезда V1154 Cyg является единственной известной цефеидой в поле зрения телескопа «Керлер» с периодом пульсаций 4.9254 суток. Как видно на рис. 2, в течение 400 единичных периодов пульсаций коэффициенты R_{21} , R_{31} , ϕ_{21} и ϕ_{31} существенно не меняются (в работах [2] и [3] показана периодическая микромодуляция этих параметров, схожая с эффектом Блакко), что говорит о стабильности кривой блеска.

V1104Cyg — переменная типа RR Лиры

V1104 Cyg — переменная типа RR Лиры с пульсационным периодом в 4.9254 суток. На рис. 3 показаны периодические изменения коэффициентов R_{21} , R_{31} , ϕ_{21} и ϕ_{31} с периодом около 50 суток, вызванные эффектом Блакко — периодической модуляцией амплитуды и фаз пульсаций RR-лирид.

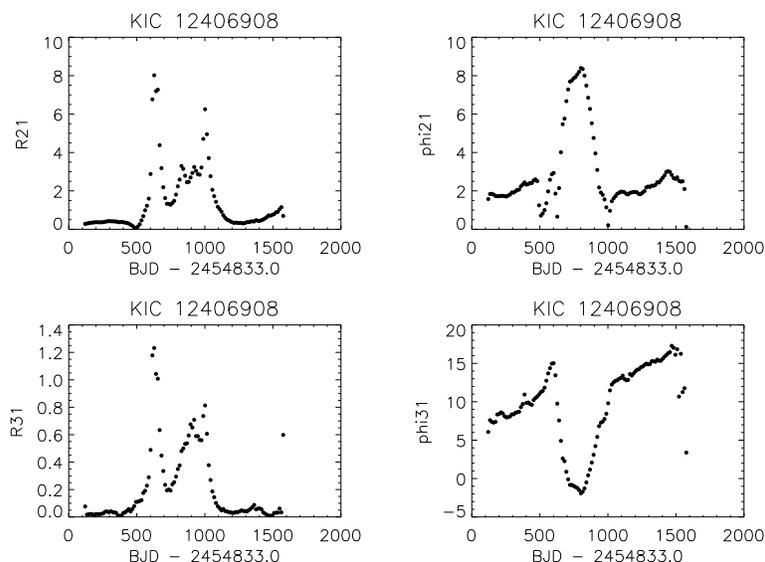


Рис. 4: Коэффициенты $R_{21} = A_2/A_1$, $R_{31} = A_3/A_1$, $\phi_{21} = \phi_2 - 2\phi_1$ и $\phi_{31} = \phi_3 - 3\phi_1$, характеризующие форму кривой переменной звезды с пятнами.

KIC 12406908 — звезда с пятенной переменностью

На рис. 1 видно, что фотометрическая кривая блеска KIC 12406908 схожа с кривой блеска цефеиды V1154Cyg, поэтому в работе [4] она была отобрана в качестве кандидата в цефеиды.

Вероятно, KIC 12406908 относится к числу звезд с дифференциальным вращением, на поверхности которых пятна располагаются на различных широтах. На рис. 4 заметно, что коэффициенты R_{21} , R_{31} , ϕ_{21} и ϕ_{31} нестабильны. До $t = 500$ (BJD - 2454833.0) на поверхности звезды пятна, вероятно, располагаются на одной стороне, затем между $t = 500$ и $t = 1000$ (BJD - 2454833.0) наблюдаются пики R_{21} и R_{31} , что объясняется появлением группы пятен на противоположной стороне звезды и наблюдаемым удвоением частоты изменения блеска. Параметры ϕ_{21} и ϕ_{31} характеризуют движение пятен по поверхности звезды.

4. Заключение

Мы рассмотрели возможность установления пятенной природы переменности блеска звезд по анализу гармоник аппроксимации рядом Фурье их фотометрических наблюдений. В будущем мы предполагаем использовать ее для автоматической классификации переменных звезд по наблюдательным данным таких обзорных проектов, как «Kepler» и TESS.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект No. 18-12-00423)

Список литературы

1. N. R. Simon and T. J. Teays, *ApJ*, **261**, 586, 1982.
2. E. Kanev, I. Savanov, and M. Sachkov, in R. Garcia and J. Ballot, eds., *The Space Photometry Revolution - CoRoT Symposium 3, Kepler KASC-7 Joint Meeting, Toulouse, France, EPJ Web of Conferences*, volume 101 (2015).
3. A. Derezas, E. Plachy, L. Molnar, A. Sodor, et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **464**, 1553, 2016, URL <https://doi.org/10.1093/mnras/stw2399>.
4. R. Szabo, L. Szabados, C.-C. Ngeow, R. Smolec, et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **413**, 2709, 2011, URL <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18342.x>.

О долговременных циклах активности V899 Her

Саванов И.С.¹, Дмитриенко Е.С.²

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

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

Для звезды спектрального класса G2 V V899 Her (молодой солнечный аналог, переменная типа BY Draconis) установлены долговременные периодические изменения блеска. При анализе спектра мощности переменности ее блеска найдены циклы активности в 7.15 лет, 12.5 лет и около 35 лет. Вместе с данными для ранее исследуемых нами звезд FK Com и UX Ari, Солнца и звезд из литературных источников выполнен анализ диаграммы вида $\log(1/P_{\text{rot}}) - \log(P_{\text{cycle}}/P_{\text{rot}})$. Получены указания на структурированность данных, характеризующих циклы активности на диаграмме вида $\log(P_{\text{rot}}) - \log(P_{\text{cycle}}/P_{\text{rot}})$. Наши результаты согласуются с сделанными ранее выводами об отсутствии корреляции между $\log(1/P_{\text{rot}})$ и $\log(P_{\text{cycle}})$.

Long scale activity cycles in V899 Her

Savanov I.S.¹, Dmitrienko E.S.²

¹*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

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

For G2 V star V899 Her (young solar analogue, variable of type BY Draconis), long-term periodic changes in the brightness of the star are investigated. From the analysis of the power spectrum of the variability of the star's brightness activity cycles of 7.15 years, 12.5 years, and about 35 years have been established. Together with the data for the previously studied stars FK Com, UX Ari, Sun and literary sources an analysis of the $\log(1/P_{\text{rot}}) - \log(P_{\text{cycle}}/P_{\text{rot}})$ diagram has been carried out. Indications that the data characterizing activity cycles in $\log(P_{\text{rot}}) - \log(P_{\text{cycle}}/P_{\text{rot}})$ diagram are structured have been obtained. The results are consistent with the previously made conclusions about the absence of a $\log(1/P_{\text{rot}}) - \log(P_{\text{cycle}})$ correlation.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.027

1. Введение

Одинокая звезда спектрального класса G2 V V899 Her (HD 171488, HIP 91043) является молодым солнечным аналогом и классифицируется как переменная типа BY Draconis. Возраст звезды оценивает-

ся в 30–50 млн. лет. Молодые звезды солнечного типа представляют особый интерес при изучении звездной активности и эволюции, так как они дают нам представление о том, каким могло быть в прошлом Солнце. На этой ранней стадии эволюции солнечные близнецы намного более магнитноактивны, чем Солнце в настоящее время. Основные свойства звезды приводятся ниже согласно данным публикации [1] (см. также ссылки в ней). Как и следовало бы ожидать для молодой звезды, V889 Her обладает быстрым вращением — ее период P равен 1.33 сут.

2. Циклы активности

Мы воспользовались данными фотометрических наблюдений V889 Her, опубликованными в [1], для уточнения характерных времен долговременных изменений блеска звезды. Ранее для V889 Her был обнаружен 9-летний цикл активности. К настоящему времени звезда прошла этап пониженной яркости блеска. Данные [1] содержат 2445 измерений блеска звезды в фильтре V и охватывают интервал времени с HJD 2449481.9 по HJD 2458295.9 сут. Поиск циклов активности производился нами с помощью программ Period04 [2] и стандартной программы поиска периода языка IDL LNP-TEST, основанной на программе fasper [3].

На верхней панели рис. 1 приведены данные измерений блеска V889 Her в фильтре V. Хорошо заметны периодические изменения блеска и его минимум около даты HJD 2457700. На нижней диаграмме представлен спектр мощности (программа LNP-TEST), на котором выделяются пики, соответствующие циклам в 7.15 лет, 12.5 лет и возможному циклу около 35 лет. Величины полуширин пиков можно рассматривать в качестве оценок погрешностей определений циклов, они составляют для первых двух циклов 1.5–2 г. Величина наиболее продолжительного цикла пока оценивается с наибольшей погрешностью (не менее 3–4 лет), но само наличие этого цикла не вызывает сомнений (верхняя панель рис. 1). Результаты определений циклов активности V889 Her, полученные с помощью программы Period04, находятся в согласии с приведенными выше величинами и составляют 6.9 лет, 13.0 лет и 34.7 лет.

3. Диаграмма $\log(P_{\text{rot}}) - \log(P_{\text{cycle}}/P_{\text{rot}})$

По мере увеличения продолжительности наблюдений активных звезд появляется возможность установления все более и более длительных

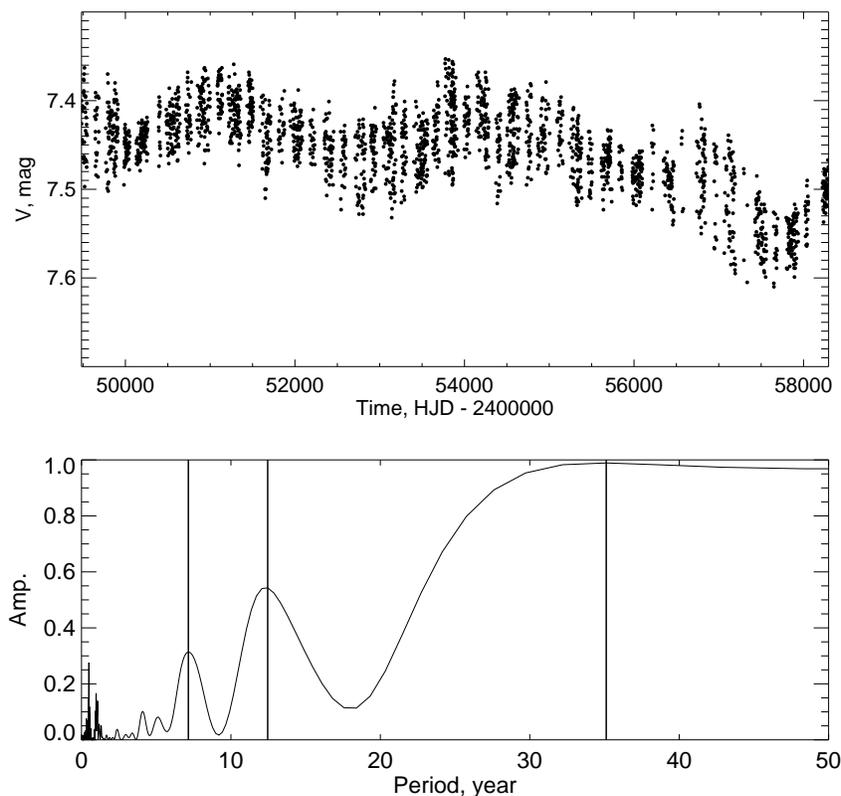


Рис. 1: Вверху: данные измерений блеска звезды V 899 Her в фильтре V. Внизу: Спектр мощности (программа LNP-TEST), на котором вертикальными линиями выделены пики, соответствующие циклам в 7.15 лет, 12.5 лет и около 35 лет.

циклов с величинами порядка 20–40 лет. Традиционным является анализ диаграмм вида $\log(P_{\text{rot}}) - \log(P_{\text{cycle}}/P_{\text{rot}})$ (см., например, [5]). Коэффициент линейной зависимости между этими величинами m пропорционален числу динамо D_N (см. подробнее, например, в [4]). Согласно результатам предыдущих исследований наклон зависимости, представленной на диаграммах такого вида, составляет величину в диапазоне 0.74–0.84 в соответствии с тем, как выбирались объекты, данные для которых использовались при построении зависимости (возраст, уровень активности и др.). В одном из наиболее современных, одно-

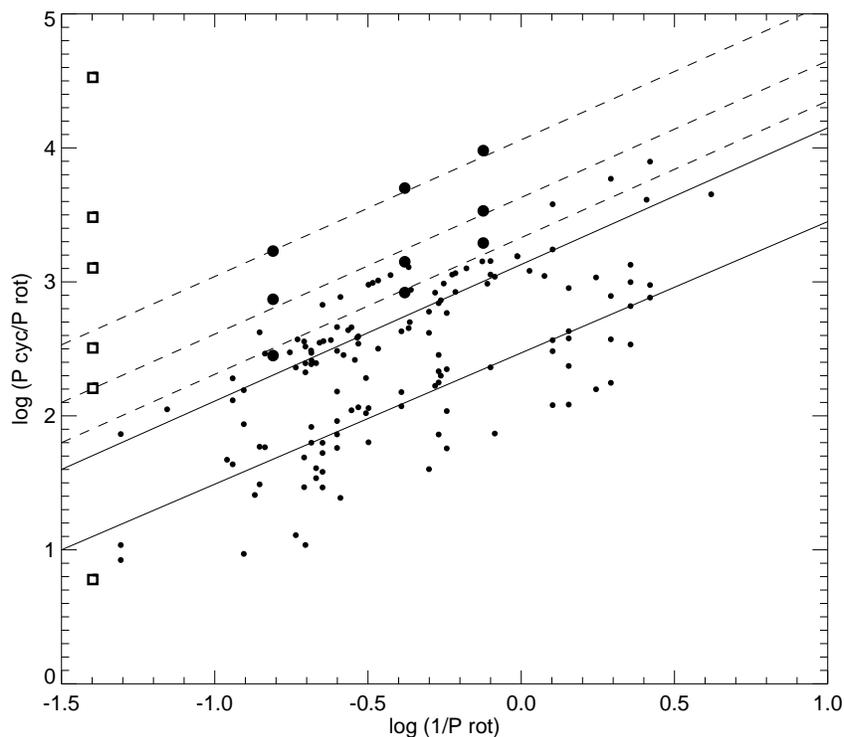


Рис. 2: Диаграмма $\log(P_{\text{rot}}) - \log(P_{\text{cycle}}/P_{\text{rot}})$. Маленькие кружки — данные [4], сплошные линии проведены для данных, охарактеризованных этими авторами, как главные и вторичные циклы. Крупные кружки — наши данные (справа налево) для V 899 Her, FK Com и UX Ari. Циклы активности Солнца представлены квадратами (снизу вверх) — циклы Ригера, Швабе, Хейла, Глейсберга, де Врис и Холлштатта. Пунктирные линии приведены для наших данных.

родном и обширном исследовании [4] авторы по выборке в 67 звезд умеренной активности нашли величину параметра $m = 1.02 \pm 0.06$ ($m = 1$ соответствует отсутствию корреляции). Этот результат хорошо согласуется с определениями m , выполненными в [6], [7]. Более детальное обсуждение можно найти в [4]. Рис. 2 построен на основе данных [4], тонкие сплошные линии проведены для данных, охарактеризованных этими авторами, как главные и вторичные циклы. Темными кружками на рис. 2 представлены наши данные (справа на-

лево) для V899 Her, FK Com [8] и UX Ari (в печати). Для сравнения циклы активности Солнца представлены на рис. 2 квадратами (снизу вверх) — циклы Ригера, Швабе, Хейла, Глейсберга, де Врис и Холлштатта [9]. Пунктирные линии приведены для наших данных. Вероятно, солнечные данные для циклов Швабе и Хейла укладываются на предложенные нами зависимости. К сожалению, продолжительность выполненных нами наблюдений пока не позволяет выявить по имеющимся данным аналого цикла Глейсберга для исследуемых нами 3 звезд.

Можно отметить, что в области длительных циклов (около и более 10 лет) данные для рассматриваемых нами звезд обладают наличием структурированности: пунктирные линии выделяют зависимости для периодов, различающихся по продолжительности. При этом для каждой из этих зависимостей корреляция между $\log(1/P_{\text{rot}})$ и $\log(P_{\text{cycle}})$ отсутствует ($m = 1$).

4. Заключение

По литературным данным измерений блеска звезды спектрального класса G2 V V889 Her, являющейся молодым солнечным аналогом и классифицируемой, как переменная типа BY Draconis, установлены долговременные периодические изменения ее блеска. На построенном спектре мощности переменности блеска объекта хорошо выделяются пики, соответствующие циклам в 7.15 лет, 12.5 лет и циклу около 35 лет. В совокупности с данными для ранее исследуемых нами звезд FK Com и UX Ari, Солнца и звезд из литературных источников выполнен анализ диаграммы вида $\log(P_{\text{rot}}) - \log(P_{\text{cycle}}/P_{\text{rot}})$. Получены указания на структурированность данных, характеризующих циклы активности на диаграммах вида $\log(P_{\text{rot}}) - \log(P_{\text{cycle}}/P_{\text{rot}})$. Подтверждены сделанные ранее в [6] и [7] выводы об отсутствии корреляции между $\log(1/P_{\text{rot}})$ и $\log(P_{\text{cycle}})$.

Список литературы

1. T. Willamo, T. Hackman, J. J. Lehtinen, M. J. Käpylä, et al., *A&A*, **622**, A170, 2019.
2. P. Lenz and M. Breger, *Communications in Asteroseismology*, **146**, 53, 2005.
3. W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, *Numerical recipes in C. The art of scientific computing* (1989).
4. E. Distefano, A. C. Lanzafame, A. F. Lanza, S. Messina, and F. Spada, *A&A*, **606**, A58, 2017.
5. K. Oláh, Z. Kolláth, T. Granzer, K. G. Strassmeier, et al., *A&A*, **501**, 703, 2009.

6. J. Lehtinen, L. Jetsu, T. Hackman, P. Kajatkari, and G. W. Henry, *A&A*, **588**, A38, 2016.
7. I. S. Savanov, *Astron. Rep.*, **56**, 716, 2012.
8. I. Savanov, S. Naroenkov, M. Nalivkin, and A. Shugarov, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, **49**, 415, 2019.
9. J. Beer, S. M. Tobias, and N. O. Weiss, *MNRAS*, **473**, 1596, 2018.

Об амплитудах переменности блеска звезд спектрального класса А

Саванов И.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

По наблюдениям космического телескопа «Kepler» получены оценки величин R_{var} , характеризующих переменность блеска 305 звезд спектрального класса А. Проведено сопоставление величин R_{var} и A (средних амплитуд переменности), которое указало на значительное систематическое различие между ними. Согласно нашим новым измерениям величины R_{var} для А звезд становятся сопоставимыми с измерениями этой величины для наименее активных холодных объектов с $T_{\text{eff}} = 5500 - 6500$ К, а также с данными для скопления NGC 6866.

On the amplitudes of the brightness variability of A stars

Savanov I.S.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Using the Kepler space telescope observations we estimate R_{var} values that characterize the brightness variability of 305 A type stars. The values of R_{var} and A (average amplitudes of variability) are compared. Significant systematic difference between them was found. According to our new measurements the values of R_{var} for A stars become comparable to the measurements of this value for the low-active cool objects with $T_{\text{eff}} = 5500 - 6500$ K as well as with data for cluster NGC 6866.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.028

1. Введение

Основная цель нашего исследования состоит в углубленном рассмотрении диаграмм вида $R_{\text{var}} - T_{\text{eff}}$ и $R_{\text{var}} - P$ с привлечением новых данных о вращении и переменности блеска звезд, в том числе более горячих объектов спектрального класса А.

2. Литературные данные о R_{var}

Данные наблюдений космического телескопа миссии «Kepler» основаны на квази-непрерывной многолетней фотометрии сверхвысокого уровня точности для большой выборки звезд. Они дали возможность

определить периоды вращения P десятков тысяч звезд, в том числе с малоамплитудной модуляцией блеска.

Наиболее известным является исследование [1], авторы которого проанализировали данные за три года наблюдений телескопа «Kepler» и определили периоды вращения P для звезд главной последовательности с $T_{\text{эф}}$ ниже 6500 К. В результате для 34030 объектов из 133030 изученных ими звезд главной последовательности ими были обнаружены периоды вращения с величинами от 0.2 до 70 дней. В [2] вместе с оценками параметра дифференциального вращения получены оценки 24000 периодов с использованием сета наблюдений Q3, а затем в [3] были опубликованы результаты измерений 12000 периодов по данным Q2-Q9.

Кроме того, авторы [1] представили результаты определения амплитуд периодических изменений блеска объектов R_{var} (в дальнейшем, просто амплитуд), которые можно рассматривать как индикатор звездной активности для звезд с установленными периодами вращения. Было найдено, что типичный диапазон изменений R_{var} находится между 950 ppm (5 процентов) и 22700 ppm (95 процентов), с медианным значением в 5600 ppm и что, как правило, более высокие амплитуды были установлены для холодных звезд с более короткими периодами. В итоге, в [1] было исследовано распределение амплитуды фотометрической переменности блеска в зависимости от периода и эффективной температуры.

Значимым результатом работы [4] является обнаружение корреляции периода вращения с индексом цвета звезд поля «Kepler» до $(B - V)_0 = 0.2$ (звезды спектрального класса А) или даже ниже. Эта корреляция основана на измерении периодов вращения 513 звезд (также по данным из архива космического телескопа «Kepler»), блеск которых обладает переменностью вследствие наличия пятен на их поверхности. Для звезд поздних спектральных классов найденная в [4] корреляция между периодом вращения и индексом цвета, как правило, ранее объяснялась магнитным торможением и обычно находила применение в случае звезд с $(B - V)_0 > 0.47$.

3. Диаграммы « R_{var} — эффективная температура» и « R_{var} — период вращения»

В серии статей Valona [5] (также см. ссылки в ней) на основе анализа высокоточных фотометрических наблюдений с космическим телескопом «Kepler» было высказано предположение о том, что переменность блеска большого количества звезд ранних спектральных классов по

своему характеру подобна переменности блеска более холодных звезд, обладающих пятнами и локальными магнитными полями на своей поверхности и проявляющих вспышечную активность. Обнаружение вращательной модуляции блеска звезд спектрального класса А прямо указало на наличие пятен на их поверхности. В принципе, природа появления этих пятен может различаться. Это могут быть либо пятна химического состава, либо температурные неоднородности (в литературе обсуждаются как горячие пятна, так и пятна солнечного типа, вызванные локальным понижением температуры).

Для выбора объектов дальнейшего анализа мы использовали данные табл. 1 из [5], содержащей сведения о 639 звездах. Первоначально мы отобрали только звезды, обладающие вращением — тип ROT (341 звезда) и тип ROTD (66 звезд, об их свойствах см. ниже). В окончательный список были включены только объекты с хорошо известными температурой атмосферы и периодом вращения, всего 312 звезд (247 ROT и 65 ROTD). К типу ROT в [5] были отнесены звезды с вращательной модуляцией блеска. Автором [5] был введен новый тип звезд со специфической переменностью — ROTD объекты. Спектры мощности этих объектов содержат характерные особенности, включающие узкий пик, а также на меньших частотах — широкий пик, состоящий из многочисленных деталей меньшей амплитуды. Согласно [5], число объектов ROTD составляет порядка 20% от числа ROT.

Для сформированного списка объектов мы выбрали из архива MAST космического телескопа «Kepler» данные об измерениях переменности их блеска в течение сета наблюдений Q3. Такие наблюдения были выполнены для 305 звезд. Как и в наших предыдущих многочисленных исследованиях, мы провели анализ и редукцию данных, включающие удаление выбросов, снятие трендов и проч. Как и в [1], мы определили амплитуды периодических изменений блеска объектов R_{var} . Было найдено, что типичный диапазон изменений R_{var} находится между 92 ppm и 34965 ppm, с медианным значением в 348 ppm (рис. 1). Было выполнено сопоставление величин R_{var} и A (средних амплитуд переменности), приведенных в табл.1 [5].

Хорошо заметны систематические различия между ними (рис. 1, слева), которые могут достигать 1–2 порядков (значения наших измерений, как правило выше). На средней и правой диаграммах рис. 1 приведены зависимости R_{var} от T_{eff} звезд и периодов их вращения. Характер зависимостей совпадает с отмеченными нами в (Саванов, в печати). При этом звезды типа ROTD и часть звезд типа ROT образуют на диаграммах компактную группу. Некоторые звезды типа ROT

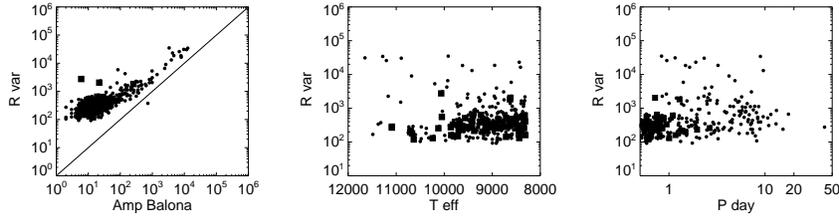


Рис. 1: Слева: сопоставление величин R_{var} и A (средних амплитуд переменности), приведенных в табл. 1 [5]. В середине и справа: зависимости R_{var} от T_{eff} звезд и периодов их вращения.

проявляют более высокую активность: они обладают значительными величинами параметра R_{var} .

На рис. 2 показана диаграмма зависимости параметра R_{var} от эффективной температуры и периода вращения звезд, построенная с использованием литературных источников. Большую часть данных представляют 34030 звезд из [1] (маленькие серые кружки). Данные для звезд скопления NGC 6866 [6] находятся с ними в полном согласии. Общий набор данных [1] и [4] дает представление об изменениях параметра амплитуды переменности блеска звезд, обладающих конвекцией. При исчезновении конвективной области у объектов спектральных классов F5 параметр R_{var} уменьшается, и далее на уровне переменности в 100 rpp он не регистрируется. В отличие от нашего предыдущего исследования (Саванов, в печати), в котором мы использовали данные о средней амплитуде по измерениям в [5], на рис. 2 представлены наши новые измерения изменения R_{var} .

В работе Саванова (в печати) нами сделан вывод о том, что величина параметра R_{var} для звезд с эффективными температурами 6500 К – 7500 К выше примерно на порядок, чем амплитуды переменности из [5] для звезд типа А, что тогда не позволило сделать заключение о наличии единой зависимости этого параметра во всем температурном диапазоне. Найденные нами величины R_{var} для А звезд лишь немного меньше (но уже сопоставимы) с измерениями [1] для наименее активных холодных объектов с T_{eff} 5500 К – 6500 К, а также данными [6].

На нижней части рис. 2 приведена диаграмма зависимости параметра R_{var} от периода вращения объектов. Установленные величины R_{var} для А звезд, как и объектов скопления NGC 6866 [6], попадают на последовательность быстровращающихся активных объектов с малой амплитудой переменности блеска.

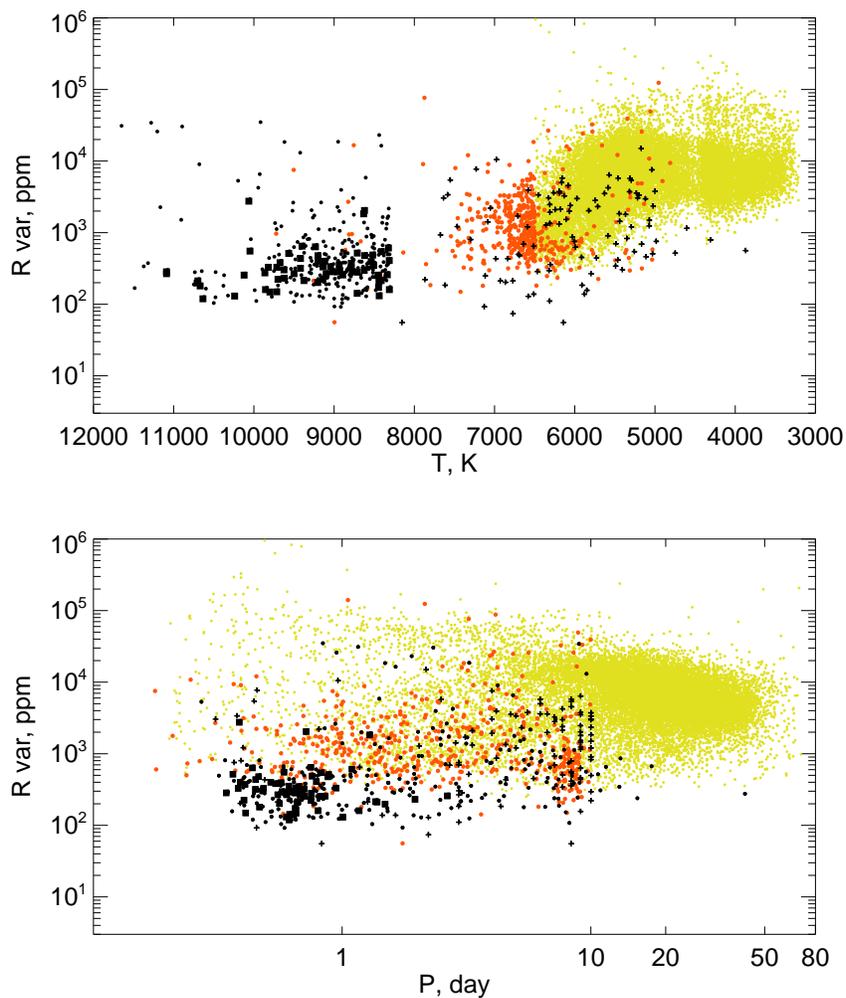


Рис. 2: Зависимость параметра R_{var} от эффективной температуры (вверху) и периода вращения звезд (внизу). Данные для 34030 звезд из [1] представлены маленькими серыми кружками. Результаты исследования [4] — крупные светлые кружки, темные символы плюс данные для скопления NGC 6866 [6]. Темные кружки — наши новые определения для объектов ROT, квадраты — для объектов ROTD.

4. Заключение

Для 305 звезд спектрального класса А с известными периодами вращения по данным архива MAST космического телескопа «Kepler» данные получены оценки величин R_{var} , характеризующих переменность блеска в течение сета наблюдений Q3. Сопоставление величин R_{var} и A (средних амплитуд переменности, приведенных в табл. 1 [5]) указало на наличие систематический различий между ними, которые могут достигать 1–2 порядков. Согласно нашим новым измерениям величины R_{var} для А звезд лишь немного меньше (но уже сопоставимы) с измерениями R_{var} [1] для наименее активных холодных объектов с T_{eff} 5500 К – 6500 К, а также данными для скопления NGC 6866 [6].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-12-00423).

Список литературы

1. A. McQuillan, T. Mazeh, and S. Aigrain, *ApJS*, **211**, 24, 2014.
2. T. Reinhold, A. Reiners, and G. Basri, *A&A*, **560**, A4, 2013.
3. T. Reinhold and L. Gizon, *A&A*, **583**, A65, 2015.
4. S. Chowdhury, S. Joshi, C. A. Engelbrecht, P. De Cat, Y. C. Joshi, and K. T. Paul, *Ap&SS*, **363**, 260, 2018.
5. L. A. Balona, *MNRAS*, **467**, 1830, 2017.
6. L. A. Balona, S. Joshi, Y. C. Joshi, and R. Sagar, *MNRAS*, **429**, 1466, 2013.

О фотометрической переменности звезды спектрального класса A KIC 2061741

Саванов И.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Проанализированы фотометрические наблюдения звезды KIC 2061471 по данным архива MAST космического телескопа «Kepler». Спектр мощности указал на периодичность изменений кривой блеска звезды с доминирующим периодом $P_{\text{phot}} = 2.9424$ и с периодами меньших пиков $P1_{\text{phot}} = 2.88$ и $P2_{\text{phot}} = 2.935$ суток. Оценен параметр дифференциального вращения $\Delta\Omega = 0.046$ рад/сут. Исследованы спектры мощности, построенные по каждому из сетов наблюдений (Q0–Q17). Выявлено наличие переменности положения пиков. Продолжительность процессов (например, времени жизни пятен), связанных с короткоживущими пиками, сопоставима со временем продолжительности сета наблюдений (порядка 90 суток). По своему характеру набор пиков на построенных спектрах мощности во многом аналогичен полученным для звезд солнечного типа, у которых периоды вращения более продолжительны, чем время жизни пятна на поверхности. Найден период изменений амплитуды переменности блеска, который составляет 426 суток, что приводит к оценке $\Delta\Omega = 0.015$ рад/сут. Оценены изменения положения активной области (пятна) на поверхности звезды.

Photometric variability of A type star KIC 2061741

Savanov I.S.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Using MAST archive of the Kepler space telescope we analysed the photometric observations of the A type KIC 2061471. The calculated power spectrum indicated the periodicity of changes in the star's light curve with the dominant period $P_{\text{phot}} = 2.9424$ and smaller peaks $P1_{\text{phot}} = 2.88$ and $P2_{\text{phot}} = 2.935$ days. We estimated value of the parameter $\Delta\Omega = 0.046$ rad/day. The power spectra constructed for each of the sets of observations (Q0–Q17) were studied. The duration of the processes (for example, the lifetime of the spots) associated with short-lived peaks is comparable with the duration of the observation set (about 90 days). By their nature the set of peaks in the constructed power spectra is in many respects similar to those obtained for solar type stars whose rotation periods are longer than the lifetime of the spot on the surface. A period of changes in the amplitude of the brightness variability was found (426 days) which leads to an estimate of $\Delta\Omega = 0.015$ rad/day. The changes in the position of the active region (spot) on the surface of the star were estimated.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.029

1. Введение

Согласно исследованию [1] звезда KIC 2061741 (HD 183254, A1V, $B = 8.51$, $V = 8.45$) принадлежит к числу объектов ранних спектральных классов, изменения блеска которых обусловлены вращательной модуляцией пятен на поверхности. По данным каталога MAST¹ параметры атмосферы звезды составляют $T_{\text{eff}} = 9169$ K, $\lg g = 4.034$, $[\text{M}/\text{H}] = -0.172$, $R = 2.174R_{\odot}$. Основная цель нашего исследования состоит в детальном анализе фотометрических наблюдений KIC 2061741 по максимально доступному материалу сетов Q0–Q17 архива MAST.

Согласно работе [1] звезда KIC 2061741 отнесена к числу звезд спектрального класса A, на поверхности которых заподозрены вспышки. Обсуждение достоверности наличия вспышек у A звезд и в том числе, непосредственно у KIC 2061741, можно найти в [2, 3]. В случае KIC 2061741 была установлена всего одна вспышка (табл. 2, [1]). На наш взгляд, поскольку для этой звезды наблюдательный материал телескопа «Kepler» обладает большим количеством разрывов в данных, артефактов и трендов, а зарегистрирована всего одна вспышка, требуются новые наблюдения этого интересного объекта (например, с космическим телескопом TESS). Вспышечная активность KIC 2061741 в данной работе не обсуждается.

2. Обработка наблюдательных данных (пакет программ *activity*)

Обработка данных была аналогична представленной в [4]. Долговременные систематические изменения блеска звезды были учтены как линейные тренды, были устранены дефекты. Для дальнейшего анализа нами было отобрано в совокупности 65186 единичных измерений блеска KIC 2061741 за период наблюдений в 1460 суток.

Данные для исследуемой звезды были проанализированы с помощью созданного нами пакета программ *activity* [4] для автоматизированной редукции и обработки данных архива космического телескопа «Kepler». Комплекс программ позволяет проводить редукцию оригинальных данных, снятие трендов, устранение дефектов, нормировку и т.п., поиск периодов вращения (программа LNP-TEST из библиотек IDL), определение амплитуды переменности и проч.

Как было показано нами ранее [5], информация об изменениях амплитуды переменности блеска дает возможность определить так

¹archive.stsci.edu

называемое время запаздывания (lap time, LT), за которое активная область на низких широтах вновь сравнивается с отстающей или опережающей ее активной областью вблизи полюса. В свою очередь, оценка времени запаздывания позволяет получить оценку параметра дифференциального вращения $\Delta\Omega$ ($\Delta\Omega = 2\pi/LT$). Закон дифференциального вращения описывается уравнением вида

$$\Omega(\theta) = \Omega(eq)(1 - \alpha \sin^2(\theta)),$$

где θ — широта. В рамках пакета программ *activity* проводятся оценки положения наиболее активной области на поверхности звезды. Эти оценки могут быть получены из анализа минимумов на сфазированных кривых блеска объектов. Результаты этого метода менее точны, чем полученные из анализа карт поверхностных температурных неоднородностей, построенных при решении обратной задачи, но достаточно информативны и часто используются в исследованиях (см. [6]). Построенная гистограмма распределений пятен по долготе позволяет получить информацию о преимущественном положении наиболее активной области на поверхности звезды и о возможной эволюции этого положения.

Примеры результатов применения пакета программ *activity* при исследовании звезды 12061741 представлены на рисунках ниже.

3. Период вращения и параметры дифференциального вращения звезды КИС 12061741

Рассчитанный спектр мощности указал на периодичность изменений кривой блеска звезды с доминирующим периодом $P_{\text{phot}} = 2.9424 \pm 0.0030$ суток (рис. 1). Это значение отличается от результата 2.86 суток, полученного в [1] только по первым 12 сетам наблюдений. На спектре мощности для КИС 12061741 имеется пик на половинном фотометрическом периоде вращения звезды (около 1.47 суток). Данное обстоятельство скорее всего вызвано наличием двух ярко выраженных, сопоставимых по размерам активных областей на противоположных полушариях звезды, появление и исчезновение которых приводят к фотометрической переменности с периодом, равным половине периода вращения звезды вокруг своей оси. Подробный анализ наблюдательных данных показал, что некоторые фазовые кривые блеска обладают сложной структурой с двумя минимумами.

На нижней части рис. 1 представлен спектр мощности изменений блеска звезды в увеличенном масштабе для интервала 2.85 – 3.05

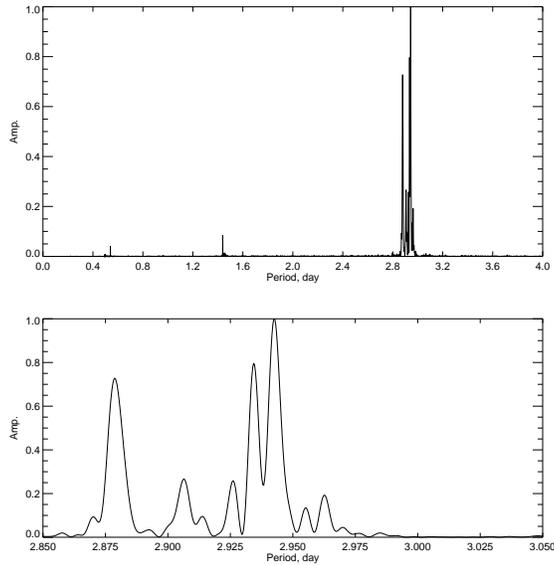


Рис. 1: Спектр мощности переменности блеска КІС 12061741 для двух интервалов периодов: 0 – 4 суток (вверху) и 2.85 – 3.05 суток (внизу).

суток. Вблизи пика 2.9424 суток имеются еще ряд меньших пиков с $P1_{\text{phot}} = 2.88$ и $P2_{\text{phot}} = 2.935$ суток, происхождение которых принято связывать с наличием у звезды, обладающей дифференциальным вращением, пятен (или групп пятен), расположенных на различных широтах. При этом изменения периодов переменности блеска могут соответствовать не только изменениям положений пятен по широте, но и их эволюции (появлению и исчезновению; см. ниже).

Если взять значения частот, соответствующих двум доминирующим пикам на периодограммах — P_{phot} и $P1_{\text{phot}}$, то согласно [7] можно выполнить оценку параметра дифференциального вращения звезды — величины $\Delta\Omega$. Мы можем получить лишь нижнюю границу этой оценки; найденное нами значение $\Delta\Omega$ для КІС 12061741 составляет 0.046 рад/сут. Оно меньше характерных величин параметра дифференциального вращения горячих звезд, найденных, например в [7]. Кроме того, полученное нами значение $\Delta\Omega$ также меньше, чем средняя величина этого параметра по нашим измерениям [8] для 12 звезд спектрального класса А, которая составляет 0.61 ± 0.10 рад/сут.

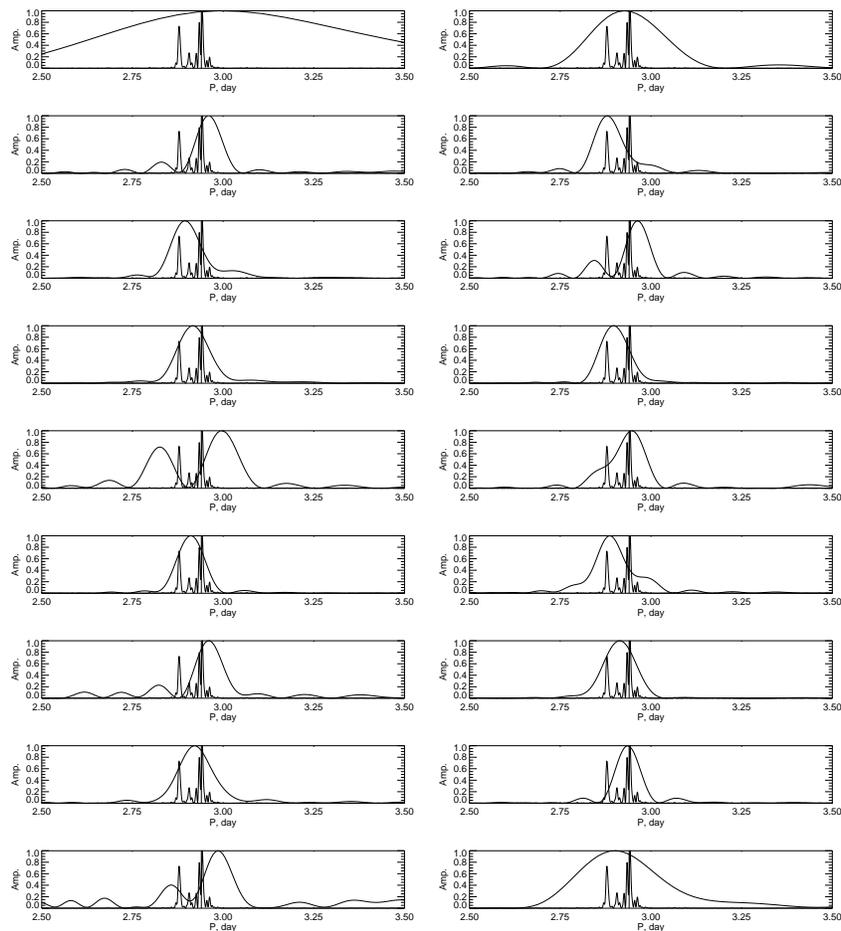


Рис. 2: Результаты периодограммного анализа переменности блеска КIC 12061741 для 18 сетов. Вертикальная прямая соответствует значению P_{phot} . Также приведен спектр мощности, построенный по всему набору данных.

Результаты, представленные на рис. 1, получены по всему набору данных для КIC 12061741 длительностью порядка 4 лет. На рис. 2 приведены спектры мощности, построенные по каждому из сетов наблюдений (Q). Длительность каждого сета составляет около 90 суток (сеты Q0 и Q17 имеют меньшую продолжительность). На всех диа-

граммах со спектрами мощности вертикальная прямая соответствует значению P_{phot} . Также приведен спектр мощности, построенный по всему набору данных. Ширина пиков на каждой из диаграмм превышает ширину пиков на рис. 1 вследствие меньшей продолжительности рассматриваемого временного ряда (всего один сет в 90 суток).

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что пик, соответствующий значению P_{phot} , присутствует на большинстве диаграмм, но часто не является доминирующим. Очевидно наличие переменности положения пиков (регистрируемых периодов вращения), отражающих эволюцию пятен на поверхности звезды с дифференциальным вращением. Продолжительность процессов (например, времени жизни пятен), связанных с короткоживущими пиками, сопоставима со временем продолжительности сета наблюдений (порядка 90 суток). По своему характеру, набор пиков на спектре мощности, построенном для КИС 12061741 (рис. 1, рис. 2), во многом аналогичен полученным для звезд солнечного типа, у которых периоды вращения более продолжительны, чем время жизни пятна на поверхности.

Обнаружение вращательной модуляции блеска звезд спектрального класса А указывает на наличие пятен на их поверхности. Природа появления этих пятен может различаться. Это могут быть либо пятна химического состава, либо температурные неоднородности, связанные с локальными магнитными полями. Ограничения по времени существования пятен на поверхности звезд и характерных времен эволюции вероятно найдут более естественные объяснения в рамках гипотезы о магнитной природе пятен, чем при предположении о пятне химического состава.

Период изменений амплитуды переменности блеска составляет величину 426 суток (рис. 3, вверху), что приводит к оценке $\Delta\Omega = 0.015$ рад/сут. Эта оценка по величине еще ниже, чем была получена из анализа P_{phot} и $P1_{\text{phot}}$.

Изменения положений активной области (пятна) на поверхности звезды имеют сложный характер. В начале наблюдений положение активной области соответствовало фазам 0.8 – 1.0 (рис. 3, середина). Затем активная область монотонно перемещалась по диску звезды, а к концу наблюдений эти перемещения стали приобретать периодический характер.

В основном положение активной области соответствует фазам 0.8 – 1.0 и 0.0 – 0.4 (рис. 3 внизу).

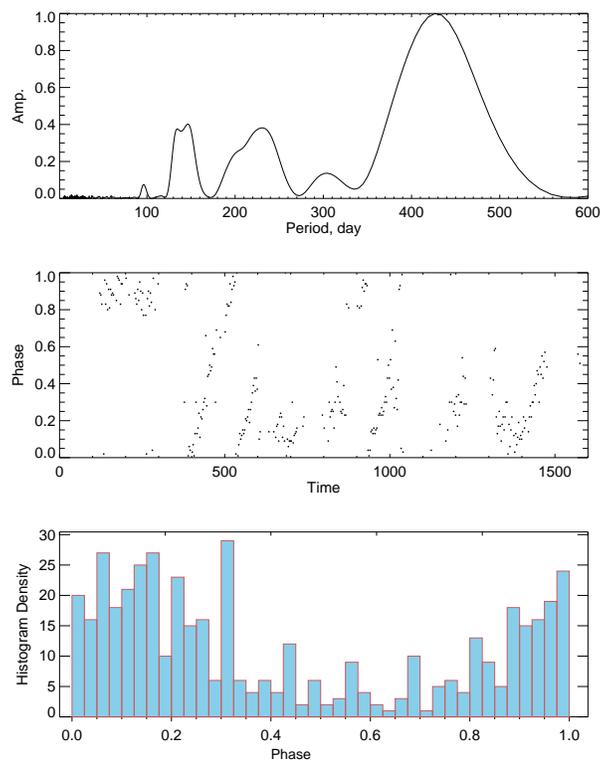


Рис. 3: Спектр мощности изменений амплитуды переменности блеска КIC 12061741 (вверху). Положение наиболее активной области на поверхности звезды (середина). Гистограмма распределения этого положения (внизу).

4. Заключение

Выполнен детальный анализ фотометрических наблюдений звезды КIC 2061471 по максимально доступному материалу сетов Q0-Q17 архива MAST космического телескопа «Kepler». Рассчитанный спектр мощности указал на периодичность изменений кривой блеска звезды с доминирующим периодом $P_{\text{phot}} = 2.9424 \pm 0.0030$ суток. Вблизи основного пика имеются меньшие пики с $P1_{\text{phot}} = 2.88$ и $P2_{\text{phot}} = 2.935$ суток, происхождение которых принято связывать с наличием пятен на разных широтах у звезды, обладающей дифференциальным вращением. Получена оценка величины параметра $\Delta\Omega$, которая составляет

0.046 рад/сут. Проведено исследование спектров мощности, построенных по каждому из сетов наблюдений. По своему характеру набор пиков на спектре мощности, построенном для КИС 12061741 (рис. 1, рис. 2), во многом аналогичен полученным для звезд солнечного типа, у которых периоды вращения более продолжительны, чем время жизни пятна на поверхности. Высказано предположение о том, что ограничение по времени существования пятен на поверхности звезд и характерным временам эволюции вероятно найдут более естественные объяснения в рамках гипотезы о магнитной природе пятен, чем при предположении о пятнах химического состава. Найден период изменений амплитуды переменности блеска, который составляет 426 суток, что приводит к оценке $\Delta\Omega = 0.015$ рад/сут. Выполнена оценка изменений положения активной области (пятна) на поверхности звезды.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-12-00423).

Список литературы

1. L. A. Balona, *MNRAS*, **431**, 2240, 2013.
2. M. G. Pedersen, V. Antoci, H. Korhonen, T. R. White, J. Jessen-Hansen, J. Lehtinen, S. Nikbakhsh, and J. Viuhio, *MNRAS*, **466**, 3060, 2017.
3. H. Yang and J. Liu, *ApJS*, **241**, 29, 2019.
4. I. S. Savanov, *Astron. Rep.*, **62**, 814, 2018.
5. I. S. Savanov, N. G. Gladilina, and E. S. Dmitrienko, *Astron. Rep.*, **60**, 1006, 2016.
6. J. R. A. Davenport, L. Hebb, and S. L. Hawley, *ApJ*, **806**, 212, 2015.
7. T. Reinhold and L. Gizon, *A&A*, **583**, A65, 2015.
8. I. S. Savanov and E. S. Dmitrienko, *Astrophysics*, **62**, 48, 2019.

Тесные двойные звезды и околозвездные диски

Структура течения в бездисковых промежуточных полярах

Исакова П.Б., Жилкин А.Г., Бисикало Д.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В работе с помощью трехмерного численного моделирования исследуется структура течения в бездисковых промежуточных полярах на примере системы V2400 Oph. Анализ расчетных данных показал, что аккреционный диск в системе, действительно, не формируется из-за достаточно сильного магнитного поля (17.5 МГс) и быстрого вращения аккректора (12 оборотов за орбитальный период). Плазма в полости Роша белого карлика движется нестационарно (период пульсации темпа аккреции 501 с), что хорошо согласуется с интерпретацией наблюдений данного объекта.

Flow structure in diskless intermediate polars

Isakova P.B., Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

We investigate the flow structure in diskless intermediate polars using the V2400 Oph system as a typical source with 3D numerical simulations. We show that the accretion disk in this system is not formed which is a result of the sufficiently strong magnetic field (17.5 MG) and fast rotation of the accretor (12 turns within the orbital period). In our simulations, plasma in the Roche lobe of the white dwarf moves non-stationary (the pulsation period of the accretion rate is 501 s) that is in good agreement with the interpretation of observations of this object.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.030

1. Введение

Тесные двойные звезды — это системы из двух звезд, в которых компоненты могут влиять на эволюцию друг друга. В частности, к ним относятся катаклизмические переменные, которые состоят из мало-массивной звезды позднего спектрального класса (как правило, красный карлик) и белого карлика. Вещество красного карлика (донор) перетекает в полость Роша белого карлика (аккректор) через внутреннюю точку Лагранжа L_1 . Интересным подклассом катаклизмических переменных являются промежуточные поляры. В этих системах процесс массообмена приводит к формированию вокруг белого карлика

аккреционного диска. Однако достаточно сильное магнитное поле белого карлика ($10^4 - 10^6$ Гс) влияет на структуру внутренних частей диска. В частности, это приводит к формированию магнитосферы вокруг белого карлика, а процесс аккреции приобретает колонковый характер [1]. С другой стороны, анализ наблюдательных данных ряда промежуточных полярных звезд показывает, что в них аккреционный диск отсутствует. Такие системы называются бездисковыми промежуточными полярными. Эта особенность чаще всего объясняется быстрым вращением аккрецирующей звезды, выбрасывающей вещество из системы. С точки зрения терминологии, предложенной в монографии [2], эти системы следует отнести к классу «суперпропеллеров».

2. Постановка задачи

В качестве примера бездискового промежуточного полярного звездного объекта рассмотрим систему V2400 Oph, поскольку анализ данных наблюдений рентгеновской обсерватории ROSAT показал, что в ней не формируется аккреционный диск [3]. Аккректор в этой системе обладает магнитным полем $8 - 27$ Гс и вращается с периодом $P_{\text{spin}} = 927$ с. При этом орбитальный период двойной системы $P_{\text{orb}} = 3.41$ ч. Период биений P_{beat} определяется из соотношения

$$\frac{1}{P_{\text{beat}}} = \frac{1}{P_{\text{spin}}} - \frac{1}{P_{\text{orb}}} \quad (1)$$

и составляет 1003 с. Межкомпонентное расстояние $A = 1.31 R_{\odot}$.

На рис. 1 приведены данные наблюдений этой системы [4]. Слева показаны Фурье-компоненты, рассчитанные для зависимости ширины линий и отношений V/R от частоты. На одном из этих распределений отчетливо видно два периода, один из которых, по-видимому, соответствует биениям, а второй — периоду вращения аккректора. На малый наклон этой системы и на возможный бездисковый характер этого объекта указывает малая амплитуда модуляции лучевой скорости в спектрах различных линий, что видно из правой части рисунка, где изображены профили линий в зависимости от фазы орбитального периода. Кроме того, именно для таких объектов ожидается максимальная гармоника на частоте биений.

Мы предположили, что магнитное поле белого карлика в рассматриваемой системе может быть хорошо описано дипольным магнитным полем. Кроме того, из наблюдений неизвестны некоторые параметры системы, такие, например, как массы компонентов. Поэтому мы взяли

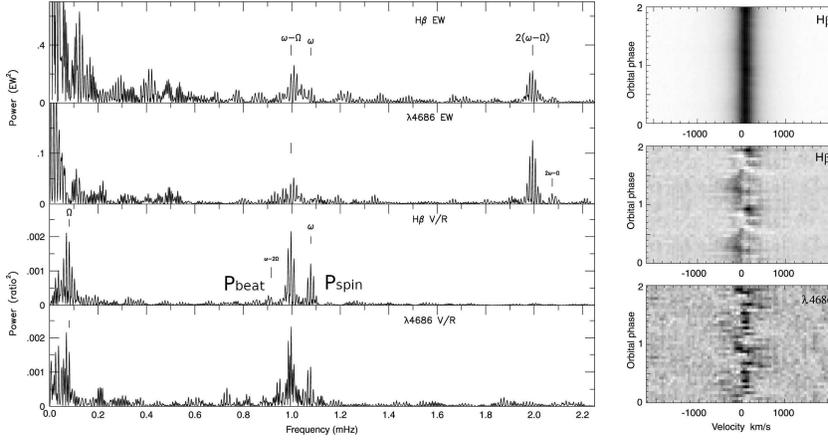


Рис. 1: Фурье-компоненты для эквивалентных ширин линий и отношений V/R для линий $H\beta$ и $H\text{II } \lambda 4686$ в каждом спектре (слева), полные профили линий в зависимости от фазы орбитального периода после вычитания постоянной компоненты (справа).

их типичные для промежуточных полярных значения: для белого карлика $M_a = 1 M_\odot$, для красного карлика $M_d = 0.5 M_\odot$. Мы взяли среднее значение индукции магнитного поля аккректора $B_a = 17.5$ Гс и наклонили магнитную ось по отношению к оси вращения на угол $\theta = 30^\circ$ по отношению к оси вращения. Задача решалась в расчетной области, ограниченной $-0.8 \leq x/A \leq 0.8$, $-0.8 \leq y/A \leq 0.8$, $-0.4 \leq z/A \leq 0.4$ на сетке с числом ячеек $256 \times 256 \times 128$.

В основе модели лежат уравнения модифицированной магнитной гидродинамики, описывающие средние характеристики потока плазмы в рамках волновой турбулентности. Модель учитывает эффекты диффузии магнитного поля, а также процессы радиационного нагрева-охлаждения [5].

3. Результаты численного моделирования

На рис. 2 приведены результаты трехмерного численного моделирования в экваториальной плоскости xy (справа), xz (сверху слева) и yz (снизу слева). Градацией серого цвета показано распределения логарифма плотности, стрелками — распределение скоростей, сплошной линией показана граница полости Роша, белым кружком обозначен аккректор. Расчетная область частично включает в себя оболочку до-

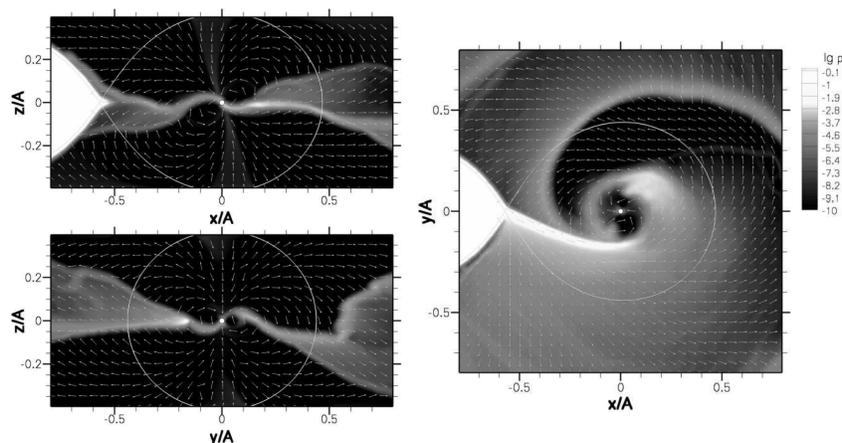


Рис. 2: Распределение плотности и скорости в следующих плоскостях: xy (справа), xz (сверху слева) и yz (снизу слева). Линией показана граница полости Роша, белым кружком обозначен аккректор.

нора, поэтому истечение из внутренней точки Лагранжа формируется естественным путем. Вещество из оболочки донора движется вокруг аккректора, частично оседая на его магнитных полюсах. При этом аккреционный диск не формируется. Это связано с сильным магнитным полем и быстрым вращением белого карлика. Большая часть вещества покидает полость Роша аккректора, формируя квазипериодические выбросы в общую оболочку двойной системы.

На рис. 3 слева приведена зависимость темпа аккреции от времени. Он изменяется циклично, примерно 24 раза за орбитальный период. Справа приведен фурье-образ темпа аккреции, на которой показана спектральная мощность сигнала в зависимости от частоты. Мы обрабатываем полные данные от начала расчета, поэтому первый максимум вызван начальными этапами формирования структуры течения. Пик на 501 секунде соответствует основной гармонике периода биений.

В работах других авторов установлено, что мы видим аккрецию только на один полюс [3]. В пользу этого свидетельствует, например, слабая модуляция профилей линий в течение орбитального периода. В системе обнаружена круговая поляризация, данные наблюдений которой представлены на рис. 4 [3]. Ее максимальная степень около -5%

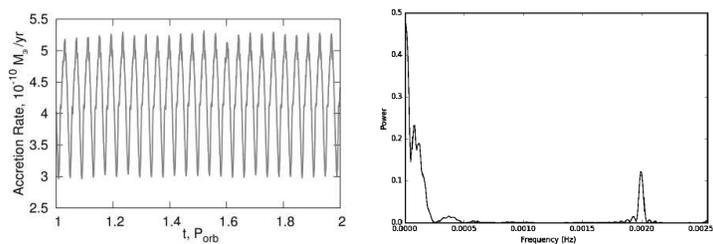


Рис. 3: Слева показана зависимость темпа аккреции (в единицах $10^{-10} M_{\odot}/\text{год}$) от времени (в орбитальных периодах). Справа приведен фурье-образ темпа аккреции.

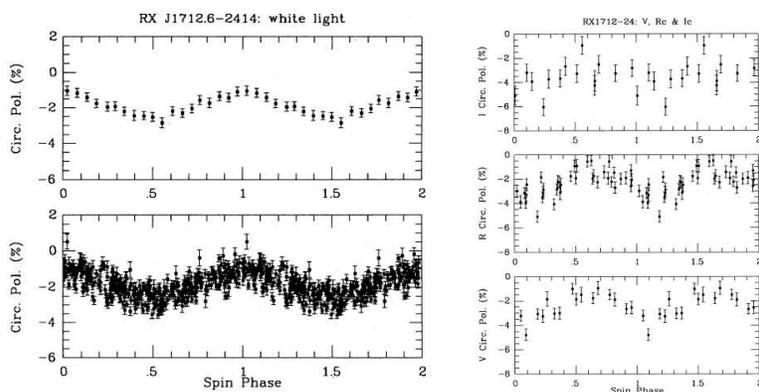


Рис. 4: Данные наблюдений круговой поляризации в белом свете (слева) и в фильтрах V, Rc и Ic (справа).

в видимом диапазоне. Круговая поляризация остается отрицательной на протяжении всего периода вращения белого карлика. Это означает низкое наклонение системы, то есть мы видим систему только со стороны одного полюса. Согласно наблюдениям, основная гармоника приходится на 1002 с. Если бы мы наблюдали V2400 Орh под ббльшим углом, когда периодически видны северный и южный магнитные полюса белого карлика, то увидели бы максимумы на 501 с, как в наших расчетах.

4. Заключение

Наше численное моделирование структуры течения V2400 Oph подтверждает наблюдательные данные, что в системе не формируется аккреционный диск. Причиной отсутствия диска является сильное магнитное поле аккретора и его быстрое собственное вращение. Вещество из оболочки донора периодически выбрасывается в общую оболочку двойной системы. Периодограмма, построенная по результатам наших расчетов, находится в согласии с наблюдениями, если бы мы могли видеть оба полюса аккретора одновременно.

Список литературы

1. B. Warner, *Cataclysmic Variable Stars* (2003).
2. D. V. Bisikalo, A. G. Zhilkin, and A. A. Boyarchuk, *Gas Dynamics of Close Binary Stars* (2013).
3. D. A. H. Buckley, K. Sekiguchi, C. Motch, D. O'Donoghue, A.-L. Chen, A. Schwarzenberg-Czerny, W. Pietsch, and M. K. Harrop-Allin, *MNRAS*, **275**, 1028, 1995.
4. C. Hellier and A. P. Beardmore, *MNRAS*, **331**, 407, 2002.
5. A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and A. A. Boyarchuk, *Physics Uspekhi*, **55**, 115, 2012.

Распределение зон аккреции на поверхности белых карликов в полярных

Исакова П.Б., Жилкин А.Г., Бисикало Д.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В работе с помощью трехмерного численного моделирования исследуется структура течения в полярных и ее зависимость от величины магнитного поля аккректора. Результаты моделирования показали, что аккрецирующее вещество, достигающее магнитных полюсов аккректора, разделяется на два отдельных потока. Поток вещества больше на полюс, находящийся ближе к внутренней точке Лагранжа, однако с увеличением магнитного поля отношение потоков выравнивается. Местоположение зон энерговыделения на поверхности аккрецирующей звезды также зависит от величины магнитного поля. Для сильного поля области аккреции располагаются симметрично относительно магнитной оси, тогда как для слабого поля их положение относительно оси сдвигается.

Surface distribution of accretion zones on white dwarfs in polars

Isakova P.B., Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Using 3D numerical simulations we investigate the flow structure in polars and its dependence on the magnetic field of the accretor. We demonstrate that the accreting material is split into two flows towards the opposite magnetic poles of the accretor. The ratio between these fluxes depends on the magnetic field and is going to unity with the increasing of the magnetic strength. The localization of the accretion zones on the surface of the accretor depends also on the magnetic field strength. In strong field, these zones follow the magnetic poles while they are slightly shifted in weaker field.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.031

1. Введение

Магнитное поле может играть важную роль в процессах массообмена и аккреции в тесных двойных звездах. В частности, к таким системам относятся промежуточные полярные и полярные [1]. Они состоят из маломассивной звезды позднего спектрального класса (чаще всего, красного карлика) и белого карлика. Красный карлик переполняет

свою полость Роша, в результате чего начинается процесс перетекания вещества в полость Роша белого карлика через внутреннюю точку Лагранжа.

В промежуточных полярах магнитное поле является достаточно слабым ($10^4 - 10^5$ Гс), поэтому вокруг аккретора формируется аккреционный диск. Внутренняя часть диска возмущается магнитным полем и в этой области формируется магнитосфера белого карлика. Процесс аккреции имеет колонковый характер, а зоны энерговыделения располагаются вблизи магнитных полюсов.

В полярах магнитное поле является более сильным ($10^6 - 10^8$ Гс). В результате структура течения приобретает другой характер: вещество, перетекающее из донора, подхватывается сильным магнитным полем белого карлика и движется вдоль магнитных силовых линий на магнитные полюса аккретора без образования аккреционного диска. Морфология потока естественным образом зависит от величины и ориентации магнитного поля аккретора. Это влияет, в том числе, и на расположение зон аккреции на поверхности белого карлика и определяет наблюдательные свойства полярных потоков, поскольку основной поток излучения приходит именно из этих областей.

2. Постановка задачи

В качестве объекта исследования рассматривалась система с параметрами AM Her [1], в которой мы варьировали величину магнитного поля на поверхности аккретора. Аккретор имеет массу $M_a = 0.65 M_\odot$, радиус $R_a = 0.013 R_\odot$ и эффективную температуру $T_a = 20\,000$ К. Для донора эти параметры брались равными $M_d = 0.23 M_\odot$, $R_d = 0.3 R_\odot$ и $T_a = 5\,000$ К. Расстояние между компонентами в системе составляет $A = 1.03 R_\odot$. Для моделирования структуры течения использовался численный код Nurgush 2.0¹ [2, 3, 4].

Мы предположили, что магнитное поле аккретора может быть хорошо описано дипольным магнитным полем. Вектор индукции дипольного поля определяется из выражения:

$$\mathbf{B}_* = \frac{\mu}{r^3} [3(\mathbf{d} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} - \mathbf{d}], \quad (1)$$

где $\mu = B_a R_a^3 / 2$ — это модуль вектора магнитного момента $\boldsymbol{\mu} = \mu \mathbf{d}$, B_a — индукция магнитного поля на поверхности звезды (именно эту

¹Номер государственной регистрации 2016663823.

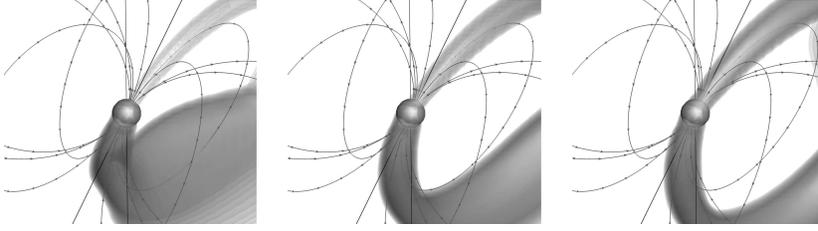


Рис. 1: Структура течения вблизи аккретора (сфера) для трех значений магнитного поля аккретора 10^7 Гс (слева), 10^8 Гс (в центре) и 10^9 Гс (справа). Распределение логарифма плотности показано градацией серого. Линии со стрелками соответствуют магнитным силовым линиям.

величину мы будем варьировать), R_a — радиус аккретора, \mathbf{d} — единичный вектор, направленный вдоль магнитной оси, $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$ — единичный вектор, направленный вдоль радиус-вектора. Начало координат поместим в центр аккретора. Вектор магнитного момента имеет следующие компоненты:

$$\mu_x = \mu \sin \theta \cos \phi, \quad \mu_y = \mu \sin \theta \sin \phi, \quad \mu_z = \mu \cos \theta, \quad (2)$$

где θ — угол наклона магнитной оси по отношению к оси z , ϕ — угол между проекцией вектора магнитного момента на экваториальную плоскость xy и осью x . В расчетах использовались значения этих углов $\theta = 30^\circ$ и $\phi = 90^\circ$.

Задача решалась на достаточно подробной сетке ($256 \times 256 \times 128$ ячеек) в расчетной области ($-l \leq x/A \leq +l$, $-l \leq y/A \leq +l$, $-l/2 \leq z/A \leq +l/2$), где $l = a + 0.2$, $a \approx 0.605$ — это безразмерное расстояние (в единицах A) от центра аккретора до внутренней точки Лагранжа.

3. Результаты численного моделирования

На рис. 1 показана структура течения в полярах вблизи аккрецирующей звезды. Для сравнения, показаны результаты расчетов для трех значений магнитного поля аккретора 10^7 Гс (слева), 10^8 Гс (в центре) и 10^9 Гс (справа). Сферой обозначен аккретор. Градацией серого показано распределение логарифма плотности. Линии со стрелками соответствуют магнитным силовым линиям. Наклоненной линией обозначена магнитная ось.

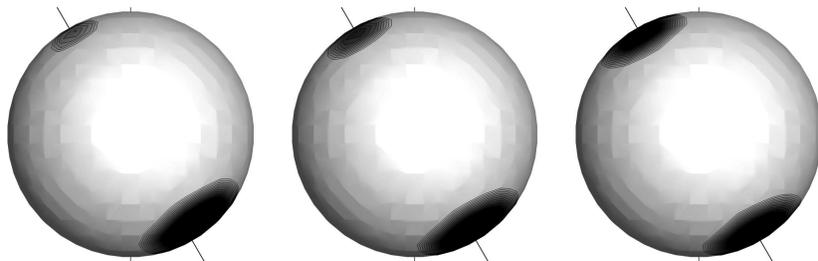


Рис. 2: Распределения горячих пятен на поверхности аккретора для трех значений индукции магнитного поля 10^7 Гс (слева), 10^8 Гс (в центре) и 10^9 Гс (справа). Распределение логарифма плотности показано градацией серого. Наклонная линия соответствует магнитной оси.

Результаты моделирования показывают, что вещество попадает на поверхность аккретора в районе его магнитных полюсов. При этом формируется область магнитосферы, в которой вещество движется преимущественно вдоль магнитных силовых линий. С увеличением магнитного поля на северный магнитный полюс (сверху) поступает более плотный и широкий поток вещества, тогда как поток на южный магнитный полюс (снизу) сужается. Веществу проще достигать южного магнитного полюса, так как он расположен ближе к внутренней точке Лагранжа. С ростом магнитного поля уменьшается баллистическая часть струи и увеличивается область магнитосферы. В случае наиболее сильного магнитного поля из рассмотренных нами интенсивность потока на оба магнитных полюса будет почти одинаковой.

На рис. 2 приведено распределение плотности выпадающего на поверхность аккретора вещества. Аккретор повернут к нам видимой с донора стороной. Сверху у аккретора находится северный, а снизу — южный магнитные полюса, через которые проходит магнитная ось. Ось вращения звезды расположена вертикально.

Результаты моделирования показывают, что северное пятно увеличивается с ростом величины поля, а южное немного уменьшается. При этом южное пятно не всегда расположено симметрично по отношению к магнитной оси: для более слабого поля оно сдвинуто вправо относительно магнитной оси, а с ростом поля постепенно сдвигается левее и для самого сильного рассмотренного магнитного поля является симметричным.

4. Заключение

Форма и расположения областей энерговыделения на поверхности аккрецирующей звезды в полях существенно зависят от величины и параметров ориентации магнитного поля. Для слабых полей большая часть вещества аккрецирует на магнитный полюс, который расположен ближе к внутренней точке Лагранжа. В этом случае пятно на поверхности звезды оказывается смещенным относительно магнитного полюса. С ростом поля примерно одинаковое количество вещества достигает как северного, так и южного магнитного полюса. При этом центры аккреционных пятен приближаются к полюсам.

Список литературы

1. B. Warner, *Cataclysmic Variable Stars* (2003).
2. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **53**, 436, 2009.
3. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **54**, 1063, 2010.
4. P. B. Isakova, A. G. Zhilkin, and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **62**, 492, 2018.

Синтез и гамма-излучение радиоактивных ядер при вспышках новых звезд

Кудряшов А.Д.

ВИНИТИ РАН, Москва, Россия

Проведены кинетические расчеты термоядерного горения богатого водородом вещества на поверхности вырожденных CO и ONeMg карликов при вспышках новых звезд. Обсуждаются содержания четырех радиоактивных ядер ${}^7\text{Be}$, ${}^{18}\text{F}$, ${}^{22}\text{Na}$ и ${}^{26}\text{Al}$ в выбрасываемых оболочках.

Synthesis and gamma-radiation of radioactive nuclei in novae stars explosions

Kudryashov A.D.

All-Russian Institute for Scientific and Technical Information of the RAS (VINITI RAS), Moscow, Russia

Kinetic calculations of thermonuclear burning of the hydrogen rich matter on the surface of degenerate CO and ONeMg dwarfs in novae stars explosions are performed. The contents of four radioactive nuclei ${}^7\text{Be}$, ${}^{18}\text{F}$, ${}^{22}\text{Na}$ and ${}^{26}\text{Al}$ in ejected shells are discussed.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.032

1. Введение

Вспышки новых звезд вызваны термоядерным горением богатого водородом вещества, накопленного на поверхности вырожденного карлика в процессе аккреции в тесной двойной системе. Из множества образующихся при этом радиоактивных ядер особый интерес представляют те, которые дают потенциально наблюдаемое гамма-излучение: ${}^7\text{Be}$ из pp цикла, ${}^{18}\text{F}$, образующийся в горячем варианте CNO цикла, ${}^{22}\text{Na}$ из NeNa цикла и ${}^{26}\text{Al}$ из MgAl цикла.

Изотоп ${}^7\text{Be}$ уже обнаружен в УФ-диапазоне [1] в сброшенных оболочках нескольких новых, хотя его гамма-излучение пока не зафиксировано. Время жизни ${}^{18}\text{F}$ слишком мало для наблюдения аннигиляционной линии от его позитронного распада во всей оболочке, поскольку ее время просветления в гамма-диапазоне составляет несколько дней. Однако существует возможность наблюдения этой линии от внешней, уже прозрачной части оболочки. Поиски вспышек гамма-излучения

вблизи 511 кэВ активно ведутся, но они происходят за несколько дней до максимума блеска новых в оптическом диапазоне, то есть обычно до открытия самих новых. Пока существуют только верхние пределы на поток в аннигиляционной линии и в линии 1.275 МэВ ^{22}Na от некоторых новых звезд [2, 3, 4]. Время жизни ^{26}Al слишком велико для наблюдения его гамма-линии 1.809 МэВ от одной звезды. Но новые в совокупности могут быть источниками этого уже обнаруженного по гамма-излучению ядра в центральных частях Галактики.

Кинетика ядерного горения в богатом водородом веществе в рамках параметрических моделей изучалась в [5] и [6], а также в [7] в однозонной модели при постоянных плотностях и температурах. Полученные в [7] составы вещества находились в хорошем согласии с многозонными гидродинамическими расчетами [8] и позволили, в частности, рассчитать кривые блеска в аннигиляционной линии для нескольких модельных типов структуры оболочек новых.

В предлагаемой работе исследуется синтез изотопов при вспышках новых в рамках двузонной модели. В этой модели учтена эволюция во времени температуры и плотности, а также перемешивание вещества между зонами. Рассчитан состав выбрасываемого вещества, обсуждаются возможности наблюдений гамма-излучения указанных ядер на основе полученных результатов.

2. Двухзонная модель оболочки новой и синтез ядер

Настоящая модель в некоторых чертах аналогична использованной в работе [6], которая, в свою очередь, является развитием модели взрывного нуклеосинтеза [9]. Предполагается, что плотность и температура центральной зоны падают от своих начальных максимальных значений экспоненциально и в адиабатическом режиме ($\rho \propto T^3$): $\rho = \rho_0 \cdot \exp(-t/\tau_e)$ и $T = T_0 \cdot \exp(-t/(3\tau_e))$. Величины ρ_0 , T_0 и времени горения τ_e меняются в диапазоне характерных значений: $\rho_0 = (10 - 10^4) \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $T_0 = (1 - 5) \cdot 10^8 \text{ К}$ и $\tau_e = 100 - 300 \text{ с}$. Отношение массы внешней зоны к центральной обычно равно 10:1, время перемешивания для внешней зоны меняется в диапазоне $\tau_c = 10^2 - 10^4 \text{ с}$, время горения τ_e в обеих зонах принимается одинаковым. Для каждой зоны решается набор кинетических уравнений относительно молевой доли $Y_i = X_i/A_i$, где X_i и A_i — массовая доля и атомный вес ядра. Перемешивание между зонами задается в предположении постоянно-го потока вещества между ними.

В кинетической схеме учитываются все ядра, необходимые для высокотемпературного водородного горения, от ^1H до ^{57}Cr , их общее

количество равно 282, а число связывающих их реакций равно 2011. Солнечный состав аккрецируемого вещества взят из работы [10], состав вещества CO карлика из [7], состав ONeMg карлика из [11], скорости ядерных реакций из [12] и [13]. Доля подмешиваемого вещества карлика в оболочке q менялась в пределах 0 – 0.5.

Полученное содержание ${}^7\text{Be}$ в конце горения при вариациях указанных параметров модели не превышает $5 \cdot 10^{-6}$. Оно слабо зависит от начальной температуры, времени горения, времени конвективного перемешивания, значения q (см. рис. 1), но быстро падает при увеличении начальной плотности выше $10^3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Результаты [8] и [14] дают близкие значения содержания ${}^7\text{Be}$ $(2 - 80) \cdot 10^{-7}$. Однако содержание ${}^7\text{Be}$ может быть увеличено до $2 \cdot 10^{-5}$ при изменении еще одного параметра двузонной модели — отношения начальных температур центральной и внешней зоны, которое до этого принималось равным двум (см. рис. 2).

Расчеты [7, 15, 16] показали, что только распады ${}^{13}\text{N}$ и ${}^{18}\text{F}$ дают существенный вклад в гамма-излучение на ранней фазе вспышки в соответствии с идеей работы [17]. Полученные нами содержания ${}^{18}\text{F}$ могут превышать 10^{-4} только при $q = 0.5$ и выше, что качественно совпадает с результатами [14]. Содержание ${}^{18}\text{F}$ также заметно растет до $5.4 \cdot 10^{-4}$ при изменении отношения температур и плотностей центральной и внешней зоны, как это видно из рис. 2. Максимальные содержания ${}^{22}\text{Na}$ в оболочке ONeMg новых в наших расчетах при благоприятных параметрах не превышают $2 \cdot 10^{-3}$, что хорошо согласуется с верхним пределом из [2] на его массу в новых разных типов из наблюдений $M < 3.7 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$.

3. Обсуждение результатов и возможностей гамма-наблюдений ядер

Образование ${}^7\text{Li}$ в новых происходит на основе реакции ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$. Если конвекция выносит бериллий из горячей зоны, то он переходит в ${}^7\text{Li}$ посредством электронного захвата, испуская один гамма-фотон с энергией 478 кэВ. Однако первое надежное определение наличия ${}^7\text{Li}$ сделано в ранних оптических спектрах новой V1369 Cen в [18]. Общая масса лития в оболочке V1369 Cen оказалась неожиданно большой $M = (0.3 - 4.8) \cdot 10^{-10} M_{\odot}$. При типичной теоретической массе выброшенной оболочки новой $10^{-5} M_{\odot}$ это означает, что массовая доля ${}^7\text{Li}$ в ней $(0.3 - 4.8) \cdot 10^{-5}$.

Существует уже ряд работ (см. например [19, 20] и приведенные там ссылки) по определению содержания ${}^7\text{Be}$ в различных новых.

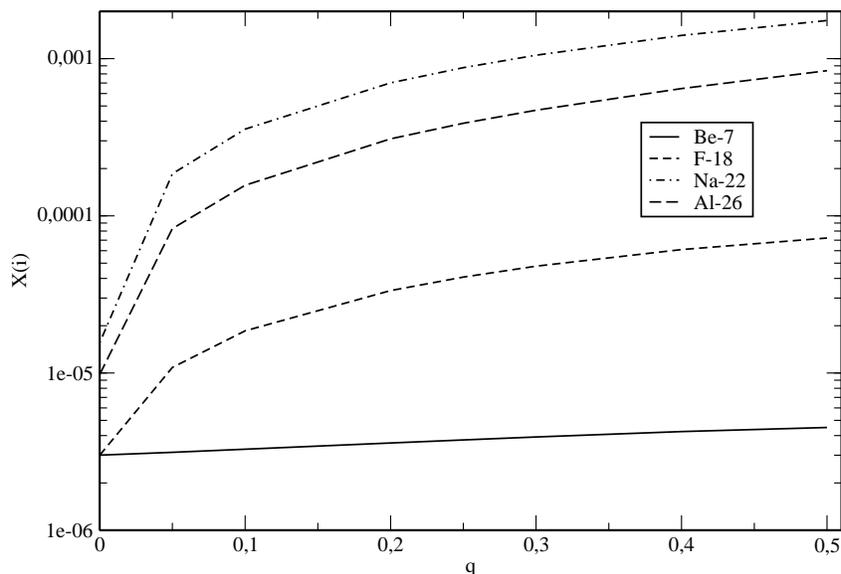


Рис. 1: Содержания ядер во внешней зоне в конце горения в зависимости от доли вещества ONeMg карлика в оболочке q . Начальная температура на дне оболочки $T_8 = 3$, начальная плотность $\rho = 10^3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, время горения $\tau_e = 200 \text{ с}$, время конвективного перемешивания $\tau_c = 500 \text{ с}$.

Так, в [19] дана оценка массы выброшенного ${}^7\text{Be}$ в новой V838 Her $M = 9.5 \cdot 10^{-10} M_\odot$ и его содержания в оболочке $1.7 \cdot 10^{-4}$. Эта вспышка произошла на массивном ONe карлике с массой около $1.35 M_\odot$, содержание ${}^7\text{Be}$ выше теоретических значений [8] и [14] более чем на порядок, а отношение ${}^7\text{Be}/\text{H}$ на четыре порядка выше измеренного по метеоритам галактического отношения ${}^7\text{Li}/\text{H}$. В [20] получена масса выброшенного бериллия для новой ASASSN-16kt (V407 Lup): $M = (5.9 - 7.7) \cdot 10^{-9} M_\odot$, вспышка произошла на ONe карлике с массой $1.2 M_\odot$. Авторы отмечают, что такое количество выброшенного лития означает, что новые являются одним из важнейших его источников в Галактике, а если предположить что все новые выбрасывают сравнимое количество ${}^7\text{Be}$ - ${}^7\text{Li}$ в каждой вспышке, то получится уже перепроизводство лития по сравнению с его общей массой в $150 M_\odot$ в Галактике.

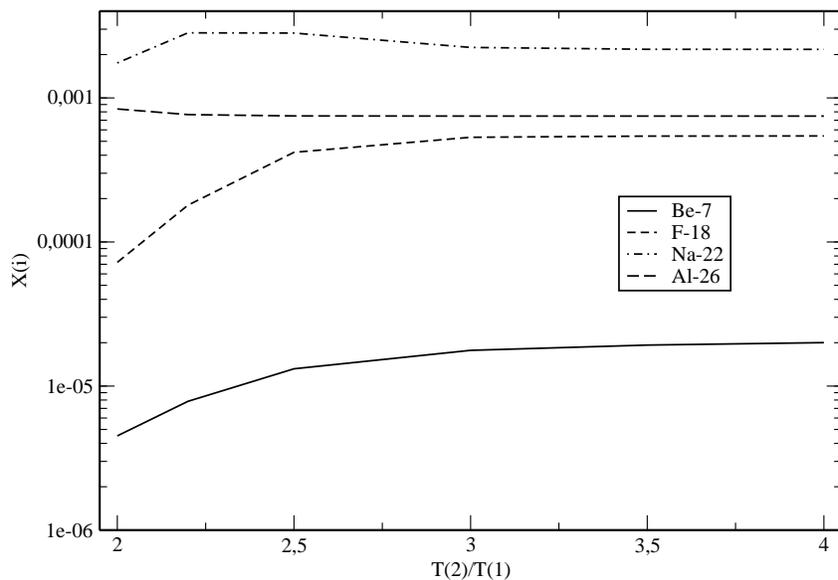


Рис. 2: Содержания ядер во внешней зоне в конце горения в зависимости от отношения начальных температур центральной и внешней зон. $q = 0.5$, остальные параметры имеют значения, указанные на рис. 1.

Наблюдения дают оценку общей массы ${}^7\text{Be}$ в оболочке новой. Чтобы получить значение его содержания используется характерная масса сбрасываемой оболочки, обычно $(1 - 2) \cdot 10^{-5} M_{\odot}$, хотя наблюдательные массы обычно больше. Полученные нами максимальные содержания ${}^7\text{Be}$ при благоприятных параметрах сопоставимы с наблюдаемыми оценками с учетом неопределенности масс сбрасываемых оболочек.

Таблица 1: Времена жизни, максимальные содержания и радиусы обнаружения гамма-излучения ядер.

Изотоп	${}^7\text{Be}$	${}^{18}\text{F}$	${}^{22}\text{Na}$	${}^{26}\text{Al}$
τ	77 д	2.6 ч	3.7 г	$1.04 \cdot 10^6$ г
X_{max}	$2 \cdot 10^{-5}$	$5.4 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$8.4 \cdot 10^{-4}$
D кпк	0.7	4.1	2.1	—

В табл. 1 приведены радиусы обнаружения гамма-линий ${}^7\text{Be}$, ${}^{18}\text{F}$ и ${}^{22}\text{Na}$ с чувствительностью ИСЗ Integral для максимальных полученных нами содержаний и с массой сбрасываемой оболочки $10^{-5}M_{\odot}$. Для оценки радиуса в случае ${}^{18}\text{F}$ использовались также результаты [15]. Скорости ядерных реакций NeNa цикла известны с достаточной точностью. Поэтому значительное образование ${}^{22}\text{Na}$, преимущественно на ONeMg карликах, также является достаточно надежным результатом. Остается только дождаться достаточно близкой вспышки новой такого типа, чтобы ее можно было наблюдать в линии 1.275 МэВ. Общее количество ${}^{26}\text{Al}$ в межзвездной среде оценивается в $3M_{\odot}$. В [3] отмечено, что вклад новых в это количество можно оценить как $0.1 - 0.4M_{\odot}$.

Оценка массы выбрасываемого новыми ${}^{26}\text{Al}$ за время его жизни с полученными нами содержаниями соответствует приведенной и оставляет этот класс звезд за пределами кандидата в основной источник этого изотопа в Галактике, хотя вклад новых должен, разумеется, учитываться в моделях галактического нуклеосинтеза.

Выражаю благодарность Н.Н. Чугаю за полезные замечания и обсуждения.

Список литературы

1. A. Tajitsu, K. Sadakane, H. Naito, A. Arai, and W. Aoki, *Nature*, **518**, 381, 2015.
2. J. José, M. Hernanz, and C. Iliadis, *Nuclear Physics A*, **777**, 550, 2006.
3. J. José and M. Hernanz, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, **34**, R431, 2007.
4. T. Siegert, A. Coc, L. Delgado, R. Diehl, et al., *A&A*, **615**, A107, 2018.
5. M. Arnould and H. Norgaard, *A&A*, **42**, 55, 1975.
6. H. M. J. Boffin, G. Paulus, M. Arnould, and N. Mowlavi, *A&A*, **279**, 173, 1993.
7. A. D. Kudryashov, N. N. Chugaĭ, and A. V. Tutukov, *Astron. Rep.*, **44**, 170, 2000.
8. J. José and M. Hernanz, *ApJ*, **494**, 680, 1998.
9. W. D. Arnett, *ApJ*, **157**, 1369, 1969.
10. K. Lodders, *ApJ*, **591**, 1220, 2003.
11. C. Ritossa, E. Garcia-Berro, and I. Iben, Jr., *ApJ*, **460**, 489, 1996.
12. C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet, P. Descouvemont, et al., *Nuclear Physics A*, **656**, 3, 1999.
13. R. H. Cyburt, A. M. Amthor, R. Ferguson, Z. Meisel, et al., *ApJS*, **189**, 240, 2010.
14. P. A. Denissenkov, J. W. Truran, M. Pignatari, R. Trappitsch, et al., *MNRAS*, **442**, 2058, 2014.

15. J. Gomez-Gomar, M. Hernanz, J. Jose, and J. Isern, *MNRAS*, **296**, 913, 1998.
16. N. N. Chugai and A. D. Kudryashov, in M. L. McConnell and J. M. Ryan, eds., *AIP Conf. Ser.*, *AIP Conf. Ser.*, volume 510, 102–106 (2000).
17. D. D. Clayton and F. Hoyle, *ApJL*, **187**, L101, 1974.
18. L. Izzo, M. Della Valle, E. Mason, F. Matteucci, et al., *ApJL*, **808**, L14, 2015.
19. P. Selvelli, P. Molaro, and L. Izzo, *MNRAS*, **481**, 2261, 2018.
20. L. Izzo, P. Molaro, P. Bonifacio, M. Della Valle, et al., *MNRAS*, **478**, 1601, 2018.

Моделирование околозвездной оболочки двойной системы UZ Tau E

Сытов А.Ю., Фатеева А.М.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В работе приводятся результаты трехмерного численного газодинамического моделирования оболочки двойной звезды типа Т Тельца UZ Tau E. Вследствие существенного различия масс компонентов системы в сочетании с большим эксцентриситетом орбиты аккреция вещества из околозвездной оболочки идет преимущественно на более массивный компонент системы, при этом значительная часть вещества аккрецируется опосредованно через массообмен с аккреционным диском менее массивного компонента.

Simulation of the circumbinary envelope of UZ Tau E binary star

Sytov A.Yu., Fateeva A.M.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

We present the results of 3D gasdynamical simulation of the circumbinary envelope of T Tauri type binary system UZ Tau E. We show that due to low mass ratio of the system components and high orbit eccentricity a heavier primary component accretes much more matter from the circumbinary envelope than a lighter secondary component and also a significant part this matter acceres indirectly via mass transfer through the secondary circumstellar accretion disk.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.033

1. Введение

Система UZ Tau E принадлежит к классическим двойным звездам типа Т Тельца, околозвездная оболочка которых включает массивный околозвездный (протопланетный) диск, из которого происходит аккреция вещества на компоненты двойной системы. Из наблюдений известно, что в системе UZ Tau E происходят регулярные вариации блеска с периодом, близким к орбитальному [1, 2]. Схожая активность наблюдается и в других двойных звездах, например АК Sco [3, 4], DQ Tau [5], TWA 3A [6]. Система UZ Tau E представляет особый интерес ввиду наиболее экстремального для известных систем сочетания малого отношения масс $q = 0.293$ и большого эксцентриситета орбиты

$e = 0.237$. В работе представлены результаты трехмерного газодинамического моделирования околозвездной оболочки UZ Tau E, описан механизм периодической аккреции из оболочки.

2. Модель

Численная модель двойной системы, использовавшаяся для расчетов, подробно описана в работе [7]. Для моделирования были использованы следующие параметры двойной системы UZ Tau E: массы компонентов $M_1 = 1.016M_\odot$, $M_2 = 0.294M_\odot$ (отношение масс компонентов $q \approx 0.28937$), их радиусы $R_1 = 1R_\odot$, $R_2 = 0.376R_\odot$, большая полуось орбиты $a = 32.821R_\odot$, эксцентриситет орбиты $e = 0.237$, температура околозвездного диска $T_d = 10^3 K$, экваториальная плотность околозвездного диска $\rho_d = 10^{-11} \text{г/см}^3$. Здесь и далее первичным компонентом будем считать более массивный компонент, а вторичным — менее массивный. Моделирование проводилось в области пространства размером $15a \times 15a \times 8a$ на регулярной неоднородной декартовой сетке $780 \times 780 \times 340$ ячеек, в центральной области размером $1.5a \times 1.5a \times 0.2a$ разрешение постоянное $0.0025a$, к периферии размер ячеек увеличивается в геометрической прогрессии с коэффициентом $k_{x,y} = 1.05$ в орбитальной плоскости (XY) и с коэффициентом $k_z = 1.02$ в перпендикулярном направлении (Z).

3. Результаты

На момент времени, соответствующий $23P_{\text{orb}}$ (орбитальным периодам) двойной системы получена квазистационарная картина течения. Структура оболочки показана на рис. 1, 2 на различных фазах в течение орбитального периода, выбранные моменты времени соответствуют ключевым изменениям в структуре оболочки, за начало отсчета принят момент времени $t_0 = 22P_{\text{orb}}$. Околозвездная оболочка UZ Tau E состоит из тех же элементов, что и оболочки других двойных звезд типа Т Тельца [8, 9, 10] — общий для компонентов системы (протопланетный) диск, внутренняя разреженная полость (гэп), спиральные аккреционно-декреционные рукава, аккреционные диски у каждого из компонентов системы, перемилька между аккреционными дисками и связанная с элементами оболочки система ударных волн, однако изменение морфологии околозвездной оболочки в течение орбитального периода специфично для этой системы ввиду малого отношения масс компонентов и большого эксцентриситета орбиты.

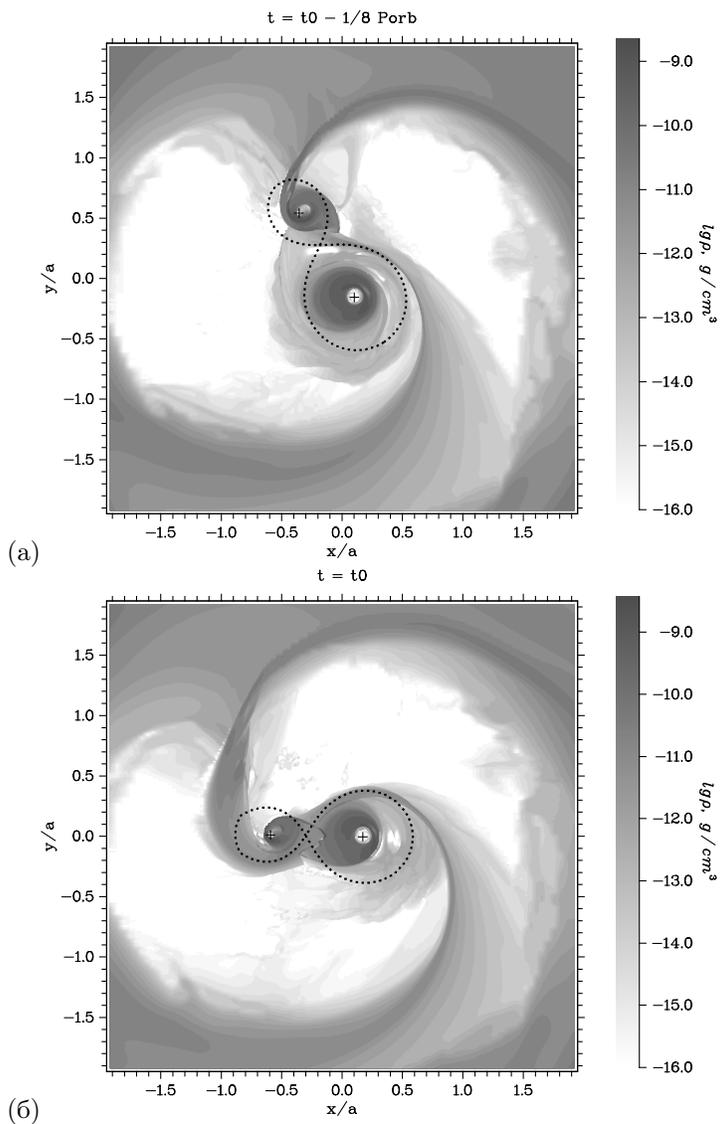


Рис. 1: Структура оболочки на моменты времени (а) $t_0 - 1/8 P_{\text{orb}}$: минимум $M_{1,2}$, максимум $M_{d,2}$; (б) t_0 (периастр): начало массообмена $M_{d,2} \Rightarrow M_{d,1}$; Цветом показано распределение плотности в десятичной логарифмической шкале, пунктиром отмечена полость Роша, символом «+» положение звезд.

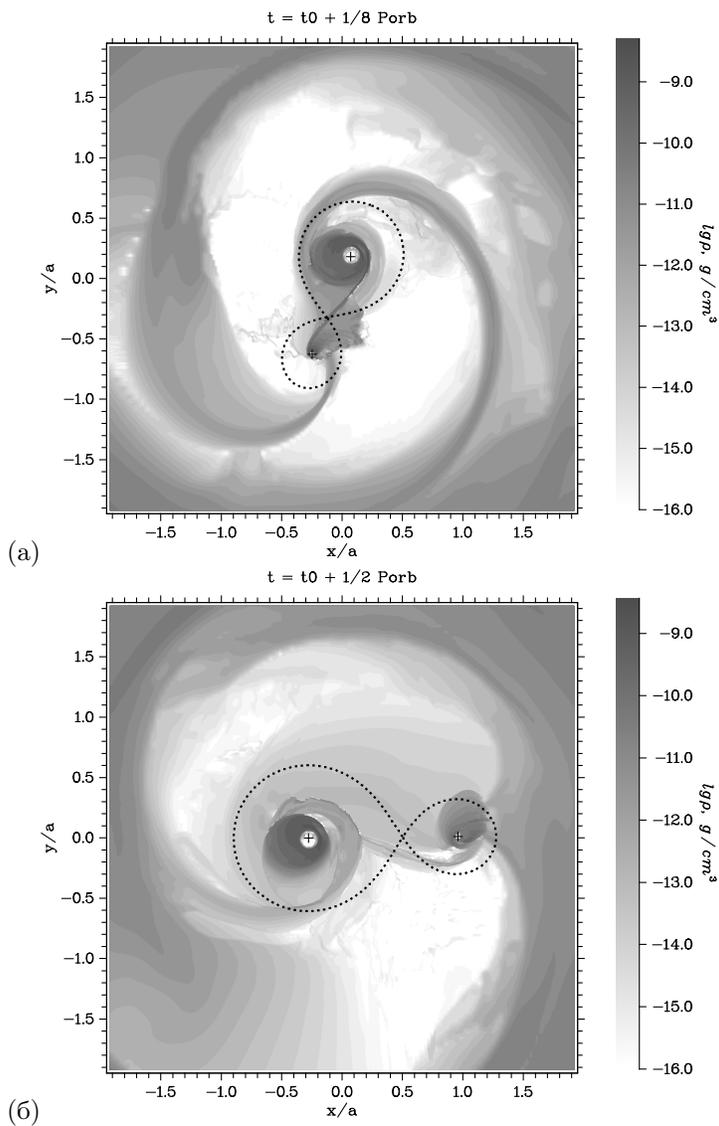


Рис. 2: Структура оболочки на моменты времени (а) $t_0 + 1/8 P_{orb}$: первый пик M_1 , максимум $\dot{M}_{d,1}$; (б) $t_0 + 1/2 P_{orb}$ (апоастр): центр второго пика $\dot{M}_{1,2}$; Цветом показано распределение плотности в десятичной логарифмической шкале, пунктиром отмечена полость Роша, символом «+» положение звезд.

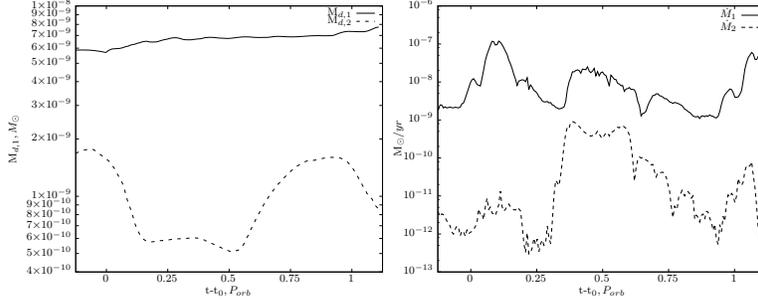


Рис. 3: Зависимость массы аккреционных дисков и темпов аккреции на компоненты системы от орбитальной фазы, t_0 соответствует периастру.

Рис. 1(а) соответствует моменту времени $t_0 - 1/8P_{orb}$ до прохождения периастра, в котором достигается максимум массы вторичного аккреционного диска $M_{d,2}$ и минимум темпов аккреции $\dot{M}_{1,2}$. Рис. 1(б) соответствует периастру t_0 : происходит столкновение гало аккреционных дисков, начинается интенсивный массообмен между аккреционными дисками $M_{d,2} \Rightarrow M_{d,1}$. Рис. 2(а) соответствует моменту времени $t_0 + 1/8P_{orb}$ после прохождения периастра: вторичный аккреционный диск частично разрушен, его масса $M_{d,2}$ достигает минимума, а размер существенно меньше, чем на рис. 1(а), существенно возрастают темпы аккреции \dot{M}_1 и $\dot{M}_{d,1}$. Рис. 2(б) соответствует апоастру $t_0 + 1/2P_{orb}$: достигается максимум темпа аккреции на вторичный компонент M_2 , начинается массообмен между протопланетным диском и аккреционным диском вторичного компонента.

За орбитальный период в полость Роша первичного компонента из оболочки попадает масса вещества $\Delta M_{RL,1} \approx 2.9 \times 10^{-9} M_\odot$, что немного меньше, чем массообмен между аккреционными дисками первичного и вторичного компонентов $\Delta M_{L1} \approx 3.1 \times 10^{-9} M_\odot$, т.к. часть вещества, учитываемая в темпе массообмена, остается вне полости Роша первичного компонента. В полость Роша вторичного компонента за орбитальный период из оболочки перетекает вещество массой $\Delta M_{RL,2} \approx 2.1 \times 10^{-9} M_\odot$, из которой вторичный компонент аккрецирует всего $\Delta M_2 \approx 0.7 \times 10^{-9} M_\odot$. При этом, масса вторичного аккреционного диска за орбитальный период циклически изменяется на $\Delta M_{d,2} \approx 1.4 \times 10^{-9} M_\odot$, оставаясь в минимуме на уровне $M_{d,2} \approx 5 \times 10^{-10} M_\odot$, что означает, что все вещество, которое вто-

ричный компонент не аккрецировал $\Delta M_{RL,2} - \Delta M_2 = 1.4 \times 10^{-9} M_\odot$, участвует в массообмене между компонентами и составляет существенную часть ΔM_{L1} и $\Delta M_{RL,1}$. Таким образом, приблизительно 28% от полного темпа аккреции на компоненты системы $\dot{M} = \dot{M}_1 + \dot{M}_2$, что соответствует 48% от \dot{M}_1 , переносится через аккреционный диск вторичного компонента путем его периодического формирования в апоастре и разрушения в периастре.

4. Заключение

Проведено моделирование околозвездной оболочки двойной системы UZ Tau E, изучена морфология оболочки, оценены темпы массообмена между элементами течения. Столкновение аккреционных дисков в периастре и последующее возрастание темпа аккреции происходит на тех же орбитальных фазах, на которых наблюдается возрастание блеска системы, что позволяет предложить объяснение этим наблюдательным данным. В системе UZ Tau E реализуется особый механизм импульсной аккреции: вещество из протопланетного диска аккрецирует преимущественно на первичный компонент, но не только напрямую, а также и через аккреционный диск вторичного компонента, который в течение орбитального периода проходит цикл от формирования до разрушения, аккрецируя вещество с края протопланетного диска в апоастре и сбрасывая его в аккреционный диск первичного компонента в периастре. Посредством этого механизма переносится приблизительно 28% от общего темпа аккреции на систему, и 48% от темпа аккреции на первичный компонент. Как следствие, для системы с такими параметрами q, e отношение масс q со временем будет уменьшаться, а первичный компонент эволюционировать быстрее.

Список литературы

1. E. L. N. Jensen, S. Dhital, K. G. Stassun, J. Patience, W. Herbst, F. M. Walter, M. Simon, and G. Basri, *AJ*, **134**, 241, 2007.
2. D. R. Ardila, C. Johns-Krull, G. J. Herczeg, R. D. Mathieu, and A. Quijano-Vodniza, *ApJ*, **811**, 131, 2015.
3. A. I. Gómez de Castro, J. López-Santiago, A. Talavera, A. Y. Sytov, and D. Bisikalo, *ApJ*, **766**, 62, 2013.
4. A. I. Gómez de Castro, R. O. P. Loyd, K. France, A. Sytov, and D. Bisikalo, *ApJL*, **818**, L17, 2016.
5. B. M. Tofflemire, R. D. Mathieu, D. R. Ardila, R. L. Akeson, D. R. Ciardi, C. Johns-Krull, G. J. Herczeg, and A. Quijano-Vodniza, *ApJ*, **835**, 8, 2017.

6. B. M. Tofflemire, R. D. Mathieu, G. J. Herczeg, R. L. Akeson, and D. R. Ciardi, *ApJL*, **842**, L12, 2017.
7. A. Y. Sytov, in D. V. Bisikalo and D. S. Wiebe, eds., *A.A. Boyarchuk Memorial Conference*, 197–202 (2018).
8. P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, A. M. Fateeva, and A. Y. Sytov, *Astron. Rep.*, **54**, 1078, 2010.
9. A. M. Fateeva, D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, and A. Y. Sytov, *Ap&SS*, **335**, 125, 2011.
10. A. Y. Sytov, P. V. Kaigorodov, A. M. Fateeva, and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **55**, 793, 2011.

Влияние орбитальных параметров на взаимодействие аккреционных дисков в двойных звездах Т Тельца

Сытов А.Ю., Фатеева А.М.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В двойных звездах Т Тельца с большим эксцентриситетом орбиты может происходить столкновение наружных частей аккреционных дисков первичного и вторичного компонентов вблизи периастра, что подтверждается наблюдаемой вариацией блеска этих систем на соответствующих фазах с периодом, равным орбитальному. В работе исследуется вопрос о том, для каких параметров системы — отношения масс компонентов q и эксцентриситета орбиты e — взаимодействие аккреционных дисков может иметь место.

On the influence of orbital parameters of T Tauri binaries to circumstellar disk interaction

Sytov A.Yu., Fateeva A.M.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

In highly eccentric T Tauri binaries circumstellar accretion disks of both primary and secondary components may collide with each other near periastron. Observations corroborate this with light curves of binaries having periodical spikes in luminosity at certain phases at every orbital period. We are questioning a possible range of mass ratio q and orbit eccentricity e that allow this activity.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.034

1. Введение

Как было показано в работах [1, 2, 3, 4, 5], в двойных звездах типа Т Тельца с достаточно большим эксцентриситетом орбиты может происходить столкновение аккреционных дисков компонентов системы при сближении их в периастре. При столкновении гало аккреционных дисков формируются ударные волны, на которых происходит сильный нагрев газа и выделение большого количества кинетической энергии вещества аккреционных дисков в виде излучения в широком диапазоне спектра. Это приводит к наблюдаемому резкому увеличению блеска двойной системы вблизи периастра. Кроме того,

вследствие взаимного уничтожения углового момента вещества аккреционных дисков возрастает темп аккреции на компоненты системы, однако увеличение светимости за счет этого эффекта может запаздывать относительно момента столкновения. Результаты трехмерного моделирования течения газа в оболочке таких систем как АК Sco и UZ Tau E показывают, что аккреционные диски компонентов системы после аккреции вещества из протопланетного (circumbinary) диска вблизи апоастры практически не меняют свой размер и не успевают адаптироваться к изменяющемуся в ходе орбитального движения системы межкомпонентному расстоянию. Следовательно, в первом приближении степень перекрывания аккреционных дисков можно оценить из простой геометрической модели: для некоторого начального радиуса аккреционного диска в апоастре, который будет максимальным в течение всего орбитального периода, рассчитаем расстояние между аккреционными дисками первичного и вторичного компонента в периастре в предположении, что размер аккреционного диска за половину орбитального периода изменился мало. Для определения размера аккреционных дисков в апоастре воспользуемся различными аналитическими оценками.

2. Размеры аккреционных дисков

Первые оценки максимального размера аккреционных дисков были выполнены [6], однако расчеты были произведены численно и результаты доступны для ограниченного набора значений отношений масс q . Аналитическое выражение, аппроксимирующее эмпирическую зависимость $r_{d,1}(q)$ из работы [6], можно найти в [7]:

$$\frac{r_{d,1}(q)}{A} = \frac{0.6}{q+1} \quad 0.03 < q < 1, \quad (1)$$

где $r_{d,1}$ — радиус аккреционного диска первичного компонента, A — межкомпонентное расстояние в двойной системе с круговой орбитой.

Оценка (1) была сделана только для первичного компонента в полуразделенной двойной системе и в представленном виде не применима для оценки размера аккреционного диска вторичного компонента в разделенной двойной звезде. Для оценки размера вторичного аккреционного диска сделаем предположение, что отношение r_d/r_L одинаково для обоих компонентов системы (r_L — эффективный радиус полости Роша соответствующего компонента системы), т.е.

$$\frac{r_{d,1}}{r_{L,1}} = \frac{r_{d,2}}{r_{L,2}}, \quad (2)$$

где $r_{L,1} = r_L(q)$ и $r_{L,2} = r_L(q^{-1})$ и воспользуемся аналитической оценкой $r_L(q)$ из работы [8]:

$$\frac{r_L(q)}{A} = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} \quad 0 < q < \infty. \quad (3)$$

С учетом сделанного предположения, можно записать

$$r_{d,2} = r_{d,1} \frac{r_L(q^{-1})}{r_L(q)}. \quad (4)$$

Аналогичный подход используется в работе [9], где предлагается оценка размеров аккреционных дисков с учетом эксцентриситета орбиты

$$r_d = r_L \times 0.733(1 - e)^{1.2} q^{0.07}, \quad (5)$$

при этом размеру диска в апоастре соответствует значение r_d при $e = 0$, а с учетом ненулевого эксцентриситета орбиты выражение (5) дает оценку минимального размера диска в периастре.

Для двойной системы с эллиптической орбитой с эксцентриситетом e межкомпонентное расстояние в апоастре равно $A_{\max} = a(1 + e)$, а в периастре равно соответственно $A_{\min} = a(1 - e)$, где a — большая полуось орбиты. Подставляя в выражения для оценки размеров дисков $A = A_{\max}$ запишем расстояние между аккреционными дисками компонентов в периастре

$$R_{\min} = A_{\min} - r_{d,1} - r_{d,2}. \quad (6)$$

Вычислив значения R_{\min} для всего пространства параметров (q, e) , где $q \in (0, 1]$ и $e \in [0, 1)$, мы можем определить области, в которых происходит столкновение аккреционных дисков в периастре, этим областям будут соответствовать отрицательные значения R_{\min} . Помимо эффективного радиуса полости Роша мы использовали в качестве величины r_L расстояние до ближайшей точки поверхности полости Роша в плоскости орбиты \tilde{r}_L (определялось численно), что дало еще одну, более консервативную оценку радиусов аккреционных дисков.

3. Результаты

Междисковые расстояния в периастре R_{\min} были рассчитаны различными способами, исходя из возможных комбинаций вышеприведенных оценок. Всего было рассчитано семь вариантов:

1. Радиус каждого диска считался равным расстоянию до поверхности полости Роша ($r_d = \tilde{r}_L$);
2. Радиусы дисков определялись из выражений (1), (2), вместо r_L использовался \tilde{r}_L ;
3. Радиусы дисков определялись из выражений (1), (2), r_L определялся из (3);
4. Радиусы дисков определялись из выражений (5), (2), вместо r_L использовался \tilde{r}_L , эксцентриситет не учитывался ($e = 0$);
5. Радиусы дисков определялись из выражений (5), (2), r_L определялся из (3), эксцентриситет не учитывался ($e = 0$);
6. Радиусы дисков определялись из выражений (5), (2), вместо r_L использовался \tilde{r}_L , с учетом эксцентриситета;
7. Радиусы дисков определялись из выражений (5), (2), r_L определялся из (3), с учетом эксцентриситета;

На рис. 1 показаны границы областей положительных и отрицательных значений междискового расстояния в периастре R_{\min} для различных вариантов определения размеров аккреционных дисков. Знак величины R_{\min} обозначен символами «+» и «-» рядом с соответствующей линией $R_{\min} = 0$. Для вариантов 6,7 расстояние R_{\min} всегда положительно, такие диски не пересекаются, что выглядит логичным, т.к. учет эксцентриситета в (5) фактически дает ограничение на размер остаточного диска после прохождения периастра. Все остальные оценки радиусов аккреционных дисков допускают столкновение в достаточно большой области параметров (q, e).

Двойных звезд Т Тельца с определенным отношением масс и эксцентриситетом орбиты очень немного, параметры наиболее известных систем приведены в табл. 1. Очевидно, этого количества недостаточно, чтобы говорить о статистических закономерностях, но тем не менее, можно очертить границы этой небольшой популяции в пространстве параметров (q, e) и сравнить с областью перекрытия дисков, определяемой отрицательными значениями R_{\min} . Положение двойных звезд из табл. 1 также показано на диаграмме (q, e) на рис. 1.

4. Заключение

Из сравнения областей перекрытия аккреционных дисков в периастре с параметрами двойных звезд можно сделать следующие выводы:

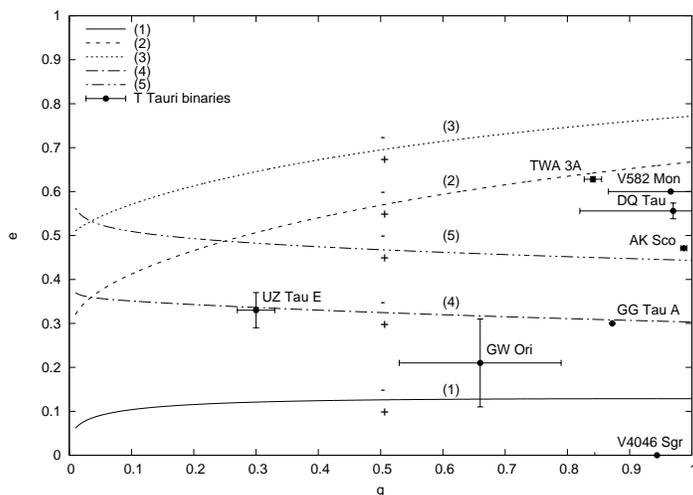


Рис. 1: Границы областей положительных и отрицательных значений междискового расстояния в периастре R_{\min} для различных оценок размеров аккреционных дисков. Знак величины R_{\min} обозначен символами «+» и «-» рядом с соответствующей линией $R_{\min} = 0$. Отрицательные значения соответствуют области пространства параметров (q, e) , при которых из геометрической модели следует возможность столкновения аккреционных дисков в периастре. Точками с интервалами отмечены значения и погрешности определения параметров q, e двойных звезд, перечисленных в табл. 1.

Во-первых, геометрическая модель столкновения дисков для большей части оценок размера аккреционных дисков согласуется с наблюдениями (наличие вспышек в TWA 3A, AK Sco, UZ Tau E и отсутствие выраженной активности в V4046 Sgr). Во-вторых, аналитические оценки размеров аккреционных дисков имеют очень большой разброс, часть оценок слишком консервативна (2,3), они показывают наличие запаса по междисковому расстоянию для систем, в которых происходит столкновение дисков. Оценки (4,5) дают смешанный результат, но уже допускают геометрическое пересечение дисков для AK Sco и UZ Tau E. Граница области взаимодействующих дисков ($R_{\min} < 0$) располагается, вероятно, ближе к системам GW Ori и GG Tau A.

Таблица 1: Отношения масс q и эксцентриситеты e некоторых наиболее изученных двойных звезд типа Т Тельца.

Двойная звезда	q	δq	e	δe	Ссылка
UZ Tau E	0.3	± 0.03	0.33	± 0.04	[4]
AK Sco	0.987	± 0.005	0.4712	± 0.002	[10]
DQ Tau	0.97	± 0.15	0.556	± 0.018	[11]
TWA 3A	0.841	± 0.014	0.628	± 0.006	[12]
V4046 Sgr	0.944	± 0.1	0.0	–	[13]
GG Tau A	0.872	–	0.3	–	[14]
GW Ori	0.66	± 0.13	0.21	± 0.1	[15]
V582 Mon	0.966	± 0.1	0.6	–	[16]

Список литературы

1. A. I. Gómez de Castro, J. López-Santiago, A. Talavera, A. Y. Sytov, and D. Bisikalo, *ApJ*, **766**, 62, 2013.
2. A. I. Gómez de Castro, R. O. P. Loyd, K. France, A. Sytov, and D. Bisikalo, *ApJL*, **818**, L17, 2016.
3. E. L. N. Jensen, S. Dhital, K. G. Stassun, J. Patience, W. Herbst, F. M. Walter, M. Simon, and G. Basri, *AJ*, **134**, 241, 2007.
4. D. R. Ardila, C. Johns-Krull, G. J. Herczeg, R. D. Mathieu, and A. Quijano-Vodniza, *ApJ*, **811**, 131, 2015.
5. A. Y. Sytov and A. M. Fateeva, *INASAN Proceedings*, **3**, 212, 2019.
6. B. Paczyński, *ARA&A*, **9**, 183, 1971.
7. B. Warner, *Cambridge Astrophysics Series*, **28**, 1995.
8. P. P. Eggleton, *ApJ*, **268**, 368, 1983.
9. B. Pichardo, L. S. Sparke, and L. A. Aguilar, *MNRAS*, **359**, 521, 2005.
10. S. H. P. Alencar, C. H. F. Melo, C. P. Dullemond, J. Andersen, C. Batalha, L. P. R. Vaz, and R. D. Mathieu, *A&A*, **409**, 1037, 2003.
11. B. M. Tofflemire, R. D. Mathieu, D. R. Ardila, R. L. Akeson, D. R. Ciardi, C. Johns-Krull, G. J. Herczeg, and A. Quijano-Vodniza, *ApJ*, **835**, 8, 2017.
12. B. M. Tofflemire, R. D. Mathieu, G. J. Herczeg, R. L. Akeson, and D. R. Ciardi, *ApJL*, **842**, L12, 2017.
13. G. R. Quast, C. A. O. Torres, R. de La Reza, L. da Silva, and M. Mayor, in *IAU Symposium, IAU Symposium*, volume 200, 28 (2000).
14. A. F. Nelson and F. Marzari, *ApJ*, **827**, 93, 2016.
15. L. Prato, D. Ruíz-Rodríguez, and L. H. Wasserman, *ApJ*, **852**, 38, 2018.
16. R. A. Aronow, W. Herbst, A. M. Hughes, D. J. Wilner, and J. N. Winn, *AJ*, **155**, 47, 2018.

Перетекание струи из точки L_1 через край аккреционного диска в полуразделенных двойных системах

Кайгородов П.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В работе рассматриваются возможные наблюдательные проявления процесса перетекания части струи из внутренней точки Лагранжа через край аккреционного диска в полуразделенных двойных системах. Показано, что для системы с соотношением масс $q = 0.6$ перетекание вещества через край диска носит сложный характер — струя разделяется на несколько потоков, сталкивающихся с диском на различных радиусах. В статье приведены результаты трехмерных расчетов и построенная на их основе синтетическая доплеровская томограмма, на которой отмечены точки, где возможно увеличение яркости, связанное с процессом перетекания струи через край диска.

Stream-disk overflow in semidetached binaries

Kaygorodov P.V.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The paper discusses possible observational manifestations of the stream from the inner Lagrange point overflowing the edge of the accretion disk in semidetached binaries. It is shown that for a system with a mass ratio $q = 0.6$, the stream-disk overflow produces complex flow structure: the stream is divided into several smaller flows colliding with the disk at different radii. The paper presents the results of three-dimensional gasdynamic modelling and a synthetic Doppler tomogram based on the modelling results, where possible locations of bright spots, associated with the process of stream-disk overflow are noted.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.035

1. Введение

Двойные звезды, содержащие звезду-донор, заполняющую свою полость Роша, и компактный аккректор, окруженный аккреционным диском, представляют большой интерес, так как энерговыделение в них происходит не только на поверхности звезд, но и в околозвездном пространстве. Благодаря этому полуразделенные звезды отличаются разнообразием наблюдательных проявлений, для интерпретации которых необходимо построение детальных моделей аккреционных те-

чений. В работах [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7] было показано, что взаимодействие вещества из внутренней точки Лагранжа L_1 с краем аккреционного диска в полуразделенных двойных звездах носит безударный характер и приводит к образованию «горячей линии» — протяженной ударной волны на краю диска. В работе [8] было отмечено, что вещество околодискового гало в области «горячей линии» испытывает сжатие, двигаясь между плотной струей из L_1 и краем аккреционного диска, что приводит к расширению газа в вертикальном направлении. Далее, двигаясь по инерции, газ продолжает расширяться и сжиматься, что может рассматриваться, как колебательный процесс. Как было показано в работе [9], данный колебательный процесс приводит к возникновению стоячей волны на краю аккреционного диска, причем наибольшую амплитуду данная волна будет иметь при отношении масс системы $q = 0.6$. В работах [9, 10] также было показано, что при этом отношении масс также возникают благоприятные условия для перетекания части вещества струи из точки L_1 через край аккреционного диска, так как в месте, где она подходит к диску, стоячая волна имеет минимум при данном отношении масс. Также в работе [11] было показано, что вертикальные колебания в аккреционном диске не локализованы на его периферии, но затрагивают существенную часть диска.

В данной работе будут рассмотрены возможные наблюдательные проявления, сопровождающие перетекание вещества через край аккреционного диска.

2. Результаты моделирования

Представленные в работе результаты получены путем трехмерного численного моделирования газодинамики для системы, состоящей из заполняющей свою полость Роша звезды-донора с массой $0.6 M_\odot$ и аккретора с массой $1.0 M_\odot$. Большая полуось системы была взята равной $1.0 R_\odot$, что соответствует периоду $P_{\text{orb}} \sim 2.2$ часа. Орбита предполагалась круговой, массы компонентов считались сосредоточенными в центрах звезд. Расчеты проводились на сетке с разрешением $184 \times 184 \times 52$ ячейки, сгущающейся при приближении к экваториальной плоскости. Так как задача является симметричной относительно плоскости орбиты, вычисления проводились только в половине пространства для $z \geq 0$. В центре счетной области располагалась звезда-аккретор, а на ее левой границе находилась точка L_1 , где было задано втекание вещества. В работе применялась численная схема Poy с TVD-поправками Ошера и энтропийной поправкой Эйн-



Рис. 1: Трехмерная изоповерхность плотности и линии тока в диске полуразделенной двойной системы.

фельдта. Используемая численная модель подробно была описана в работах [6, 7, 10].

На рис. 1 показана полупрозрачная изоповерхность плотности для $\rho = 5 \cdot 10^{-13}$ г/см³. Внутри изоповерхности показаны линии тока, начинающиеся в струе, вблизи точки L_1 . Как видно из рисунка, линии тока разделяются на три семейства. Первое семейство линий переходит во внешнюю часть аккреционного диска, пройдя через протяженную ударную волну на его границе. Второе семейство линий переваливает через край аккреционного диска и оказывается примерно в середине, между краем диска и его центром. Третье семейство линий проходит еще дальше и сталкивается с диском недалеко от его центра.

На рис. 2 показана синтетическая доплеровская томограмма, построенная по результатам расчета. Данная томограмма получена отображением плотности на пространство скоростей. Скорости на рис. 2 указаны в км/сек, цветом показана плотность в логарифмическом

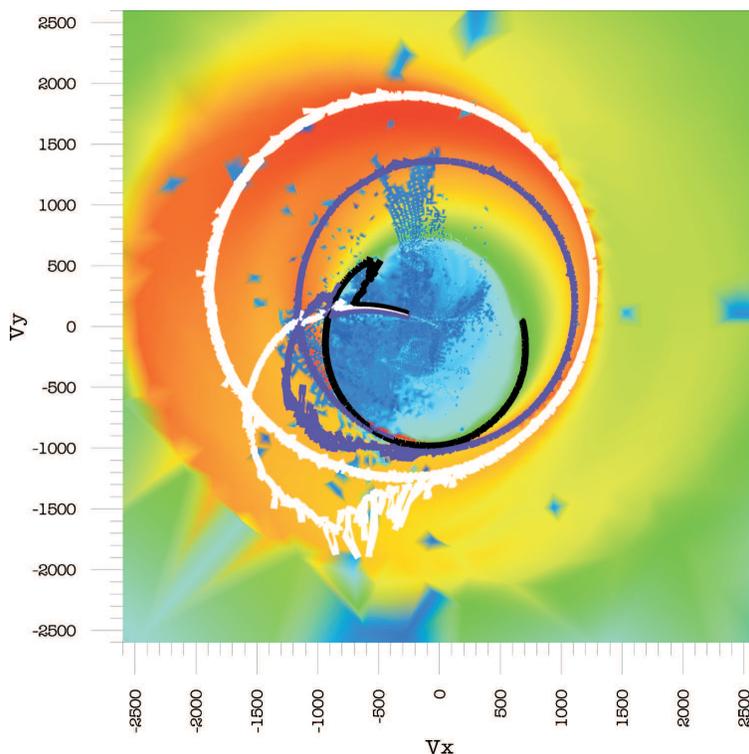


Рис. 2: Синтетическая доплеровская томограмма. Цветом показано логарифмическое распределение плотности, скорости на осях указаны в км/сек. Черным цветом показаны линии тока, соответствующие траекториям линий на рис. 1

масштабе. На томограмме видна несколько ассиметричная кольцеобразная структура — отображение аккреционного диска. Ассиметрия в данном случае вызвана, в основном, эллиптичностью диска, полученного при моделировании. Также на томограмме показаны траектории линий тока из рис. 1, отображенные на пространство скоростей. Для удобства взяты три линии тока, принадлежащие разным семействам, при этом они показаны разными цветами — черным (линии, сразу переходящие в диск), белым (переходящие в диск наиболее близко к центру), а также серым (фиолетовым в электронной версии) — промежуточное семейство. При этом семейство линий, переходящих на

внешнюю границу диска, оказывается во внутренних частях томограммы, так как диск имеет наименьшую скорость на периферии.

На рис. 2 можно отметить область, где струя из точки L_1 испытывает первое столкновение с диском — $V_x \sim -500, V_y \sim 0$ км/сек. Резкий излом соответствует скачку скоростей на «горячей линии». Линии второго семейства, показанные серым (фиолетовым в электронной версии) цветом проходят через скачок скорости в области $V_x = -1500 \dots 0, V_y = -1500 \dots -1000$ км/сек. Это соответствует области, где струя сталкивается с утолщением диска, вызванным существованием в нем прецессионной волны плотности [12, 10]. Третье семейство линий, отмеченное на томограмме белым цветом, испытывает скачок в диапазоне скоростей $V_x = -1500 \dots 0, V_y \sim -1500$ км/сек. Физически области скачков довольно компактны, но сильно размазываются на томограмме, так как происходит переход между течениями с большой разницей скоростей.

3. Заключение

Наблюдение за линиями тока подтверждает вывод о том, что вещество струи из точки L_1 сложным образом взаимодействует с краем аккреционного диска. В то время как большая его часть переходит в диск непосредственно в области его взаимодействия со струей, существуют потоки, попадающие далеко во внутренние части диска, огибая его с двух сторон. Возможным наблюдательным проявлением этого процесса могло бы быть увеличение яркости, видимое на доплеровских томограммах в зонах столкновения вещества с внутренними частями диска. Однако, как показывает анализ синтетической доплеровской томограммы, проведенный в данной работе, область взаимодействия этого вещества с диском оказывается размазана по довольно большой области в пространстве скоростей. Учитывая, что во внутренние части диска попадает сравнительно небольшое количество вещества (порядка нескольких процентов, согласно [10]), можно ожидать, что на томограмме эта область не будет заметно выделяться. Таким образом, наблюдательные проявления процесса перетекания струи через край аккреционного диска, вероятно, следует искать иным образом, например, по излучению вещества движущегося над диском, подсвеченного излучением звезды-аккретора.

Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатов-

ский институт», <http://ckp.nrcki.ru/>, а также вычислительных средств МСЦ РАН.

Список литературы

1. K. Sawada and T. Matsuda, *MNRAS*, **255**, 17P, 1992.
2. D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, O. V. Kuznetsov, and V. M. Chechetkin, *Astron. Rep.*, **41**, 794, 1997.
3. D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, O. A. Kuznetsov, T. S. Khruzina, A. M. Cherepashchuk, and V. M. Chechetkin, *Astron. Rep.*, **42**, 33, 1998.
4. D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, V. M. Chechetkin, O. A. Kuznetsov, and D. Molteni, *MNRAS*, **300**, 39, 1998.
5. M. Makita, K. Miyawaki, and T. Matsuda, *MNRAS*, **316**, 906, 2000.
6. A. A. Boyarchuk, D. V. Bisikalo, O. A. Kuznetsov, and V. M. Chechetkin, *Mass transfer in close binary stars*.
7. D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, P. V. Kaigorodov, and O. A. Kuznetsov, *Astron. Rep.*, **47**, 809, 2003.
8. D. V. Bisikalo, P. V. Kaigorodov, A. A. Boyarchuk, and O. A. Kuznetsov, *Astron. Rep.*, **49**, 701, 2005.
9. P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and E. P. Kurbatov, *Astron. Rep.*, **61**, 639, 2017.
10. P. V. Kaigorodov and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **62**, 774, 2018.
11. P. V. Kaigorodov and D. V. Bisikalo, in *A.A. Boyarchuk Memorial Conference*, 180–185 (2018).
12. D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, P. V. Kaigorodov, O. A. Kuznetsov, and T. Matsuda, *Astron. Rep.*, **48**, 449, 2004.

Метод построения синтетической кривой блеска затменных поляр

Соболев А.В., Жилкин А.Г., Бисикало Д.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Синтез кривой блеска должен учитывать такие особенности двойной звезды, как наличие взаимного затмения компонентов, прогрев поверхности оптической звезды рентгеновским излучением горячего пятна, формирование горячих пятен в области аккреции вещества. При вычислении интегрального потока излучения учитывается его поглощение и рассеяние, которое определяется распределением вещества в расчетной области.

Method of constructing a synthetic light curve for eclipsed polars

Sobolev A.V., Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The synthesis of the light curve should take into account such features of a binary star as the presence of a mutual eclipse of the components, the heating of the surface of the optical star by X-ray radiation of a hot spot, the formation of hot spots in the region of accretion of matter. When calculating the total radiation flux, its absorption and scattering are taken into account, which is determined by the distribution of matter in the calculated region.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.036

1. Введение

Синтез кривых блеска служит одним из методов исследования тесных двойных систем. Наряду с трехмерным численным моделированием он позволяет оценить правильность построенной модели двойной системы. В предлагаемом ниже способе синтеза кривых блеска мы объединили достоинства обоих методов, в качестве некоторых входных данных для построения кривых используются выходные параметры численной модели. Основа применяемого алгоритма синтеза взята из работы [1], который затем несколько модифицирован в части геометрических построений.

При построении синтетических кривых блеска необходимо учитывать ряд особенностей наблюдательных кривых. Одна из них связана

с переменностью темпа массообмена, которая вызывает соответствующее изменение темпа аккреции вещества и общего видимого блеска системы. С вариацией темпа массообмена также связано явление дрейфа горячего пятна и изменение его площади. На кривой блеска это выражается в смещении главного максимума по орбитальной фазе и расширении фазовой области пятна. Уровень рентгеновского излучения из области аккреции вещества способствует существенному прогреву поверхности донора, обращенной к аккретору. Этот эффект приводит к тому, что на кривой блеска вместо вторичного минимума, когда первичный компонент закрывает от наблюдателя часть поверхности донора, возникает вторичный максимум, но менее интенсивный по отношению к главному. В высоких состояниях системы удлиняется баллистическая часть струи, благодаря чему на определенной фазе оптически толстая струя закрывает от наблюдателя горячее пятно. Это приводит к появлению провала перед главным минимумом на кривой блеска.

2. Синтез кривой блеска

Исходными параметрами для построения суммарной кривой блеска двойной системы являются следующие: массы аккретора и донора M_a и M_d , эффективные температуры поверхности T_a и T_d и радиусы звезд R_a и R_d , характеристики орбиты — большая полуось A и наклонение i . Кроме того, необходимо задать ряд величин, относящихся к расчетной области.

Для донора форма и размеры звезды определяются из уравнения эквипотенциальной поверхности, включающей точку Лагранжа L_1 [2]:

$$\Phi(x, y, z) = \Phi(L_1) \quad (1)$$

где Φ — потенциал Роша.

Введем прямоугольную систему координат (x, y, z) с началом в центре масс белого карлика (центре сферы радиуса R_a) (рис. 1). Поверхность каждой звезды необходимо разбить на элементарные площадки. Координаты и площадь каждой площадки определяются углами θ и φ , а также расстоянием от центра звезды до данной площадки [1], где θ — полярный угол, который отсчитывается от северного полюса звезды, φ — азимутальный угол, отсчитываемый от положительного направления оси x против часовой стрелки.

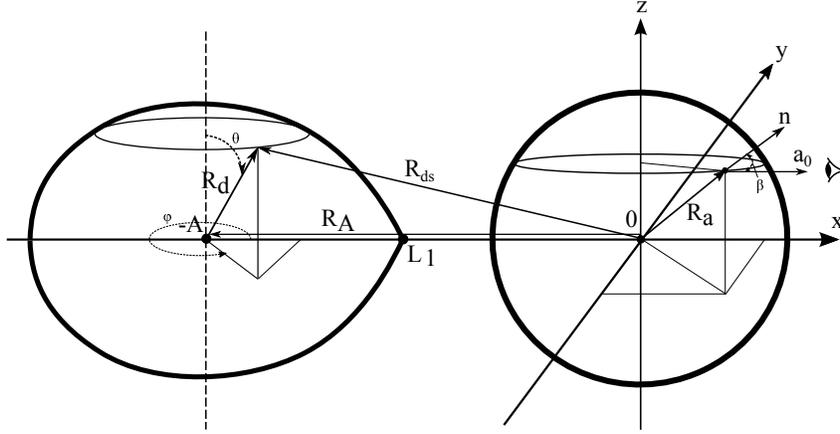


Рис. 1: Схема, поясняющая методику расчета кривых блеска.

Температура донора \tilde{T}_d с учетом его прогрева рентгеновским излучением первичного компонента оценивается по формуле [1]:

$$\tilde{T}_d = \sqrt[4]{T_d^4 + \frac{\kappa L_x \cos \alpha}{4\pi\sigma d^2}} \quad (2)$$

где T_d — эффективная температура, d — расстояние от площадки на поверхности донора до горячего пятна, α — угол между нормалью к площадке и направлением на пятно, σ — постоянная Стефана-Больцмана, L_x — рентгеновская светимость горячего пятна, κ — коэффициент переработки рентгеновского излучения в тепло в оболочке донора. Для красных карликов коэффициент κ близок к единице.

Распределение температуры по поверхности аккретора с учетом горячих пятен:

$$T_a = \sqrt[4]{T_{\text{eff}}^4 + F/\sigma}, \quad (3)$$

где плотность потока энергии в точке аккреции

$$F = -\rho \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} (\varepsilon + \mathbf{v}^2/2 + P/\rho). \quad (4)$$

Здесь ρ — плотность вещества, \mathbf{n} и \mathbf{v} — векторы внешней нормали к поверхности аккретора и скорости аккреции вещества, ε — энергия потока вещества, и P — давление. Значения плотности, энергии, скорости и давления для любой ячейки расчетной области, в том числе и

для окрестности горячего пятна, берутся из результатов трехмерного расчета.

Теперь можно оценить интегральный поток излучения F_ν от каждой звезды в диапазоне частот от ν_{\min} до ν_{\max} :

$$F_\nu = \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} B_\nu(T) \cos \beta dS \quad (5)$$

где $B_\nu(T)$ — функция Планка, β — угол между единичными векторами нормали к площадке на поверхности звезды \mathbf{n} и луча зрения \mathbf{a}_0 , dS — площадь площадки. Функция Планка $B_\nu(T)$ для заданной частоты излучения ν и температуры поверхности T записывается в виде

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)^{-1}, \quad (6)$$

где h — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана, c — скорость света.

Для затменных систем при вычислении интегрального потока от каждой компоненты необходимо учесть видимость площадок наблюдателем и моменты ее затмения соседней звездой. Видимость площадок звезд в данной фазе орбитального периода определяется из условий: 1) если величина $\cos \beta$ в формуле (5) положительна, то площадка видна наблюдателю и для нее вычисляется поток излучения; 2) если $\cos \beta$ отрицателен, то площадка не видна, и поток от нее равен нулю.

Затмение площадки соседним компонентом определялось следующим способом. Из данной площадки построим прямую вдоль луча зрения, заданную параметрическим уравнением [3]

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \mathbf{a}_0 t. \quad (7)$$

Здесь \mathbf{r}_0 — начальный вектор прямой (на рис. 1 для аккретора это \mathbf{R}_a , для донора — \mathbf{R}_{ds}), а \mathbf{a}_0 — вектор луча зрения. Координаты вектора \mathbf{a}_0 задаются углами наклона орбиты i и орбитального поворота системы ξ :

$$\mathbf{a}_0 = (-\sin i \cos \xi, \sin i \sin \xi, \cos \xi), \quad (8)$$

где угол i отсчитывается от плоскости, перпендикулярной лучу зрения, а ξ — в направлении поворота системы против часовой стрелки. Начальная (нулевая) фаза соответствует такому положению системы, при котором отрицательное направление оси x точно совпадает

с направлением на наблюдателя. Теперь подставим координаты произвольной точки прямой (x, y, z) в уравнение затмевающей звезды (для донора это выражение (1), для аккретора — уравнение сферы радиусом R_a). Если затмение имеет место, то полученное уравнение будет иметь хотя бы один корень относительно параметра t . В случае отсутствия решения затмения не происходит.

Величина интегрального потока, вычисленная по формуле (5), является «чистой» оценкой, поскольку не учитывает поглощение лучистой энергии на пути следования луча от поверхности звезды до наблюдателя. В данной модели мы не будем рассматривать межзвездное поглощение, а рассчитаем только эффект поглощения и рассеяния внутри расчетной области.

При расчете поглощения будем учитывать только свободно-свободные переходы электронов в поле протона, так как водородное вещество в системе находится в ионизованном состоянии, и связанные переходы при поглощении излучения имеют малый эффект. Также не будет учитываться поглощение отрицательными ионами водорода.

Итак, расчет поглощения выполним на основе формулы для коэффициента поглощения на свободных электронах, взятой из [4]:

$$\alpha_\nu = \frac{n_p n_e 16 \pi^2 e^6 k T}{\nu^3 c h (6 \pi m_e k T)^{3/2}} \quad (9)$$

где n_p и n_e — концентрации протонов и электронов, e — заряд электрона, T — температура, ν — частота излучения. В полностью ионизованной водородной плазме $n_p = n_e = \rho / (m_p + m_e)$, где ρ — плотность вещества, m_p и m_e — масса протона и электрона соответственно.

Оценка эффекта рассеяния в модели выполнялась согласно формуле Томсона для коэффициента рассеяния на свободных электронах, также взятой из [4]:

$$\sigma = \sigma_0 n_e \quad (10)$$

где σ_0 — постоянная Томсона. Интегральное действие эффектов поглощения и рассеяния оценим с помощью оптической толщины τ слоя вещества на пути прохождения луча из следующего выражения:

$$\tau = \int_{t_0}^t (\alpha_\nu + \sigma) dt \quad (11)$$

Пределы интегрирования t_0 и t выбираются таким образом. Часть прямой вдоль луча зрения, выходящей из площадки на поверхности

звезды, делится на некоторое количество отрезков. Длина каждого отрезка равна шагу dt , который обычно соответствует минимальному размеру ячейки расчетной области. Тогда t_0 отстоит от площадки на расстоянии dt , а t — точка прямой, соответствующая границе расчетной области.

Интегральный поток излучения с учетом поглощения и рассеяния будет определяться выражением:

$$F_\nu = F_0 e^{-\tau}. \quad (12)$$

Здесь F_0 — поток, вычисленный по формуле (4).

3. Заключение

В данной работе изложена методика построения синтетических кривых блеска для затменных полярных звезд. Она позволяет моделировать эффекты наблюдательных кривых блеска и наряду с численным трехмерным расчетом представлять модель исследуемой двойной системы. При построении синтетических кривых учитываются моменты взаимного затмения звезд, а также эффекты поглощения и рассеяния излучения внутри расчетной области. В дальнейшем предложенный метод будет использоваться нами для синтеза кривых блеска затменного полярного звезды V808 Aur.

Список литературы

1. А. М. Черепашчук, *Close binary stars. Volume I* (2013).
2. D. V. Bisikalo, A. G. Zhilkin, and A. A. Boyarchuk, *Gas Dynamics of close binary stars* (2013).
3. А. В. Погорелов, *Analytical geometry* (2005).
4. V. V. Sobolev, *Cours of theoretical astrophysics* (1985).

Звезды и звездная эволюция

Активность звезд солнечного типа в скоплении М67

Саванов И.С.¹, Дмитриенко Е.С.²

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

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

По результатам наблюдений миссии «Kepler» (K2) выполнен анализ переменности блеска и определена запытенность поверхности 98 объектов из скопления М67, возраст которого сопоставим с возрастом Солнца. Анализируя периоды вращения и площади пятен на поверхности звезд, мы изучили проявления активности у 4 звезд солнечного типа. Величины указанных параметров хорошо согласуются с солнечными значениями, что может свидетельствовать о достоверности оценки возраста скопления М67 (5.4 ± 0.2 млрд. лет).

Solar-type stars activity in M67 cluster

Savanov I.S.¹, Dmitrienko E.S.²

¹*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

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

On the base of the observations of the Kepler mission (K2) we perform an analysis of the brightness variability of 98 objects from the M67 cluster with age which is comparable to the age of the Sun. Analyzing the periods of rotation and the area of spots on the surface of stars we studied the manifestations of activity in 4 solar-type stars. The values of these parameters are in good agreement with the solar values, which may indicate the reliability of the estimate of the age of the M67 cluster (5.4 ± 0.2 billion years).

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.037

1. Введение

Космическая миссия «Kepler» и ее продолжение K2 предоставили широкие возможности к изучению кривых блеска звезд скоплений разного возраста (Плеяды, М35, Гиады, Ясли и других). Полученные данные высокой фотометрической точности являются базой для проведения исследования эволюции вращения звезд этих скоплений. По наблюдениям миссии K2 авторы серии статей [1, 2, 3] проанализировали кривые переменности блеска порядка сотни звезд из скопления

М67 (возраст около 5.4 млрд. лет) с целью изучения эволюции их углового момента. С учетом результатов выполненных ранее работ, в [3] на основе наблюдений миссии К2 было проведено исследование переменности блеска для 98 объектов из скопления М67, представляющего особый интерес при изучении рассеянных скоплений вследствие того, что возраст этого скопления сопоставим с возрастом Солнца.

2. Объекты исследования в скоплении М67

В нашем анализе мы рассмотрели все 98 звезд из табл. 1 [3] и определили для них величину параметра запятненности S (доли поверхности звезды, покрытой пятнами), придавая в дальнейшем особое внимание объектам, близким по своим характеристикам к Солнцу. Выполненная работа является частью общего исследования, которое позволит ответить на вопросы о том, как активность Солнца менялась со временем и как она соотносится со свойствами более молодых звезд с массами, близкими к $1M_{\odot}$.

Исследования звезд солнечного типа (солнечных аналогов) в скоплении М67 выполнялись уже неоднократно. Обзор этих работ можно найти, например, в [1, 2, 3]. Наиболее детальный спектральный анализ по наблюдениям с высоким разрешением с помощью спектрографа FLAMES-UVES был выполнен для солнечного аналога — звезды S770 (М67-1194, EPIC 211411531) [4].

Авторы [5] выделили в М67 в качестве солнечных аналогов 10 звезд, однако по заключению в [3] два объекта из этого списка являются двойными системами, и лишь для одной из 10 звезд (EPIC 211400500) по фотометрическим наблюдениям с К2 была установлена вращательная модуляция блеска с амплитудой в 1.08 mmag. Кроме того, автор [3] выделил дополнительно 32 звезды, которые можно рассматривать в качестве солнечных аналогов. Среди них 9 звезд имеют переменность блеска с периодами, близкими либо к 23–27 суткам, либо к половинному значению в 14–15 суток (в ряде случаев пик с половинным периодом является доминирующим). По мнению [3] наиболее близкой по своим параметрам к EPIC 211411531 может быть звезда EPIC 211411477.

В [3] к числу солнечных аналогов скопления М67 был добавлен объект EPIC 211378792, также близкий по параметрам к EPIC 211411531 (согласно [3] период его вращения составляет 22.6 суток). Еще два объекта, рассмотренные в [3], скорее всего следует исключить из числа солнечных аналогов, поскольку значение их показателя

цвета $(B - V) = 0.78$ указывает на более низкую, чем у Солнца, эффективную температуру, а их периоды вращения близки к 33 суткам.

Как и в наших предшествующих работах [6, 7, 8], цель настоящего исследования состоит в получении для звезд скопления М67 оценок параметров S (доли видимой поверхности звезды, занимаемой пятнами) и A (доли поверхности звезды, занимаемой пятнами и выраженной в миллионных долях площади поверхности Солнца), характеризующих их магнитную активность. Использование параметра A наиболее целесообразно при изучении звезд солнечного типа скопления М67 для проведения их непосредственного сопоставления со свойствами запятненности поверхности Солнца.

3. Пятна на поверхности звезд скопления М67

В качестве первого шага нашего исследования мы выполнили оценки величин параметра запятненности S поверхности звезд по их фотометрическим наблюдениям согласно данным табл. 1 из [3], по методике, использованной ранее в [6, 7, 8]. При ее реализации мы применяли данные, основанные на вычислениях с моделями атмосфер из сеток Куруца. Методика позволяет установить амплитуду изменения S максимально запятненного полушария звезды по сравнению с противоположным и дает нижнюю границу величины запятненности при отсутствии информации об уровне блеска звезды без пятен на ее поверхности (часто за него берется блеск звезды в наиболее ярком состоянии в течение всего интервала наблюдений). Очевидно, что при этом мы имеем дело с нижней оценкой величины параметра S .

Кроме того, в последнем нашем исследовании [9] мы применили еще один способ определения параметра S , при котором используются простые соотношения из [10], позволяющие оценить кривую переменной блеска вращающейся звезды, вызванную наличием холодных пятен на ее поверхности. Согласно модели [10], в случае пятен малого размера фиксированной круглой формы радиуса δ , без учета эффекта потемнения к краю диска уменьшение блеска звезды равно

$$F(t) = f \max(\cos(\beta(t)), 0),$$

где $f = 2(1 - c)(1 - \cos(\delta))$, c — контраст между излучением пятна и спокойной фотосферы, $\beta(t)$ — угол между нормалью к плоскости пятна и лучем зрения, t — время. Величина f представляет интересующее нас ослабление блеска звезды в случае, когда пятно находится в центре диска. Отметим, что с математической точки зрения данный

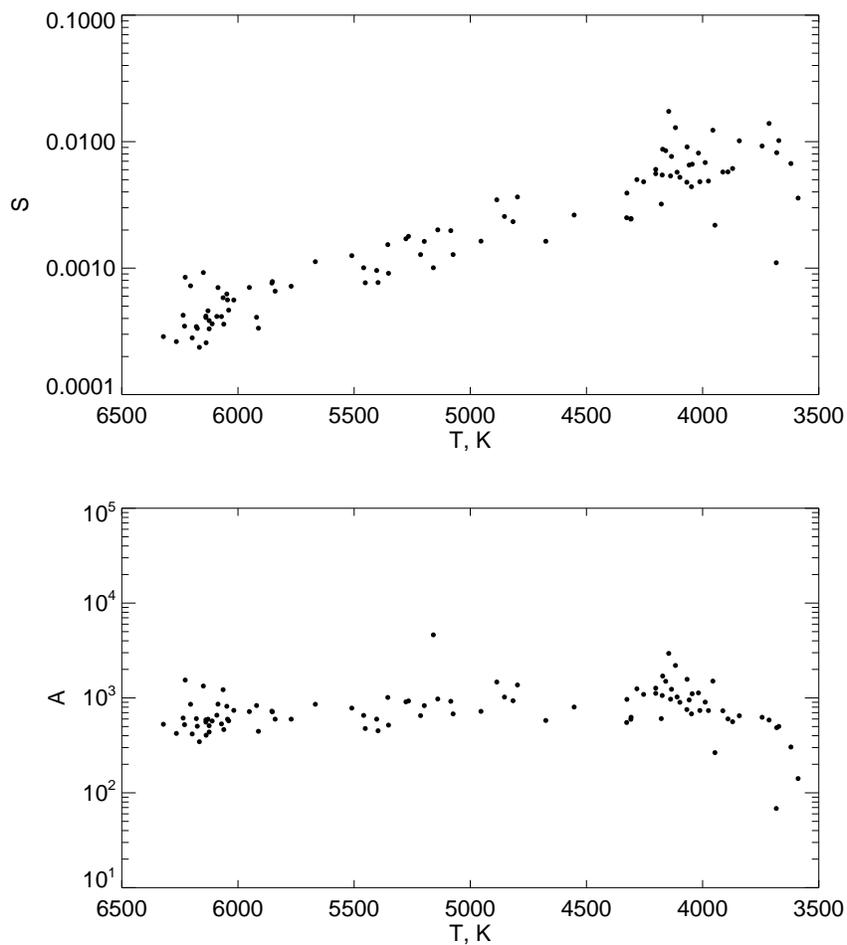


Рис. 1: Вверху: зависимость запятненности S от эффективной температуры T_{eff} для 98 объектов скопления М67 из [3] (табл. 1). Внизу: зависимость от эффективной температуры параметра A (в единицах м.д.п.).

формализм практически соответствует примененному нами ранее методу из [6, 7, 8] при условии, что мы задаем температуры фотосферы и пятна и рассматриваем данные только для одного фильтра. Принимая в формулах [10] величину s , рассчитанную по моделям атмосфер,

мы нашли оценки площади пятен, полностью совпадающие с получаемыми нами ранее по методике [6, 7, 8]. Наконец, располагая данными о радиусах рассматриваемых объектов (мы взяли их согласно каталогу MAST (<http://archive.stsci.edu/k2>)), можно получить оценки параметра A .

На рис. 1 для 98 объектов из скопления М67 из [3] (табл. 1) приведены зависимости от эффективной температуры величин параметров S и A (в единицах м.д.п.) (верхняя и нижняя диаграммы, соответственно).

Оба графика демонстрируют проявление более низкой активности у горячих звезд скопления по сравнению с холодными, что особенно заметно в случае параметра S . Для холодных карликов скопления его величина достигает порядка 1% видимой площади поверхности звезды. Однако с учетом изменения радиусов исследуемых звезд мы можем заключить, что величина параметра A меняется незначительно — примерно от 600 м.д.п. до 1000 м.д.п. Зависимости, представленные на рис. 1, имеют явно выраженный характер. Что касается точек, отличающихся от средней зависимости, вероятно, в этом случае требуются более детальный анализ фотометрических данных, так и уточнение значений для радиусов звезд с температурами ниже 4000 К (взятых из каталога MAST).

В настоящей работе особое внимание мы уделили объектам, близким по своим параметрам к Солнцу, с эффективными температурами от 5670 К до 5870 К. Таких звезд в рассматриваемой нами выборке оказалось 4 — EPIC 211378792, EPIC 211390107, EPIC 11397319, EPIC 211426242.

Средняя величина параметра S для этих звезд составила 0.00073, что сопоставимо с соответствующей величиной для Солнца и меньше, чем было получено нами ранее в случае более молодых скоплений Плеяды, Гиады и Ясли [6, 7, 8]. Рассматриваемые 4 звезды вращаются медленнее, чем звезды солнечного типа из указанных скоплений, при этом средняя величина периода вращения составляет порядка 29 суток, что сопоставимо с аналогичной величиной для Солнца. Средняя величина параметра A для звезд солнечного типа из скопления М67 составляет порядка 650 м.д.п. С учетом того, что согласно [11] (см. также ссылки в статье), распределение солнечных пятен по площади имеет бимодальный характер с максимумами для величин порядка 18 м.д.п. и 562 м.д.п., можно сделать заключение о хорошем соответствии найденных нами величин A с солнечными.

4. Заключение

На основе наблюдений миссии «Kepler» (K2) выполнен анализ переменности блеска и получены оценки параметра запятненности поверхности 98 звезд из скопления М67, возраст которого сопоставим с возрастом Солнца. Мы исследовали проявления активности у 4 звезд солнечного типа, анализируя их периоды вращения и площади пятен на поверхности. Величины указанных параметров хорошо согласуются с солнечными значениями, что может свидетельствовать о достоверности оценки возраста скопления М67 (5.4 ± 0.2 млрд.лет).

Список литературы

1. S. A. Barnes, J. Weingrill, D. Fritzewski, K. G. Strassmeier, and I. Platais, *ApJ*, **823**, 16, 2016.
2. G. Gonzalez, *MNRAS*, **459**, 1060, 2016.
3. G. Gonzalez, *MNRAS*, **463**, 3513, 2016.
4. A. Önehag, A. Korn, B. Gustafsson, E. Stempels, and D. A. Vandenberg, *A&A*, **528**, A85, 2011.
5. A. M. Geller, D. W. Latham, and R. D. Mathieu, *AJ*, **150**, 97, 2015.
6. I. S. Savanov and E. S. Dmitrienko, *Astron. Rep.*, **61**, 996, 2017.
7. I. S. Savanov and E. S. Dmitrienko, *Astron. Rep.*, **62**, 238, 2018.
8. I. S. Savanov, E. S. Kalinicheva, and E. S. Dmitrienko, *Astron. Rep.*, **62**, 352, 2018.
9. I. S. Savanov, *Astron. Rep.*, **62**, 814, 2018.
10. S. Aigrain, J. Llama, T. Ceillier, M. L. d. Chagas, et al., *MNRAS*, **450**, 3211, 2015.
11. Y. A. Nagovitsyn, A. A. Pevtsov, A. A. Osipova, and V. G. Ivanov, *Geomagnetism and Aeronomy*, **58**, 1170, 2018.

О температуре звездных пятен

Саванов И.С.¹, Дмитриенко Е.С.²

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

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

Рассмотрены результаты современных исследований свойств пятен на поверхности звезд поздних спектральных классов. Новые данные указывают на значимое различие со средней зависимостью, построенной по ранее используемым компиляционным данным. Согласно уточненной зависимости разница температур ΔT между фотосферой и пятнами уменьшается примерно с 1000 К у звезд G0 до 200 К у звезд M4. Таким образом, величина ΔT должна быть на 1000 К ниже, чем считалось ранее, для звезд солнечного типа, но осталась неизменной для M карликов.

Starspot temperature

Savanov I.S.¹, Dmitrienko E.S.²

¹*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

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

The results of modern studies of the properties of spots on the surfaces of stars of late spectral classes are considered. The new data indicates a significant difference with an average previously constructed dependence based on the compilation data. According to the corrected dependence, the temperature difference ΔT between the spots and the photosphere decreases from approximately 1000 K for G0 stars to 200 K for M4 stars. Thus, the value of ΔT should be for solar-type stars lower by 1000 K than was previously assumed but remained unchanged for M dwarfs.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.038

1. Введение

Современные знания о температуре звездных пятен основаны на измерениях, полученных из моделирования вариаций блеска и показателей цвета излучения звезд, результатов доплеровского картирования поверхности звезд, моделирования глубин молекулярных полос (молекул TiO) и отношений глубин линий (чувствительных к изменениям температуры). На протяжении длительного времени авторами многих исследований широко использовалась зависимость изменения

температуры звездных пятен от эффективной температуры звезды, полученная на основе компилятивных данных из [1].

2. Данные компилятивной выборки из [1]

Данные [1] включают репрезентативную выборку температур звездных пятен для активных карликов, гигантов и субгигантов. Главное заключение, которое можно сделать на основе этих данных состоит в том, что существует четкая тенденция к увеличению контраста пятен по отношению к фотосфере при увеличении эффективной температуры звезды. Согласно [1] разница температур (ΔT) фотосферы и пятен уменьшается с примерно 2000 К у звезд спектрального класса G0 до 200 К у звезд M4. В [1] не было установлено никакой разницы в ΔT между активными карликами и гигантами, по крайней мере, для звезд спектральных классов G-K, что подразумевает, что природа звездных пятен одинакова для всех активных звезд. В [1] особо были рассмотрены данные для звезды EK Dra — молодого солнечного аналога, температура пятен на поверхности которого значительно отличалась от средней зависимости.

Исходя из наличия больших по размеру пятен на поверхности активных звезд и высоких контрастов их температур, можно предположить, что наибольший вклад в фотометрическую и в спектроскопическую переменность этих звезд вносит тень звездного пятна (если звездные пятна аналогичны по строению с солнечными и состоят из тени и полутени). Согласно [1] низкий температурный контраст пятен и малые значения фактора заполнения у карликов спектрального класса M, а также противоречивые результаты для EK Dra, полученные разными методами, могут быть связаны с уменьшением размеров индивидуального пятна и с возрастанием относительного вклада полутени пятна. Например, величины ΔT , полученные при доплеровском картировании и моделировании кривой блеска для EK Dra, соответствуют температурному контрасту полутени солнечного пятна. Следует ожидать, что активные звезды с пятнами, для которых доминирует полутень, будут иметь более низкие величины ΔT . Указанные рассуждения справедливы, если выполняется аналогия в строении звездных и солнечных пятен.

3. Новые определения температур пятен

С момента написания обзора [1] в литературе появились новые результаты анализа свойств пятен на поверхности звезд поздних спек-

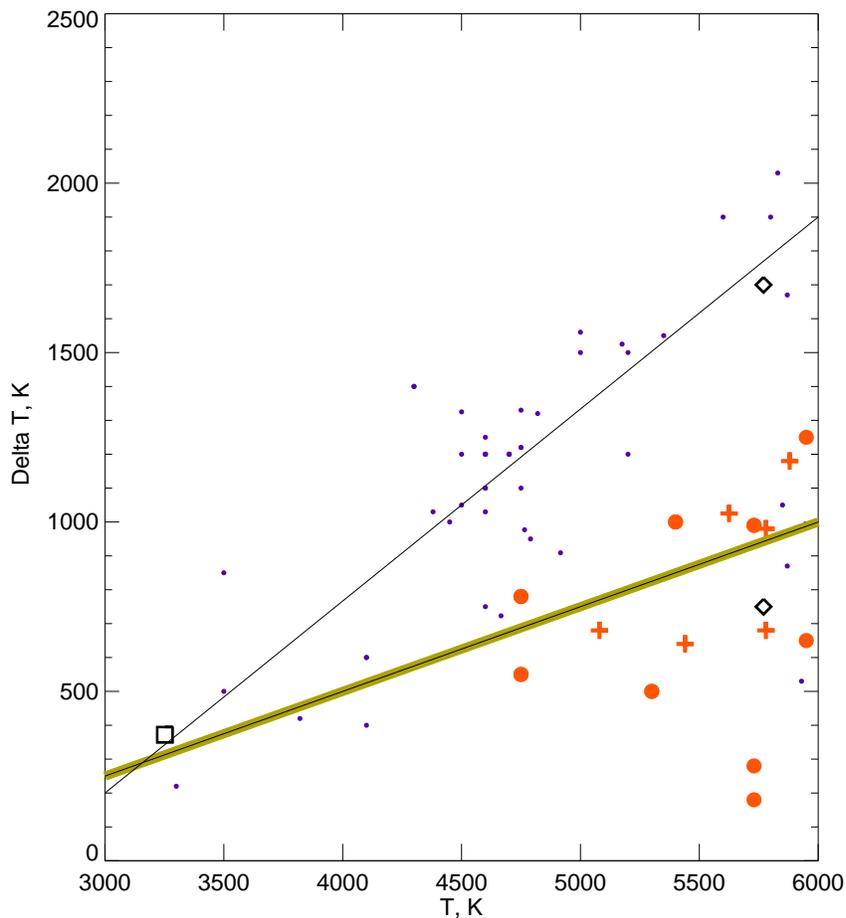


Рис. 1: Зависимость величины ΔT от эффективной температуры звезды. Данные из [1] представлены мелкими темными кружками, тонкая линия — средняя зависимость. Ромбы — данные для тени и полутени Солнца. Символ «+» — данные, полученные при моделировании транзитов [2]. Крупные светлые кружки — данные последних исследований для (слева направо) XX Tri, HD 199178, IN Com, EK Dra и V 889 Her. Квадрат — данные для GJ 1214. Толстая линия — новая зависимость величины ΔT от эффективной температуры.

тральных классов. К числу наиболее значимых можно отнести исследования, выполненные по высокоточным фотометрическим наблюдениям транзитов планеты по диску звезды с помощью космического телескопа «Kepler». Затмевая звезду при транзите, планета может пройти перед пятном на поверхности звезды. В этом случае на кривой блеска в части транзита появится локальное увеличение блеска (bump, выпуклость). При моделировании кривой блеска транзита с данной деталью становится возможным получить оценки физических свойств пятна — размеры, температуру, положение на диске звезды и др. Кроме того, многократные определения долготы пятна обеспечивают получение оценок вращения звезды и ее дифференциального вращения. По длительным временным рядам, содержащим транзиты на протяжении нескольких лет, могут быть оценены магнитные циклы. Моделирование транзитов было успешно применено авторами [2] к системам CoRoT-2, CoRoT-4, CoRoT-5, CoRoT-6, CoRoT-8, CoRoT-18, Kepler-17 и Kepler-63. Данные о температурах пятен, полученные при моделировании транзитов, представлены на рис. 1 символами «+». Согласно этим данным величина ΔT для звезд температурного диапазона 5000–6000 К существенно меньше, чем была приведена ранее в компиляции [1]. Температуры пятен для 8 изученных в [2] систем лежат в интервале 4400–5100 К. Согласно [2] средние размеры звездных пятен примерно в 4–7 раз больше, чем у солнечных пятен. Авторы [2] считают, что их измерения относятся к активным областям или группам пятен, а не конкретному пятну. Оценки температуры пятен приводят к заключению о том, что соотношение между средней температурой пятен и температурой звездной фотосферы примерно постоянно и равно 0.84. Данные о температурах пятен, полученные при моделировании транзитов, на рис. 1 попадают в область, ранее представленную данными для EK Dra и полутени Солнца.

Кроме того, в последние годы имеется значительный прогресс в доплеровском картировании поверхности активных звезд. Это было достигнуто как за счет получения новых спектральных наблюдений более высокого качества с высоким спектральным разрешением (например, со спектрографом PEPSI, см. ниже), так и благодаря новым высокоэффективным программам построения температурных карт. В частности, авторы [3] представили первую карту поверхности температуры EK Dra (упомянутой выше звезде солнечного типа) по спектрам очень высокого разрешения ($R = 250000$), полученным с помощью Потсдамского спектрополяриметра (PEPSI) на Большом бинокулярном телескопе (LBT). Изменения в профилях спектральных ли-

ний послужили для построения карт температурного распределения по поверхности звезды с помощью нового кода iMar. Были обнаружены четыре холодных пятна и установлено, что полярные пятна отсутствуют. Различия в температурах фотосферы звезды и пятен лежат в пределах 990–280 К. Два пятна были реконструированы с типичной солнечной морфологией — с тенью и полутенью. Для одного изолированного и относительно круглого пятна (пятно А) авторы определили температуру в области тени на 990 К и температуру полутени на 180 К ниже температуры фотосферы. Отношение интенсивностей излучения тени и фотосферы ЕК Dга составляет примерно половину от аналогичной величины для солнечного пятна. Новые наблюдения со сверхвысоким спектральным разрешением позволили оценить систематические изменения в оценках температуры и площади пятен (по сравнению с предыдущими исследованиями с более низким разрешением). Более высокое спектральное разрешение PEPSI приводит к результатам с более высокими температурами (в среднем на 10% выше) и с меньшими на 10–20% площадями поверхности пятен. Морфология строения пятна А показывает наилучшие доказательства существования солнечно-подобной полутени для звездного пятна. Новые и старые измерения достаточно хорошо согласуются между собой и значительно отличаются от предложенной в [1] зависимости.

Авторы другого нового исследования [4] нашли, что температурные особенности поверхности звезды Π Peg ($T_{\text{eff}} = 4750$ К) тесно связаны с топологией ее магнитного поля. Они установили наличие горячего пятна (T выше на 350 К относительно эффективной температуры) положительной полярности и радиальной направленности поля 1.1 кГс, сосуществующего с холодным пятном (T ниже на 780 К) отрицательной полярности 2 кГс. Самое большое холодное пятно на восстановленной карте имеет температурный контраст 550 К, его площадь составляет почти 10–20% от видимого полушария.

На рис. 1 мы также добавили результаты еще нескольких новых определений температур пятен на поверхности активных звезд, полученные методом доплеровского картирования. Это данные для звезд: V 889 Her ($T_{\text{eff}} = 5950$ К) [5], IN Com ($T_{\text{eff}} = 5400$ К) [6], HD 199178 ($T_{\text{eff}} = 5400$ К) [7], XX Tri ($T_{\text{eff}} = 4670$ К) [8].

Исследования пятен на поверхности М-карлика GJ 1214 было выполнено по результатам многоцветного фотометрического мониторинга с 2012 по 2016 гг. [9]. Для звезды с эффективной температурой $T_{\text{eff}} = 3252$ К оценки температуры пятен на поверхности привели к величине $\Delta T = 370$ К.

Согласно рис. 1 новые данные позволяют по-новому рассмотреть вопрос о соотношении температур пятен и фотосфер для звезд поздних спектральных классов, а именно указывают на меньший температурный контраст между пятнами и фотосферой.

4. Заключение

Представленная нами выборка новых определений температур пятен на поверхности активных звезд сравнительно немногочисленна, но она однородна (только проэволюционировавшие активные звезды), основана на наиболее современных результатах исследований. Любопытно отметить, что приводимые нами данные получены тремя независимыми методами, каждый из которых обладает своими систематическими погрешностями — доплеровское картирование, моделирование многоцветной фотометрии и анализ транзитов планет по диску звезд. Все данные находятся во взаимном согласии, между ними нет систематических различий и, что самое главное, все они указывают на значимое различие со средней зависимостью, построенной по компиляционным данным [1]. Новая зависимость, построенная с учетом современных литературных источников, представлена на рис. 1 толстой сплошной линией. Согласно предложенной нами зависимости разница температур ΔT между фотосферой и пятнами уменьшается примерно с 1000 К у звезд G0 до 200 К у звезд M4. Таким образом, величина ΔT должна быть для звезд солнечного типа ниже на 1000 К, чем считалось ранее, но осталась неизменной для M карликов.

Список литературы

1. S. V. Berdyugina, *Living Reviews in Solar Physics*, **2**, 8, 2005.
2. A. Valio, in D. Nandy, A. Valio, and P. Petit, eds., *Living Around Active Stars*, *IAU Symposium*, volume 328, 69–76 (2017).
3. S. P. Järvinen, K. G. Strassmeier, T. A. Carroll, I. Piyin, and M. Weber, *A&A*, **620**, A162, 2018.
4. K. G. Strassmeier, T. A. Carroll, and I. V. Piyin, *A&A*, **625**, A27, 2019.
5. T. Willamo, T. Hackman, J. J. Lehtinen, M. J. Käpylä, et al., *A&A*, **622**, A170, 2019.
6. Z. Kővári, K. G. Strassmeier, K. Oláh, L. Kriskovics, et al., *A&A*, **624**, A83, 2019.
7. T. Hackman, I. Piyin, J. J. Lehtinen, O. Kochukhov, M. J. Käpylä, N. Piskunov, and T. Willamo, *A&A*, **625**, A79, 2019.
8. A. Künstler, T. A. Carroll, and K. G. Strassmeier, *A&A*, **578**, A101, 2015.
9. M. Mallonn, E. Herrero, I. G. Juvan, C. von Essen, et al., *A&A*, **614**, A35, 2018.

Спектр масс пульсаций скорости в колмогоровской турбулентности

Чугай Н.Н.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Предложен простой вывод спектра масс пульсаций скорости в случае колмогоровской турбулентности. Примечательно, что полученный результат $dN/dM \propto M^{-16/9}$ является прямым следствием закона Колмогорова и не требует дополнительных предположений, которые делались ранее при выводе данного соотношения.

Mass spectrum of velocity pulsations for Kolmogorov turbulence

Chugai N.N.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

A simple derivation of the mass spectrum of velocity pulsations in the case of Kolmogorov turbulence is proposed. Remarkably, the inferred result $dN/dM \propto M^{-16/9}$ is the direct outcome of the Kolmogorov law and does not require additional assumptions that formerly were made to derive this relation.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.039

1. Введение

Происхождение спектра масс облаков межзвездного газа вызывает особый интерес как в связи с изучением гидродинамических, тепловых и химических процессов в межзвездной среде, так и в связи с проблемой звездообразования. Существенным фактором формирования спектра масс облаков является гидродинамическая турбулентность [1]. В последние два десятилетия в теоретических исследованиях спектра масс облаков в турбулентной межзвездной среде доминирует подход, основанный на численном моделировании в рамках трехмерной (3D) гидродинамики [2]. В цитируемой работе, однако, дается также аналитический вывод спектра масс облаков $N(m) \propto m^{-16/9}$. Вывод основан на формализме Пресса-Шехтера [3], в котором авторы принимают колмогоровской спектр мощности возмущений плотности $P_\delta(k) \propto k^{-11/3}$, т.е., предполагается сжимаемость, что формально лежит за пределами аксиоматики колмогоровской турбулентности.

Впрочем, 3D-моделирование гидродинамической турбулентности показывает, что спектры мощности возмущений плотности и скорости аналогичны [4].

Ниже предлагается существенно более простой вывод спектра масс пульсаций скорости в колмогоровской турбулентности. Привлекательность этого вывода в том, что он имеет характер непосредственного следствия колмогоровской турбулентности и не требует дополнительных предположений.

2. Спектр масс пульсаций скорости

Стандартная картина стационарной колмогоровской турбулентности предполагает несжимаемую локально однородную изотропную среду, в которой происходит последовательная фрагментация пульсаций скорости (вихрей) с сохранением потока удельной плотности кинетической энергии (эрг $\text{с}^{-1} \text{г}^{-1}$) в интервале масштабов, начиная с максимального (основного) масштаба l_0 вплоть до минимального масштаба l_{min} , где доминирует вязкая диссипация возмущений скорости. Для такой турбулентности имеет место закон Колмогорова: средний квадрат разности скоростей на масштабе l равен $\langle(\Delta v(l))^2\rangle \propto l^{2/3}$ [5]; чаще этот закон записывается в терминах амплитуды пульсации скорости $v \propto l^{1/3}$. Соответствующий спектр удельной плотности энергии $E(k) \propto k^{-5/3}$. Подчеркнем, что стационарный спектр в среде формируется в результате комбинации ансамбля отдельных каскадов фрагментации, инициируемых непрерывной инжекцией энергии в возмущения основного масштаба l_0 .

Со спектром возмущений скорости можно связать функцию распределения масштабов возмущений в рассматриваемом объеме, $N(l)$, которая соответствует числу возмущений с масштабом l в единичном интервале Δl . Примем во внимание, что в стационарном случае фрагментация масштабов происходит с сохранением массы: масса фрагментов равна массе родительского возмущения скорости $m = \rho l^3$. Масса возмущений с масштабом l равна $N(l)l\rho l^3$, а условие сохранение потока массы вдоль спектра имеет вид

$$N(l)l^4/t(l) \propto N(l)l^{10/3} = const. \quad (1)$$

Здесь использованы условие несжимаемости $\rho = const$, характерное время фрагментации $t(l) = l/v(l)$ и закон Колмогорова $v \propto l^{1/3}$. Из соотношения (1) немедленно следует искомый спектр масс

$$N(m) \propto m^{-16/9}. \quad (2)$$

В описанном выводе спектра масс используется факт сохранения потока массы вдоль спектра $N(l)$. В отсутствие обмена массой с внешней средой стационарность означает, что по завершении каскада фрагментации вещество вновь включается в процесс генерации возмущений основного масштаба.

Легко показать, что цикл оборота массы занимает время сравнимое со временем фрагментации основного масштаба $t_0 = l_0/v_0$. В самом деле, пусть на каждом шаге фрагментация турбулентной ячейки масштаба l приводит к рождению ячеек с масштабом l/n . Время фрагментации на k -м шаге составит $t_k = t_0 n^{-2k/3}$, а суммирование времен t_k приводит к величине времени полного каскада фрагментации

$$t_f = (3t_0)/(2 \ln n), \quad (3)$$

которое с точностью до фактора порядка единицы равно времени фрагментации основного масштаба. В частности, при $n = 2$ полное время каскада фрагментации $t_f = 1.6t_0$.

4. Заключение

Предложен простой и наглядный вывод спектра масс возмущений скорости в колмогоровской турбулентности. Полученный спектр $N(m) \propto m^{-16/9}$ воспроизводит спектр масс, найденный более сложным путем [2].

Список литературы

1. B. G. Elmegreen and J. Scalo, *ARA&A*, **42**, 211, 2004.
2. P. Hennebelle and E. Audit, *A&A*, **465**, 431, 2007.
3. W. H. Press and P. Schechter, *ApJ*, **187**, 425, 1974.
4. M. Gaspari and E. Churazov, *A&A*, **559**, A78, 2013.
5. A. Kolmogorov, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, **30**, 301, 1941.

Солнечная система

Распределение орбит комет и астероидов семейства Юпитера в околоземном пространстве.

Емельяненко В.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Проведен анализ орбитального распределения объектов, захваченных в околоземное космическое пространство из потока комет, приходящих из внешней части Солнечной системы. Для этого мы используем разработанную ранее модель кометного облака, которая согласуется с динамическими характеристиками наблюдаемых околопараболических комет, короткопериодических комет, кентавров и транснептуновых объектов на орбитах с большими эксцентриситетами. Показано, что наблюдаемое распределение околоземных астероидов, движущихся по кометным орбитам, отличается как от модельного распределения, формируемого под действием планетных возмущений, так и наблюдаемого распределения комет семейства Юпитера. В частности, в то время как распределение аргументов перигелия для наблюдаемых комет семейства Юпитера и моделируемых кометных объектов следует синусоидальному закону с ярко выраженными максимумами около 0 и 180 градусов, это свойство не проявляется для наблюдаемых кометных астероидов.

The orbital distribution of Jupiter-family comets and asteroids in near-Earth space

Emel'yanenko V.V.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

We analyze the orbital distribution of objects captured to near-Earth space from the flux of comets coming from the outer Solar system. For this purpose, we use the model of the cometary cloud developed earlier. This model is consistent with dynamical characteristics of observed near-parabolic comets, short-period comets, Centaurs and high-eccentricity trans-Neptunian objects. We show that the observed distribution of near-Earth asteroids moving in cometary orbits is different from both the modelled distribution formed dynamically by the action of planetary perturbations and the observed distribution of Jupiter-family comets. In particular, while the distributions of arguments of perihelion for observed Jupiter-family comets and modelled cometary objects follow a sinusoidal law with pronounced maxima around 0 and 180 degrees, it is not the case for the distribution of observed cometary asteroids.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.040

1. Введение

Модели динамической эволюции комет как из облака Оорта, так и из транснептуновой области на короткопериодические орбиты предсказывают во много раз больше околоземных комет, чем наблюдается. Это предполагает, что кометы распадаются во время прохождения перигелия в области внутренних планет. В частности, показано, что среднее время физической жизни активных комет семейства Юпитера на орбитах с перигелийными расстояниями $q < 1.5$ а.е. составляет менее ~ 200 оборотов [1, 2]. Важным вопросом является определение судьбы неактивных комет. В данной работе мы пытаемся исследовать эту проблему, сравнивая результаты модели с наблюдениями комет семейства Юпитера и околоземных астероидов.

2. Модель

В этом исследовании мы сопоставляем 1) распределение аргументов перигелия наблюдаемых комет семейства Юпитера, 2) аргументов перигелия околоземных астероидов, движущихся по кометным орбитам, и 3) результаты моделирования миграции объектов из кометного облака внешней части Солнечной системы на короткопериодические орбиты [3]. Как показано в работе [3], эта модель кометного облака согласуется с динамическими характеристиками наблюдаемых почти параболических комет, короткопериодических комет, кентавров и транснептуновых объектов на орбитах с большими эксцентриситетами. На рис. 1 показана область распределения параметров Тиссерана T и перигелийных расстояний q , для объектов, захваченных из внешней части Солнечной системы на короткопериодические орбиты с $0.05 < q < 1.3$ а.е. и $T > 2$. Здесь нет никаких ограничений на время физической жизни комет, то есть это та область, которая может быть динамически достигнута объектами семейства Юпитера, пришедшими из облака Оорта и транснептуновой зоны.

3. Сравнение с околоземными астероидами на кометных орбитах

Распределение аргументов перигелия для наблюдаемых комет семейства Юпитера ($2 < T < 3$) (рис. 2) хорошо согласуется с результатами моделирования. На рис. 3 показано распределение аргументов перигелия для объектов, представленных на рис. 1. Два явно выраженных максимума вблизи 0 и 180 градусов являются отличительной особенностью распределения кометных объектов, слабо зависящей от

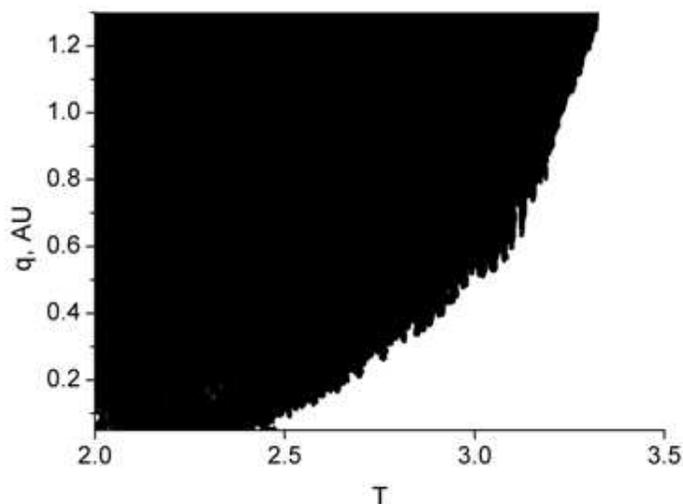


Рис. 1: Распределение T и q для околоземных объектов семейства Юпитера, захваченных из облака Оорта и транснептуновой зоны.

времени эволюции. Например, почти такое же распределение, как на рис. 3, имеет место в случае ограничения 150 оборотов вокруг Солнца (наиболее вероятного времени жизни комет семейства Юпитера с $q < 1.3$ а.е. согласно [3]). Данные особенности, очевидно, являются следствием действия механизма Лидова-Козаи для вековых возмущений.

Распределение аргументов перигелия кометных астероидов значительно отличается от вышеприведенных распределений для комет. На рис. 4 представлено распределение ω для околоземных астероидов с абсолютной величиной $H < 18$, афелийным расстоянием $Q > 4.5$ а.е. и постоянной Тиссерана, ограниченной значениями в темной области рис. 1. Обычно такие объекты рассматриваются в качестве кандидатов в потухшие кометы [4]. В этом случае отсутствуют особенности, отмеченные выше, и распределение аргументов перигелия близко к равномерному.

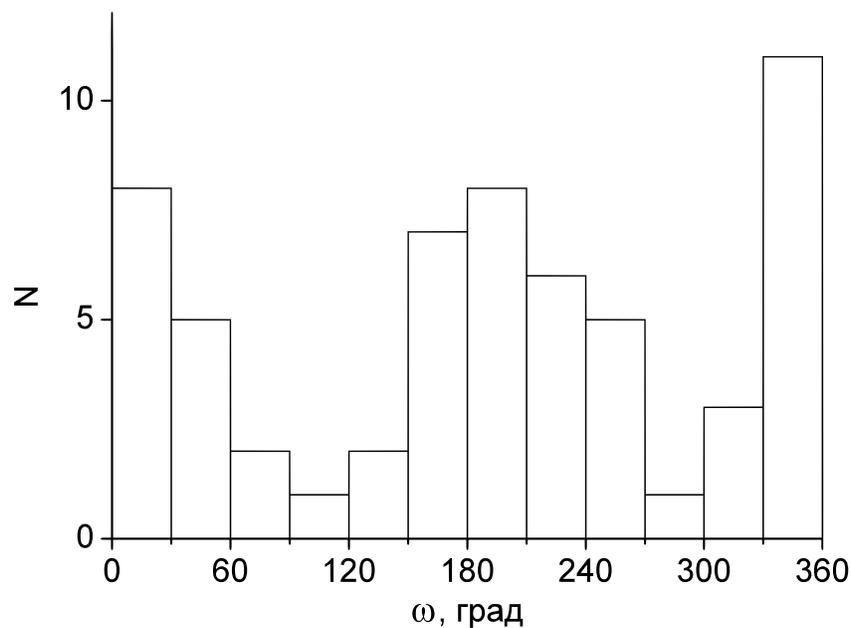


Рис. 2: Число наблюдаемых комет семейства Юпитера N с различными значениями аргумента перигелия.

4. Заключение

Имеются большие различия в распределениях аргументов перигелия для комет и астероидов семейства Юпитера. Объяснение этого несоответствия может быть как физическое, так и динамическое. Возможно, что время жизни комет в неактивном состоянии каким-то образом зависит от значения аргумента перигелия. В частности, кометные объекты могут разрушаться вблизи эклиптики в результате сближений с Юпитером, хотя убедительных моделей в этом направлении пока построить не удалось. С другой стороны, возможно, что большинство астероидов, движущихся по кометным орбитам, не только не связано с кометами, но и попало в околоземное пространство динамическими маршрутами, которые значительно отличаются от тех, что имеют место для комет. Необходимы дальнейшие исследования этой проблемы на основе возрастающих данных о физических и динамических характеристиках околоземных объектов.

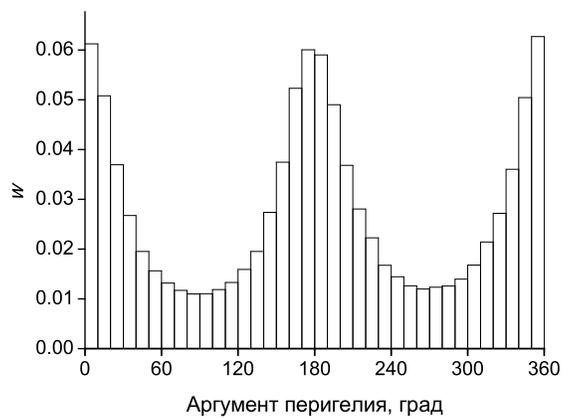


Рис. 3: Относительные частоты w распределения аргументов перигелия для объектов, представленных на рис. 1.

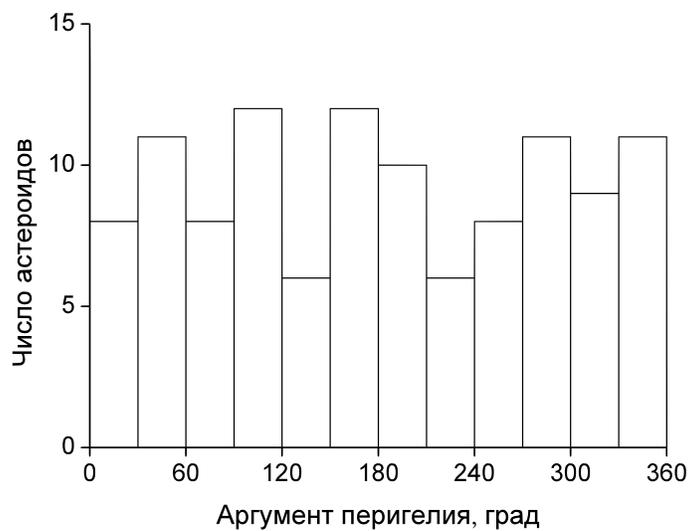


Рис. 4: Распределение аргументов перигелия для наблюдаемых околоземных астероидов семейства Юпитера.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-12-01441). Вычисления проведены с использованием суперкомпьютера МВС-100К Межведомственного Суперкомпьютерного Центра РАН.

Список литературы

1. V. V. Emel'yanenko, D. J. Asher, and M. E. Bailey, *MNRAS*, **381**, 779, 2007.
2. R. P. Di Sisto, J. A. Fernandez, and A. Brunini, *Icarus*, **203**, 140, 2009.
3. V. V. Emel'yanenko, D. J. Asher, and M. E. Bailey, *Earth, Moon, and Planets*, **110**, 105, 2013.
4. J. A. Fernandez and A. Morbidelli, *Icarus*, **185**, 211, 2006.

Диффузия долгопериодических орбит комет и метеороидных роев

Емельяненко В.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Рассматривается диффузионный подход к динамике долгопериодических комет и метеороидных роев. Даны коэффициенты диффузии перигелийных расстояний для почти параболических комет. Приведены коэффициенты диффузии по долготе восходящего узла для метеороидных роев, связанных с долгопериодическими кометами.

Diffusion of long-period orbits for comets and meteoroid streams

Emel'yanenko V.V.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The diffusion approach to the dynamics of long-period comets and meteoroid streams is considered. The diffusion coefficients of perihelion distances for near-parabolic comets are given. The diffusion coefficients for the longitude of the ascending node of meteoroid streams associated with long-period comets are given.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.041

1. Введение

Для решения вопросов происхождения и динамической эволюции комет и метеороидных роев необходимо исследовать долговременное движение большого числа объектов на сильноэллиптических орбитах под действием планетных возмущений. Если взаимное расположение малого тела и планеты вблизи каждого прохождения перигелия можно рассматривать как случайное, то основной характеристикой возмущающего действия планет является дисперсия изменения элементов орбиты за единицу времени (коэффициент диффузии). По величине коэффициента диффузии можно судить о степени воздействия планетных возмущений на малое тело в определенной области пространства.

Численное определение коэффициентов диффузии требует интегрирования уравнений движения тысяч комет на протяжении тысяч

обращений вокруг Солнца, что вызывает огромные сложности даже для современных компьютеров. Значительно упрощает решение проблемы использование аналитического разложения возмущающей функции для почти параболических орбит и применение отображений в описании движения, введенных ранее (напр., [1]). Здесь мы даем оценки коэффициентов диффузии для некоторых актуальных задач кометной и метеорной астрономии.

2. Диффузия перигелийных расстояний почти параболических комет

Чаще всего в кометной динамике рассматривается коэффициент диффузии по большой полуоси. По этой величине часто пытаются даже судить о вероятности захвата с долгопериодических на короткопериодические орбиты. Оценки коэффициента диффузии по большой полуоси для различных значений перигелийного расстояния q и наклона орбиты i почти параболических орбит были получены в работе [1]. Однако важными представляются, особенно в связи с недавним обнаружением далеких транснептуновых объектов и необходимостью оценки темпов проникновения комет внутрь Солнечной системы, также коэффициенты диффузии по перигелийному расстоянию.

Используя тот же подход, что и в [1], можно получить следующее выражение для коэффициента диффузии по перигелийному расстоянию D_q :

$$D_q = \langle \Delta q^2 \rangle = \frac{4\pi^2 q}{\mu_1^2} \sum_{P=1}^{N_P} \frac{1}{n_P^2} \sum_{j=1}^{\infty} \{ [\sum_{\alpha=j}^{\infty} \sum_{k=j}^{\alpha} \sum_s G_{\alpha,k,s}^{j,P} \times \\ \times (\frac{n_P q^{1.5}}{\mu_1 \sqrt{2}} - \frac{2s+j}{j}) \cos 2s\omega]^2 + \\ + [\sum_{\alpha=j}^{\infty} \sum_{k=j}^{\alpha} \sum_s G_{\alpha,k,s}^{j,P} (\frac{n_P q^{1.5}}{\mu_1 \sqrt{2}} - \frac{2s+j}{j}) \sin 2s\omega]^2 \},$$

где коэффициенты $G_{\alpha,k,s}^{j,P}$ зависят от q и i (выражения для них даны в работе [1]), $k = |s| - |s + j|$ — неотрицательное четное число, в барицентрической системе координат $\mu_1 = \mu \sqrt{1 + \sum_{P=1}^{N_P} m_P}$, μ — постоянная Гаусса, m_P — масса планеты с номером P , n_P — среднее суточное движение этой планеты, ω — аргумент перигелия.

В табл. 1 приведены результаты расчетов D_q , усредненных по ω , для различных элементов орбит с учетом возмущений от четырех внешних планет (Юпитер-Нептун).

Таблица 1: Значения D_q (в а.е.²/период).

$q, \text{а.е.}$	i		
	0°	70°	140°
0.5	$0.40 \cdot 10^{-4}$	$0.19 \cdot 10^{-4}$	$0.14 \cdot 10^{-4}$
2	$0.68 \cdot 10^{-4}$	$0.36 \cdot 10^{-4}$	$0.26 \cdot 10^{-4}$
4	$0.40 \cdot 10^{-4}$	$0.22 \cdot 10^{-4}$	$0.18 \cdot 10^{-4}$
6	$0.27 \cdot 10^{-4}$	$0.11 \cdot 10^{-4}$	$0.77 \cdot 10^{-5}$
8	$0.20 \cdot 10^{-4}$	$0.82 \cdot 10^{-5}$	$0.50 \cdot 10^{-5}$
11	$0.11 \cdot 10^{-4}$	$0.44 \cdot 10^{-5}$	$0.29 \cdot 10^{-5}$
14	$0.58 \cdot 10^{-5}$	$0.30 \cdot 10^{-5}$	$0.22 \cdot 10^{-5}$
17	$0.43 \cdot 10^{-5}$	$0.21 \cdot 10^{-5}$	$0.17 \cdot 10^{-5}$
20	$0.64 \cdot 10^{-5}$	$0.15 \cdot 10^{-5}$	$0.13 \cdot 10^{-5}$
24	$0.22 \cdot 10^{-5}$	$0.12 \cdot 10^{-5}$	$0.12 \cdot 10^{-5}$
28	$0.21 \cdot 10^{-5}$	$0.76 \cdot 10^{-6}$	$0.54 \cdot 10^{-6}$
32	$0.94 \cdot 10^{-6}$	$0.64 \cdot 10^{-6}$	$0.30 \cdot 10^{-6}$
36	$0.43 \cdot 10^{-6}$	$0.30 \cdot 10^{-6}$	$0.11 \cdot 10^{-6}$
40	$0.21 \cdot 10^{-6}$	$0.20 \cdot 10^{-6}$	$0.45 \cdot 10^{-7}$
45	$0.60 \cdot 10^{-6}$	$0.17 \cdot 10^{-6}$	$0.20 \cdot 10^{-7}$
50	$0.57 \cdot 10^{-6}$	$0.13 \cdot 10^{-6}$	$0.11 \cdot 10^{-7}$

Таблица 2: Значения D_Ω (в град²/период).

Метеорный рой	D_Ω
Лириды	$0.13 \cdot 10^{-1}$
Персеиды	$0.84 \cdot 10^{-2}$
η -Аквариды	0.97
Ориониды	1.00
Леониды	0.21

3. Диффузия долгот восходящих узлов для метеороидных роев, связанных с долгопериодическими кометами

Для метеороидных роев важной является дисперсия долготы восходящего узла как характеристика растяжения роя в плоскости эклипти-

ки. Эта величина может быть определена из наблюдений метеорных потоков.

Тот же диффузионный подход, что и в предыдущем разделе, позволяет получить следующее выражение для коэффициента диффузии D_Ω по долготе восходящего узла для почти параболических орбит:

$$D_\Omega = \langle \Delta\Omega^2 \rangle = 2\pi^2 \sum_{P=1}^{N_P} \frac{1}{n_P^2} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{1}{j^2} \{ [\sum_{\alpha=j}^{\infty} \sum_{k=j}^{\alpha} \sum_s (G_{\alpha,k,s}^{j,P})'_{u_3} \times \\ \times \cos 2s\omega]^2 + [\sum_{\alpha=j}^{\infty} \sum_{k=j}^{\alpha} \sum_s (G_{\alpha,k,s}^{j,P})'_{u_3} \sin 2s\omega]^2 \},$$

где дифференцирование $G_{\alpha,k,s}^{j,P}$ проводится по переменной $u_3 = \mu_1 \sqrt{a(1-e^2)} \cos i$.

В табл. 2 приведены результаты расчетов D_Ω , усредненных по ω , для больших метеороидных роев, связанных с долгопериодическими кометами.

Исследование выполнено по проекту КП19-270 «Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований», поддерживаемому Минобрнауки РФ в рамках крупных проектов по проведению фундаментальных научных исследований по приоритетным направлениям, определяемым Президиумом РАН (Программа 28). Вычисления проведены с использованием суперкомпьютера МВС-100К Межведомственного Суперкомпьютерного Центра РАН.

Список литературы

1. V. V. Emel'yanenko, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, **54**, 91, 1992.

Сравнение гелиоцентрических орбит Луны и наблюдаемых малых тел в сближениях с планетами

Емельяненко Н.Ю.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Построены и проанализированы треки элементов орбиты (a, e) Луны в области низкоскоростных сближений малых тел для Земли.

Comparison of heliocentric orbits of the Moon and the observed small bodies in encounters with the planets

Emel'yanenko N.Yu.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The tracks of orbital elements (a, e) of the Moon in the low-velocity region of encounters of small bodies for the Earth are constructed and analysed.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.042

1. Введение

В работе [1] предложены области ω_p — области орбит малых тел на плоскости (a, e) , допускающие низкоскоростные сближения с планетами. Определены предельные значения постоянной Тиссерана (T_{lim}) относительно планеты, при которых возможны низкоскоростные сближения. В областях низкоскоростных сближений Юпитера, Сатурна и Земли найдены и изучены низкоскоростные сближения малых тел. В этих сближениях малые тела всегда какое-то время находились на низкоскоростных квазикасательных участках орбиты. Именно на таких участках у малых тел наблюдались особенности в сближениях. Прежде всего, это были длительные сближения, охватывающие полный период обращения малого тела вокруг Солнца или даже несколько таких периодов. В области сближения малые тела переходили на спутниковые планетоцентрические орбиты (временные спутниковые захваты (ВСЗ)); функции планетоцентрического расстояния имели кратные минимумы; происходили, часто неоднократные, $A \leftrightarrow P$ переходы (реверсии линии апсид). Если низкоскоростной касательный участок располагался в сфере Хилла, начинался временный гравитацион-

ный захват малого тела планетой (ВГЗ как ВСЗ в сфере Хилла). Мы изучали сближения, в которых наблюдалась только одна особенность. Но самыми интересными были сближения с комбинациями особенностей. Все изученные прохождения вблизи планеты заканчивались выходом малого тела из области сближения. Одна комета (Шумейкер-Леви 9) в 1994 г. распалась на многочисленные ядра, которые после многократных обращений вокруг Юпитера выпали на его поверхность. В общей сложности было изучено более 2000 сближений малых тел с Юпитером, Сатурном и Землей. Интересно было сравнить изученные малые тела с естественным спутником планеты. Мы выбрали Луну.

2. Гелиоцентрическое движение Луны в окрестностях Земли

Рассмотрим гелиоцентрическое движение Луны в окрестностях Земли и сравним его с изученными низкоскоростными сближениями малых тел с планетами. Построим графики изменения положения гелиоцентрической орбиты Луны в течение синодического лунного месяца, трех лунных месяцев и сароса (≈ 18 лет) на плоскости (a, e) . Из рис. 1–3 видно, что точки трека Луны изменяют свое положение в области ω_E как в течение месяца, так и от месяца к месяцу, но гелиоцентрическая орбита Луны на указанных промежутках времени принадлежит области ω_E . Орбита расположена ниже линии $(T_{\text{lim}})_E = 2.996$ — наименьшее предельное значение постоянной Тиссерана для Земли, при котором возможно низкоскоростное сближение. Т.е. Луна постоянно находится в низкоскоростном сближении с Землей и на оскулирующей гелиоцентрической орбите Луны всегда есть две точки низкоскоростного квазикасания с орбитой Земли.

2.1. Анализ изменения гелиоцентрической орбиты Луны на плоскости (a, e) за синодический месяц

Положение орбиты Луны на плоскости (a, e) непрерывно изменяется в течение синодического месяца. На рис. 1 отсчет движения Луны начат в произвольный момент времени и закончен через синодический лунный месяц. За произвольный лунный месяц трек орбиты Луны описывает почти замкнутую линию, полностью расположенную внутри области ω_E . Назовем фигуру внутри линии «лодочкой». Положение «лодочки» не симметрично относительно линии $a = 1$ а.е. Длина «лодочки» $\Delta a \approx 0.15$ а.е., ширина в самом широком месте $\Delta e \approx 0.02$.

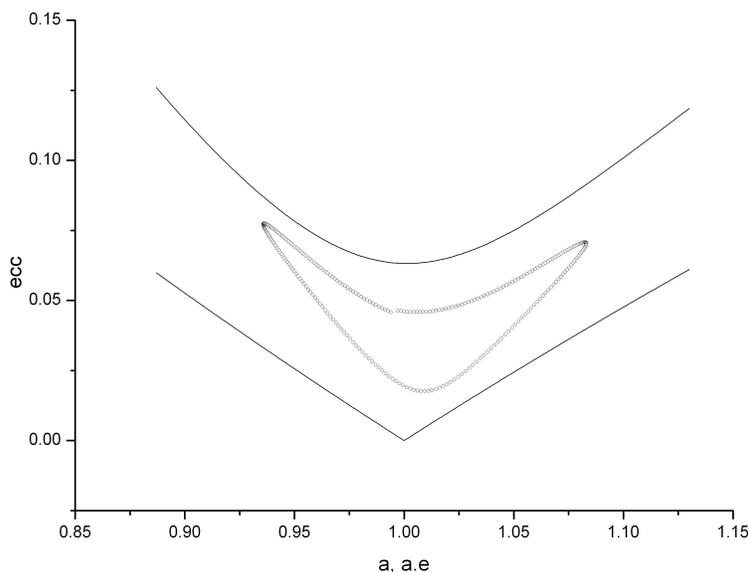


Рис. 1: Трек орбиты Луны на плоскости (a, e) за синодический период.

«Лодочка» наклонена вправо. Ни одна точка гелиоцентрической орбиты луны не лежит на границе области ω_E . Формально за лунный месяц происходят две реверсии линии апсид (трек орбиты Луны два раза пересекает вертикальную линию, проходящую через значение среднего радиуса орбиты Земли). Функция гелиоцентрического расстояния имеет два экстремума: минимум и максимум.

2.2. Особенности изменения гелиоцентрической орбиты Луны на плоскости (a, e) за три синодических месяца

Трек орбиты Луны изменяется от месяца к месяцу, но всегда каждая точка орбиты на плоскости (a, e) принадлежит области ω_E . В нашем исследовании «лодочка» наклоняется вправо, приближаясь к нижней границе области ω_E при движении по Р орбите (правая часть области ω_E где расположены орбиты, перигелийно касающиеся орбиты Земли). При движении по А орбите верхний конец «лодочки» поднимается к верхней границе области ω_E . А орбиты занимают левую

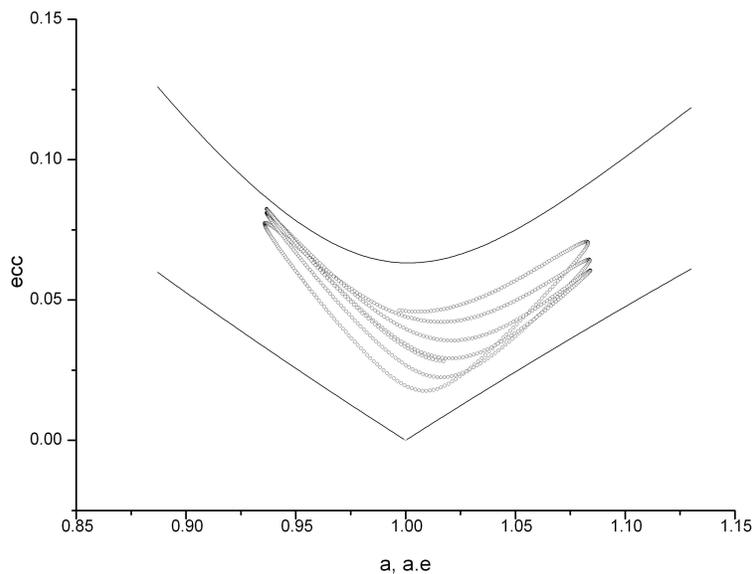


Рис. 2: Трек орбиты Луны за три лунных месяца.

часть области ω_E , в ней расположены орбиты, афелийно касающиеся орбиты Земли.

2.3. Особенности изменения гелиоцентрической орбиты Луны на плоскости (a, e) за сарос

Весь сарос гелиоцентрические орбиты Луны расположены ниже верхней границы области ω_E . Только два раза за сарос полоса орбит Луны касается верхней границы (рис. 3). Полоса орбит Луны не симметрична относительно линии $a = 1$ а.е. Она явно вытянута вправо (когда Луна находится за Землей). Орбиты Луны в течение сароса заполняют на плоскости (a, e) полосу с практически постоянными размерами. Размах колебаний по эксцентриситету составил $\Delta e \approx 0.035$ (что в 1.75 раз больше колебания эксцентриситета за лунный месяц), размах колебаний по большой полуоси $\Delta a \approx 0.16$ а.е. (почти совпадает с колебаниями большой полуоси за лунный месяц, но на треть меньше проекции области ω_E на ось a ($\Delta a = 0.24$ а.е.)). Все учитываемые возмущения практически компенсировались за сарос (положения ге-

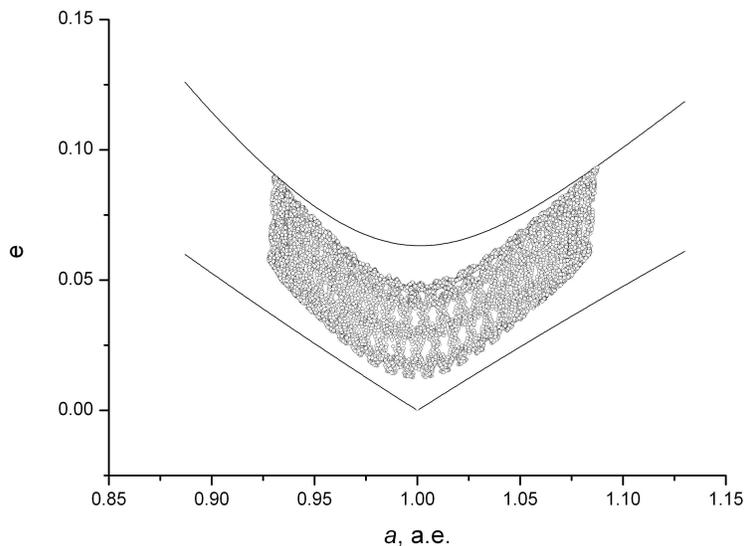


Рис. 3: Трек орбиты Луны за сарос.

лиоцентрической орбиты Луны в области ω_E в начале и в конце сароса совпадают). Правая часть «лодочки» координат доходит до своей нижней точки (не касаясь нижней границы области ω_E). На этом обращении вокруг Земли левая часть «лодочки» в своей верхней части касается верхней границы области ω_E . Движение Луны устойчиво по Хиллу.

2.4. Сравнение треков малых тел в низкоскоростных сближениях с планетами и Луны

Анализ рис. 1–3 показал, что гелиоцентрические орбиты Луны на указанных промежутках времени принадлежат области ω_E . Орбиты Луны в течение сароса заполняют на плоскости (a, e) сплошную полосу (т.е. у Луны происходит плавное и непрерывное изменение гелиоцентрической орбиты). В течение всего исследованного промежутка времени, включая экстремумы функции геоцентрического расстояния, орбита Луны находится глубоко внутри сферы Хилла. Движение Луны устойчиво по Хиллу. Луна вращается вокруг Земли почти в плос-

кости эклиптики. Все учитываемые возмущения практически компенсируются за синодический период и за сарос (положения орбиты Луны на плоскости (a, e) в начале и в конце лунного месяца и сароса на рис. 1, 3 почти совпадают). Весь накопленный материал по низкоскоростным сближениям малых тел с планетами показал, что только часть из всего времени сближения малого тела его орбита принадлежит области ω_E . У малых тел изменение гелиоцентрической орбиты происходит неравномерно и не показывает сколько-нибудь периодического процесса от одного экстремума к последующему. Минимумы и максимумы функции геоцентрического расстояния малых тел неоднородны по величине. Экстремумы-максимумы малых тел происходят на границе сферы Хилла. Движение малых тел неустойчиво по Хиллу. Наклон орбиты малых тел испытывает большие изменения. Орбиты большинства малых тел за низкоскоростное сближение испытывают $A \leftrightarrow P$ переходы.

3. Заключение

Получены и проанализированы треки гелиоцентрической орбиты Луны в области низкоскоростных сближений малого тела с Землей. Сравнение треков Луны и малых тел в областях низкоскоростных сближений планет показывает отдаленное сходство треков: изменения элементов точно следуют за конфигурацией области ω_E . Основное отличие: движение малых тел неустойчиво по Хиллу в области ω_E .

Исследование выполнено по проекту КП19-270 «Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований», поддерживаемому Минобрнауки РФ в рамках крупных проектов по проведению фундаментальных научных исследований по приоритетным направлениям, определяемым Президиумом РАН (Программа 28).

Список литературы

1. N. Y. Emel'yanenko, *Solar System Research*, **49**, 398, 2015.

Модели низкоскоростных сближений малого тела с планетой

Емельяненко Н.Ю.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Предложены модели низкоскоростных сближений. В моделях демонстрируются все известные особенности сближений наблюдаемых малых тел с планетами.

The models of low-velocity encounters of a small body with a planet

Emel'yanenko N.Yu.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The models of low-velocity encounters are suggested. The models represent all the known encounters of the small bodies with the planets.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.043

1. Введение

В 1980–1990-е гг. внимание исследователей короткопериодических комет привлекли объекты с высоким значением постоянной Тиссерана относительно Юпитера. Оказалось, что определенная часть сближений таких комет с Юпитером имеет необычные особенности. Исторически первой установленной особенностью стал выход малого тела на оскулирующую эллиптическую планетоцентрическую орбиту. Эту особенность выявил Е. Эверхарт [1] при исследовании модельных малых тел, сближающихся с Юпитером или Сатурном. Теперь это явление называют временным спутниковым захватом малого тела (ВСЗ в смысле Эверхарта). Несомненно, что эта особенность — следствие низкой планетоцентрической скорости тела. Но большинство ученых долгое время считали, что явление имеет место в ближайшей окрестности большой планеты. В то же время в более поздних работах всех исследователей этого феномена отмечается, что подобное явление очень часто фиксируется на границах области сближения, и даже между сближениями.

Вторая особенность низкоскоростного сближения — кратные минимумы функции планетоцентрического расстояния (КМ). Это явле-

ние было обнаружено при изучении сближения кометы 82P (Герельс). После открытия феномена кратных минимумов обычно их связывали с выходом кометы на временную планетоцентрическую орбиту. Но в большинстве случаев кратные минимумы появляются во время сближения без ВСЗ, планетоцентрические траектории комет не имеют ничего общего со спутниковыми орбитами, вторичные минимумы часто располагаются на больших расстояниях от планеты. Как правило, промежутки времени между минимумами несопоставимы со временем, необходимым для обращения кометы вокруг Юпитера на том планетоцентрическом расстоянии, на котором она в это время находится, да и сам обход кометы вокруг планеты в большинстве сближений с КМ отсутствует.

Еще одна особенность — реверсия линии апсид. Это явление наблюдается у комет семейства Юпитера с меньшим значением постоянной Тиссерана, комет галлеевского типа и долгопериодических комет. У всех вышеперечисленных комет реверсии происходят в окрестностях тесного минимума функции планетоцентрического расстояния. Но реверсии линии апсид малых тел с высоким значением постоянной Тиссерана имеют целый ряд отличий. Они происходят не только в очень тесных, но и в умеренных сближениях с планетой. Малые тела испытывают реверсии не обязательно в окрестностях минимумов. В эволюции орбит нескольких малых тел найдены достоверные сближения, сопровождающиеся множественными реверсиями в одном сближении.

Открытие транснептуновых объектов привело к существенному пересмотру наших знаний о Солнечной системе. Согласно современным воззрениям, низкоскоростные сближения с планетами-гигантами играют определяющую роль в процессе перехода транснептуновых объектов из внешней части Солнечной системы в околоземное пространство. Эти объекты большинство ученых рассматривают как основной источник комет семейства Юпитера. Поэтому исследование низкоскоростных сближений комет, всех уже открытых и пока неизвестных групп астероидов с большими планетами является чрезвычайно важным для изучения процесса миграции малых тел в Солнечной системе. Сближения комет с планетами-гигантами — определяющий фактор в схемах захвата комет из облака Оорта. Можно предположить, что особенности низкоскоростных сближений играют в этом процессе не последнюю роль.

В 21 веке были обнаружены низкоскоростные сближения комет с Сатурном и астероидов с Землей. Таким образом, рассматриваемая задача актуальна для всех планет Солнечной системы.

2. Задача исследования

Предложить модели сближений, которые позволят объяснить все известные особенности низкоскоростных сближений наблюдаемых малых тел с планетами.

3. Метод исследования

Введем модели низкоскоростных сближений в рамках плоской парной задачи двух тел (Солнце — планета, Солнце — малое тело). Пусть a , e , Q , i — оскулирующие элементы орбиты малого тела; r — абсолютная величина радиус-вектора. Элементы орбиты планеты маркируются нижним индексом P . Пусть малое тело находится на эллиптической орбите с большой полуосью a , планета — на круговой орбите радиусом a . Допущение возможно, так как планеты находятся на орбитах с малым эксцентриситетом (максимальный эксцентриситет у орбиты Сатурна: $e_{\max} = 0.06$). Пусть орбиты малого тела и планеты расположены в одной плоскости (допущение оправдано для низкоскоростных сближений). Подобные сближения происходят у наблюдаемых малых тел, имеющих небольшой наклон к плоскости эклиптики.

Пусть точки M и M_P — это точки низкоскоростного квазикасания орбит малого тела и планеты, то есть в момент времени T_M — это точки низкоскоростного квазикасания орбит малого тела и планеты, то есть в момент времени векторы гелиоцентрических скоростей тела и планеты равны. Рассмотрим движения планеты и малого тела на одном обращении планеты и малого тела вокруг Солнца S . Введем на орбите малого тела опорные точки: апсидальные Q и q , b ($Sb = a$), X ($SX = aP$), I ($SI = a(1 + e2)$), F ($SF = a(1 - e2)$). Начальным моментом движения T малого тела и планеты считаем момент прохождения апсидальной точки малого тела:

$$T = T_Q \cup T = T_q \quad (1)$$

Пусть в момент времени T планета и малое тело находятся на одном радиус-векторе и движутся далее по законам Кеплера. Пусть α — угол между направлениями на малое тело и планету в произвольный момент времени t :

$$\alpha = |v - v_r|, \quad (2)$$

где v , v_r — истинные аномалии малого тела и планеты. В работе [2] выводятся: приведенное уравнение Кеплера

$$\alpha = |v - (E \pm e \sin E) \left(\frac{a}{a_p}\right)^{3/2}|, \quad (3)$$

где знак « \pm » используется тогда, когда угловые элементы E , M , v отсчитываются от точки перигелия, и приведенное уравнение теоремы косинусов

$$r_p^2 = (r_p^*)^2 + 4ra_p(\sin(\alpha/2))^2, \quad (4)$$

где r_p^* — абсолютная величина расстояния малого тела от орбиты планеты по радиус-вектору малого тела в произвольный момент времени: $r_p^* = |a_p - r|$. Формула (4) позволяет делать предварительные качественные выводы о возможности или невозможности кратных минимумов функции планетоцентрического расстояния у большинства модельных малых тел. В работе [3] введены понятия точек низкоскоростного квазикасания орбит малого тела и планеты (M_i), даны определения низкоскоростного и высокоскоростного сближений. В работе [4] выделены области $(\omega_p)_i$ — области орбит малых тел на плоскости (a, e) , допускающие низкоскоростные сближения с планетами. Определены предельные значения постоянной Тиссерана $(T_{\text{lim}})_P$ относительно планеты, при которых возможны низкоскоростные сближения. Для произвольной планеты P с областью низкоскоростных сближений ω_p . Зададим модели как функции эксцентриситета, зависящего от больших полуосей малого тела и планеты.

4. Выбор моделей сближений в области ω_p

В опорных точках модельных малых тел углы равенства (3) E, v, α определяются аналитически как функции величины e . величины r , равенства (4) также определяются аналитически как функции e и a_p . Мы получим точное решение системы уравнений (3) и (4) в опорных точках, если подставим в нее все значения эксцентриситетов, принимаемые той или иной модельной кометой. В области ω_p на плоскости (a, e) возможно моделирование орбит несколькими способами. Важно было так подобрать модели, чтобы, с одной стороны, точки M_i в них непрерывно заполняли эллиптическую орбиту малого тела. С другой стороны, модели должны объяснять все особенности низкоскоростных сближений наблюдаемых малых тел. Так как при анализе сближений малых тел из областей ω_p , мы встретили многочисленные комбина-

ции особенностей, возникла необходимость во введении нескольких моделей. Методом проб мы выбрали два способа моделирования.

4.1. Модели с фиксированным положением точек низкоскоростного квазикасания орбит M_i

1. Модель $A_1(P_1)$ (точка низкоскоростного квазикасания на орбите малого тела совпадает с афелием (модель A_1) или перигелием (модель (P_1)):

$$e_1 = \frac{|a_P - a|}{a_P + a} \quad (5)$$

2. Модель $A_2(P_2)$ (две точки низкоскоростного квазикасания на орбите малого тела расположены на концах хорды, проходящей через мнимый (модель A_2) или действительный (модель (P_2)) фокус эллиптической орбиты малого тела, параллельно малой полуоси):

$$e_2 = \sqrt{\frac{|a_P - a|}{a_P + a}} \quad (6)$$

4.2. Модель с фиксированным положением апсидальных точек Q, q на орбите малого тела относительно орбиты планеты

3. Модель $A_3(P_3)$: апсидальная точка орбиты малого тела лежит на круговой орбите планеты радиуса a_p (две точки низкоскоростного квазикасания на орбите малого тела расположены между опорными точками I и b (модель A_3) или F и b (модель (P_3))

$$e_1 = \frac{|a_P - a|}{a}. \quad (7)$$

На рис. 1 изображены линии введенных моделей для Юпитера.

5. Заключение

Наше исследование показало, что все модели допускают низкоскоростные квазикасательные участки в области сближения с планетой в окрестностях точек M_i . У малых тел, находящихся на низкоэксцентрических орбитах, в окрестностях точек M_i фиксируется ВСЗ смысле Эверхарта. Для моделей A_1, P_1, A_3, P_3 возможен временный гравитационный захват (ВГЗ как ВСЗ в сфере Хилла). Геометрические

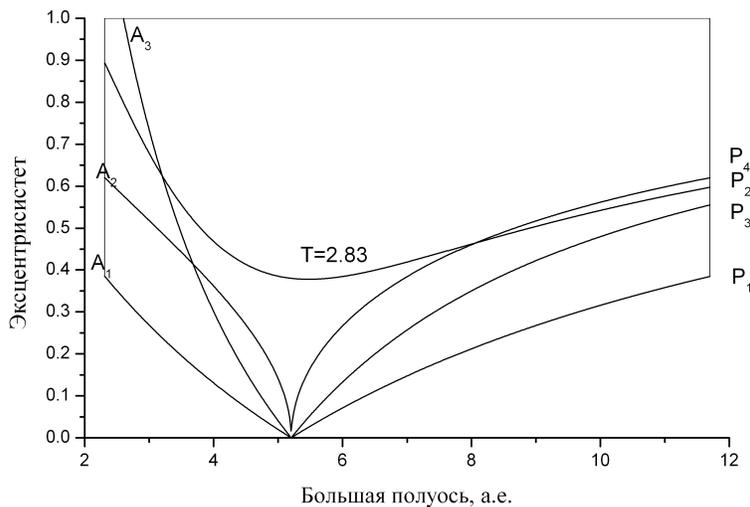


Рис. 1: Область ω_J и модельные орбиты на ней.

кратные минимумы (ГКМ) функции планетоцентрического расстояния обнаружены только у моделей A_2, P_2 но они описывают все ГКМ в сближениях наблюдаемых малых тел.

Благодарности

Исследование выполнено по проекту КП19-270 «Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований», поддерживаемому Минобрнауки РФ в рамках крупных проектов по проведению фундаментальных научных исследований по приоритетным направлениям, определяемым Президиумом РАН (Программа 28).

Список литературы

1. E. Everhart, *AJ*, **78**, 316, 1973.
2. N. Y. Emel'yanenko, *Solar System Research*, **46**, 181, 2012.
3. N. Y. Emel'yanenko, *Solar System Research*, **49**, 404, 2015.
4. N. Y. Emel'yanenko, *Solar System Research*, **49**, 398, 2015.

Изучение Венеры с орбит в окрестностях точек Лагранжа

Коваленко И.Д.^{1,2}

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

Космические миссии, ранее запущенные для исследования Венеры, включали только спутники вокруг планеты и посадочные модули. В настоящей работе рассматриваются преимущества и возможности размещения космических аппаратов на орбитах в окрестностях коллинеарных точек Лагранжа системы Солнце-Венера с целью дополнить наши знания о планете. В частности, аппараты позволили бы вести непрерывный мониторинг атмосферы для исследования ее взаимодействия с солнечным ветром и эволюции облаков. В работе приведены примеры траекторий выведения и орбит точек Лагранжа.

Venus exploration from Lagrangian point orbits

Kovalenko I.D.^{1,2}

¹*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²*Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Many space missions to Venus have been launched, but included only orbiters around the planet and landing modules. This paper discusses advantages and possibilities to deploy spacecraft in vicinities of the collinear Sun-Venus Lagrange points in order to advance our knowledge about the planet. In particular, two spacecraft would enable a continuous monitoring of the atmosphere to study its interaction with the solar wind and the evolution of clouds. The paper demonstrates examples of transfer trajectories and Lagrange point orbits.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.044

1. Введение

Большинство космических аппаратов, запущенных к Венере, были выведены на полярные и близкие к полярным высокоэллиптические орбиты с периодом обращения одни сутки. К таковым относятся советские миссии Венера-9, 10, 11, 12, 15 и 16, миссия NASA Pioneer Venus и Venus Express Европейского космического агентства. Космический аппарат (КА) Akatsuki японского космического агентства был выведен на орбиту с почти нулевым наклоном. Результаты предыдущих миссий позволили значительно расширить наше представле-

ние об атмосфере Венеры [1, 2], однако вращение аппарата вокруг планеты дает ряд ограничений на наблюдения для получения полной картины процессов в атмосфере на всех широтах в любое солнечное время. В отличие от орбит функционирования предыдущих миссий, расположение двух аппаратов на орбитах в окрестностях коллинеарных точек Лагранжа позволит вести непрерывный мониторинг Венеры с освещенной и неосвещенной сторон.

Исследование Венеры аппаратами на орбитах точек Лагранжа может быть использовано для следующих целей:

- мониторинг облаков с дневной и ночной сторон, исследование влияния солнечной радиации;
- исследование структуры ионосферы с помощью радио-сигнала с аппаратом на орбите вокруг планеты;
- исследование солнечного ветра и его взаимодействия с атмосферой планеты.

2. Орбиты точек Лагранжа системы Солнце-Венера

Коллинеарные точки Лагранжа сохраняют неизменное положение относительно двух притягивающих тел: Солнца и Венеры. Для описания орбит в окрестности коллинеарных точек L1 и L2, введем вращающуюся систему координат, определенную следующим образом: ось x совпадает с линией Солнце-Венера, ось y направлена по направлению вращения Венеры вокруг Солнца, ось z дополняет систему до правой, основная плоскость xy совпадает с плоскостью орбиты Венеры. В ограниченной круговой задаче трех тел [3] уравнения движения нетяготеющей точки (космического аппарата) выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned}\ddot{x} &= 2\dot{y} + \frac{\partial\Phi}{\partial x}, \\ \ddot{y} &= -2\dot{x} + \frac{\partial\Phi}{\partial y}, \\ \ddot{z} &= \frac{\partial\Phi}{\partial z},\end{aligned}\tag{1}$$

где $\Phi = \frac{1}{2}(x^2 + y^2) + \frac{fm_1}{r} + \frac{fm_2}{\rho}$, f — универсальная гравитационная постоянная, m_1 , m_2 массы Солнца и Венеры соответственно, r , ρ расстояния от космического аппарата до Солнца и Венеры, соответственно. Уравнения представлены в безразмерных единицах: единица длины — расстояние от Венеры до Солнца, единица времени — период обращения Венеры вокруг Солнца деленный на 2π . Во введенной системе координат точки L1 и L2 являются частным решением системы

1 при $\frac{\partial\Phi}{\partial x} = \frac{\partial\Phi}{\partial y} = \frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0$, и являются точками неустойчивого равновесия [3], сохраняя неизменное положение на оси x на расстоянии примерно 1 млн. км от Венеры в положительном и отрицательном направлениях, соответственно.

Использование орбит в окрестности точек Лагранжа для Земли, включая системы Земля-Луна и Солнце-Земля, впервые были предложены Р. Фаркуаром [4]. Использование подобных орбит для Венеры было проанализировано в работе [5]. На рис. 1 и 2 изображены проекции возможных орбит в окрестностях точек L1 и L2 на плоскость xy , включая перелет с орбиты Венеры и перелет между орбитами с одинаковыми (гомоклиническая траектория) и разными амплитудами (гетероклиническая траектория), соответственно. Один виток вокруг L1 и L2 (в проекции на плоскость xy) занимает примерно 112.5 дней, что соответствует половине периода обращения Венеры вокруг Солнца.

Существование траекторий, соединяющих окрестности двух точек и позволяющих осуществить перелет между орбитами одной энергии, было замечено в Солнечной системе в движении некоторых комет, например Стефана-Отерма и Герельса 3 в окрестности точек либрации системы Солнце-Юпитер [6]. Данное свойство, называемое «динамическим каналом», было использовано для выбора траектории миссии Genesis [7] для перевода аппарата между орбитами точек L1 и L2 системы Солнце-Земля. Для системы Солнце-Венера подобный низкозатратный перелет между орбитами L1 и L2 (см. рис. 1) займет примерно один месяц.

3. Возможности запуска

Наиболее выгодным сценарием для малых аппаратов к точкам Лагранжа Венеры является их запуск в качестве дополнительной полезной нагрузки к орбитальному аппарату с более мощной двигательной установкой. В данной работе в качестве примера рассматривается возможность запуска малых аппаратов в составе российской миссии «Венера-Д» [8], включающей орбитальный аппарат для вывода на эллиптическую полярную орбиту с высотой перицентра 400 км.

Для заданного вектора относительной подлетной скорости на бесконечности V_∞ , определенного для оптимального межпланетного перелета Земля-Венера и высоты перицентра, необходимо определить величину маневра ΔV для перевода аппарата на орбиту точки Лагранжа. Другими словами, определяется изменение величины вектора скорости в перицентре подлетной гиперболической траектории, без изме-

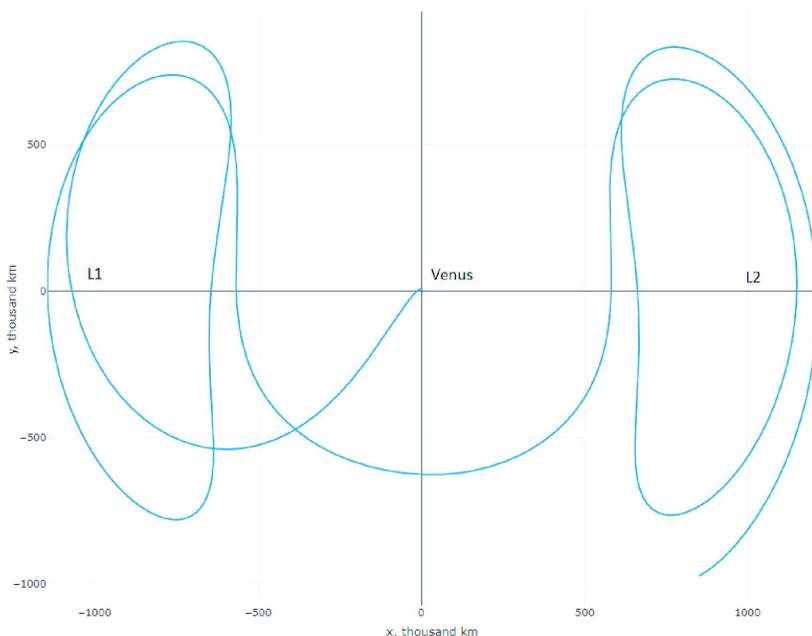


Рис. 1: Выведение на орбиту вокруг L1 и перевод на орбиту L2 (гомклиническая траектория). Вращающаяся система координат (см. описание в тексте), проекция на плоскость орбиты Венеры.

нения направления вектора. Для этого определяется краевая задача, решение которой находится между замкнутой орбитой вокруг Венеры и незамкнутой гиперболической пролетной траекторией. Интегрирование уравнений движения ведется в модели, включающей силы притяжения планет Солнечной системы, Луны и Солнца и учитывающей реальные эфемериды тел, с использованием программного комплекса GMAT [9].

Основные параметры подлетной траектории для запуска в 2031 г. [8] приведены в табл. 1. При указанном положении вектора относительной скорости на бесконечности V_∞ можно получить различные положения точек перигея. Плоскость орбиты для каждой точки проходит через вектор V_∞ . В примерах на рис. 1 и 2 значения для перелета из перигея на орбиту в окрестность L1 ΔV составляет -515 м/с. Величина ΔV является решением краевой задачи, и может

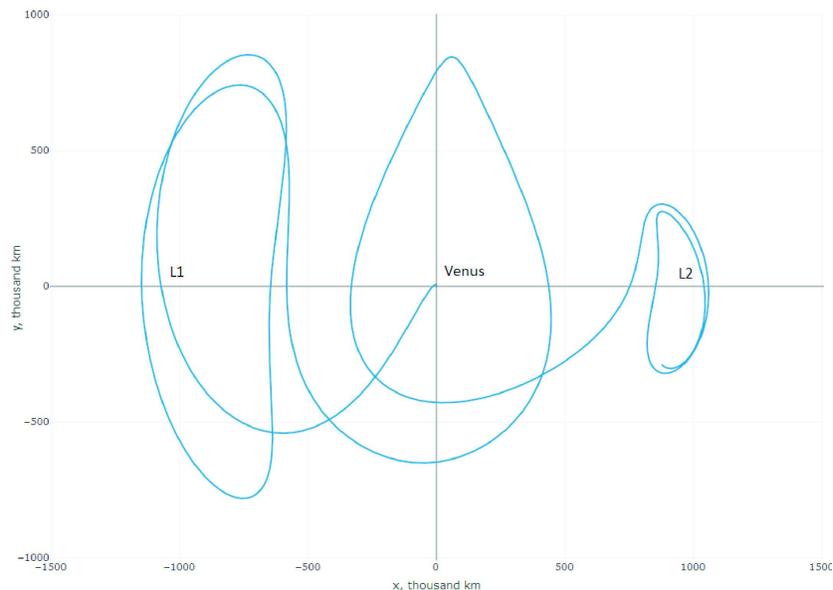


Рис. 2: Выведение на орбиту вокруг L1 и перевод на орбиту L2 (гетероклиническая траектория). Вращающаяся система координат (см. описание в тексте), проекция на плоскость орбиты Венеры.

быть найдена методом деления отрезка пополам в интервале между значениями, соответствующими замкнутой эллиптической орбите вокруг Венеры и незамкнутой гиперболической орбите относительно Венеры. Следует отметить, что прямой перелет с подлетной от Земли траектории возможен только в окрестность L1. Далее, выведение одного аппарата к L2 возможно, используя динамические каналы.

4. Заключение

В работе были рассмотрены возможности исследования Венеры с орбит в окрестности коллинеарных точек либрации L1 и L2 системы Солнце-Венера. Предлагается размещение двух космических аппаратов для непрерывного мониторинга планеты с освещенной и неосвещенной сторон с целью изучения процессов в атмосфере и ее взаимодействия с солнечным ветром. Для заданного вектора подлетной с Земли траектории, проанализирована возможность выведения аппаратов на орбиты точек L1 и L2. Полученные результаты демонстри-

Таблица 1: Основные характеристики подлетной траектории. Склонение δ_∞ и прямое восхождение α_∞ вектора скорости на бесконечности относительно экватора Венеры в эпоху J2000.

Дата прилета в перицентр	13.10.2031 в 0 часов UTC
Прямое восхождение α_∞	137.46°
Склонение δ_∞	-10.15°
Перицентрическое расстояние	6451 км

руют возможность прямого выведения аппарата на орбиту точки L1 с подлетной траектории с Земли, и последующего низко-затратного перелета на орбиту точки L2.

Список литературы

1. L. V. Zasova, V. I. Moroz, and V. M. Linkin, *Advances in Space Research*, **17**, 171, 1996.
2. S. S. Limaye, S. Lebonnois, A. Mahieux, M. Pätzold, et al., *Icarus*, **294**, 124, 2017.
3. A. P. Markeev, 1978.
4. R. W. Farquhar, *The Control and Use of Libration-Point Satellites*, Ph.D. thesis, Stanford University, 1970, reprinted as NASA Technical Report R-346.
5. S. Limaye and I. Kovalenko, *Planetary and Space Science*, (**In press.**), 2019.
6. W. S. Koon, M. W. Lo, J. E. Marsden, and S. D. Ross, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, **81**, 27, 2001.
7. W. S. Koon, M. W. Lo, J. E. Marsden, and S. D. Ross, *Chaos*, **10**, 427, 2000.
8. N. Eismont, L. Zasova, A. Simonov, I. Kovalenko, D. Gorinov, A. Abbakumov, and S. Bober, *Solar System Research*, **53**, 2019.
9. NASA JPL, General Mission Analysis Tool (GMAT), <https://software.nasa.gov/software/GSC-17177-1>, viewed May 2019.

Численный метод оценки вероятности столкновения объектов космического мусора в околоземном пространстве

Чувашов И.Н.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Из-за большого количества объектов космического мусора в околоземном пространстве проблема столкновения или разрушения на орбите становится очень актуальной. На текущий момент на низких орбитах происходит постоянный мониторинг и отслеживание миграций объектов космического мусора, из-за возможного тесного сближения с Международной космической станцией (МКС). Это приводит к тому, что в реальном времени отслеживается вся группировка низкоорбитальных объектов и оценивается вероятность столкновения этих объектов между собой, что влечет за собой использование значительных компьютерных ресурсов. Кроме того, необходимо рассматривать не номинальные орбиты объектов, а области их возможных движений. В данной работе приводится новый способ оценки вероятности столкновения, основанный на линейных отображениях облаков виртуальных частиц, не требующий больших компьютерных ресурсов.

Numerical method for estimating the probability of collision of space debris objects in near-Earth space

Chuvashov I.N.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Due to the large number of space debris objects in near-Earth space, the problem of collision or destruction in orbit becomes very urgent. Currently, low orbits continuously monitor and track the migration of space debris objects, due to possible close encounters with the International Space Station (ISS). This leads to the fact that in real time the whole low-orbit objects is tracked and the probability of collision of these objects among themselves is estimated, which entails the use of significant computer resources. In addition, it is necessary to consider not the nominal orbits of objects, but the areas of their possible motions. This paper presents a new method for estimating the collision probability, based on linear mappings of virtual particle clouds that does not require large computer resources.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.045

1. Формулировка задачи

Из-за влияния слабых приливных эффектов облако неопределенности движения объекта постепенно изменяется, вытягиваясь вдоль орбиты, и из эллипсоидального превращается в бананообразное [1]. Вблизи начальной эпохи t_0 , когда облако еще подобно эллипсоиду, оно достаточно хорошо описывается ковариационной матрицей C_p для текущего вектора динамического состояния $\hat{p} = p(t, \hat{q})$ на момент времени t

$$C_p = \left. \frac{\partial p}{\partial q} \right|_{t, \hat{q}} C_q \left. \frac{\partial p}{\partial q} \right|_{t, \hat{q}}^T, \quad (1)$$

получаемой путем временного переноса ковариационной матрицы C_q для начального вектора динамического состояния \hat{q} на момент времени t_0 посредством матрицы перехода $\partial p / \partial q$. Здесь (номинальный) вектор \hat{q} и ковариационная матрица C_q определяются из наблюдений, а динамическое состояние объекта задается его положением x и скоростью \dot{x} , т.е. $p = (x, \dot{x})^T$ и $q = (x_0, \dot{x}_0)^T$. Элементы матрицы перехода — это фактически изохронные производные, которые используются при определении орбит. В этом случае для формирования облака неопределенности p на текущий момент времени t вполне можно использовать линейное преобразование

$$p = \hat{p} + \left. \frac{\partial p}{\partial q} \right|_{t, \hat{q}} (q - \hat{q}), \quad (2)$$

где q — вектор виртуального динамического состояния на начальный момент времени t_0 . Это линейное отображение одного облака на момент времени t [2]. Чтобы линейно отобразить два облака и определить взаимные расстояния между виртуальными объектами двух облаков, необходимо перейти в пространство взаимных положений объектов $x_1 - x_2$. Между тем распределение взаимных положений является нормальным с математическим средним $\hat{x}_1 - \hat{x}_2$ и ковариационной матрицей $C_1 + C_2$: $x_1 - x_2 \sim N(\hat{x}_1 - \hat{x}_2, C_1 + C_2)$, где $\hat{x}_1 - \hat{x}_2$ — взаимные расстояния между двумя номинальными положениями на момент t , а C_1 и C_2 — соответствующие ковариационные матрицы. Тогда для определения вероятности столкновения нужно оценить число взаимных положений, попавших в сферу с центром в начале координат радиуса d (допустимое расстояние), к общему числу (рис. 1).

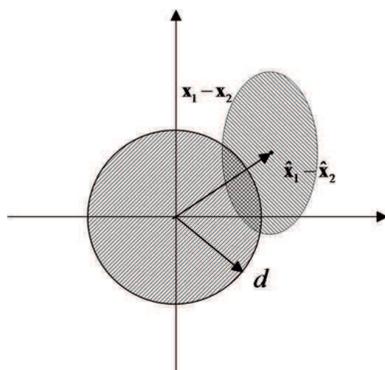


Рис. 1: Определение вероятности столкновения.

2. Столкновение искусственных спутников Земли «Iridium 33» и «Космос-2251»

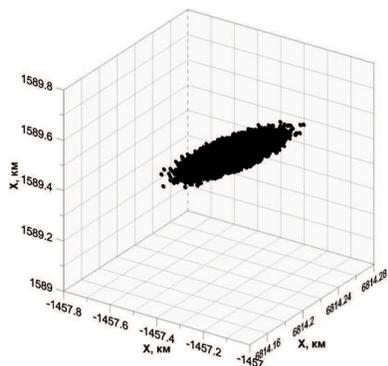
Единственное зарегистрированное соударение с полным разрушением двух объектов произошло 10 февраля 2009 г., когда отработавший космический аппарат «Космос-2251» столкнулся со спутником «Iridium 33». Этой теме было посвящено несколько работ [2, 3], в которых рассматривалась динамика этих объектов до столкновения, оценивалось количество фрагментов, образовавшихся в результате соударения, и дальнейшая эволюция этих фрагментов. В работе [3] также приводятся начальные параметры орбиты и ковариационные матрицы обоих объектов (табл. 1), однако вероятность столкновения рассматривается на момент наименьшего номинального сближения двух орбит. В нашем же эксперименте, рассматривая это столкновение как эталонное, оценим вероятность этого события и сравним быстродействие предложенного нами выше способа и нелинейного отображения облака виртуальных частиц, используя одинаковые начальные данные.

Зная вектор состояния и ошибки положения на момент столкновения, формируем облако виртуальных динамических состояний объекта в фазовом пространстве орбитальных параметров (рис. 2).

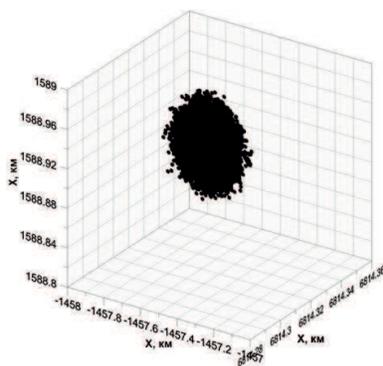
Используя модель движения ИСЗ [4], посредством формулы (1) мы отображаем начальные облака виртуальных динамических состояний на заданный момент времени, когда ожидается тесное сближение объектов. Заметим, что часто максимальная вероятность столкновения оказывается не в момент наиболее тесного сближения двух но-

Таблица 1: Начальные векторы динамического состояния «Iridium 33» и «Космос-2251».

Название спутника	«Iridium 33»	«Космос-2251»
Начальный момент наблюдения	2009.02.09 11:57:36.89	2009.02.09 18:49:39.28
Момент наименьшего сближения двух номинальных орбит	2009-02-10 16:55:59.796	2009-02-10 16:55:59.796
Время прогноза, сутки	1.20720956	0.92107078
Ошибка положения на момент столкновения	0.4102069 0.0363234 0.0341134	0.2061885 0.0231207 0.0719775
Координаты на момент сближения (XYZ)	-1457.273246 1589.568484 6814.189959	-1457.532155 1588.932671 6814.316188
Скорости на момент сближения ($V_x V_y V_z$)	-7.001731 -2.439512 -0.926209	3.578705 -6.172896 2.200215



а) «Iridium 33»



б) «Космос-2251»

Рис. 2: Начальная область распределения виртуальных положений объектов.

Таблица 2: Оценки вероятностей столкновения.

	Вероятность столкновения		
	$d = 50$ м	$d = 25$ м	$d = 10$ м
Линейное отображение начального облака	0.001104	0.000153	0.000191
Числ. интегрирование виртуальных орбит (нелинейное отображение)	0.001121	0.000158	0.000151
Расхождения в оценках	2%	3%	26%

минальных объектов, а в момент наиболее плотного перемешивания двух виртуальных облаков. Наконец, получаем оценку вероятности столкновения объектов как отношение числа взаимных возможных расстояний, меньших допустимого, к общему числу.

На момент столкновения 10 февраля 2009 г. 16:55:59.796 по гринвичскому времени происходит тесное сближение орбит «Iridium 33» и «Космос-2251». Минимальное расстояние между двумя номинальными орбитами становится равным 698 м.

Момент наибольшего пересечения двух виртуальных облаков, когда расстояние между виртуальными частицами составило 10 метров, произошло 10 февраля 2009 г. 16:55:59.75, т.е. за четыре сотых секунды до максимального сближения номинальных орбит. Тогда вероятность столкновения составит 0.000191, что является довольно маленьким числом. А на момент тесного сближения вероятность составит еще меньше 0.000181. Однако эта вероятность хорошо согласуется с данными в работах [3, 4].

Сравнивая результаты, полученные с помощью численного моделирования виртуального облака частиц и линейного отображения начального облака, можно сказать, что они практически совпадают (табл. 2). Однако при малых d отличие возрастает. Это объясняется тем, что при малых вероятностях выявляется весьма заметная (хотя и относительная) ошибка линейного подхода.

Время обработки, которое потребовалось для оценки вероятности столкновения линейным и нелинейным методами, разительно отличается. Процесс линейного отображения потребовал 15 с машинного времени, а процесс численного моделирования (20000 виртуальных объектов) — 2 ч, что в 480 раз больше. Если оценивать в реальном времени вероятность столкновения не одной пары объектов, а большой совокупности объектов, например, области низколетящих объектов, где самая большая концентрация искусственных спутников Земли, а,

следовательно, возможны частые столкновения, то метод нелинейного отображения посредством численного интегрирования виртуального облака оказывается малоприменимым. Исключение составляет случай, когда имеются почти неисчерпаемые компьютерные ресурсы, например, мощный суперкомпьютер.

3. Заключение

В работе предложен новый подход к определению вероятности столкновения объектов околоземного пространства, основанный на линейных отображениях начальных облаков виртуальных объектов относительно номинальных орбит на моменты ожидаемого сближения, и регистрации тесных сближений виртуальных объектов из разных облаков при минимальных расстояниях, меньших допустимого. Предлагаемый метод продемонстрировал весьма высокую эффективность: так, на примере столкновения искусственных спутников Земли «Iridium 33» и «Космос-2251» линейный метод позволяет повысить быстродействие численного оценивания вероятности почти в 500 раз.

Линейный метод приближенный и его оценки при малых вероятностях могут содержать весьма заметные (относительные) ошибки. Впрочем, в этом случае можно прибегнуть к нелинейному методу посредством численного интегрирования виртуальных орбит. Такое совместное использование линейных и нелинейных методов существенно повышает оперативность вычислений и позволяет оценивать вероятность столкновения большой группы объектов практически в реальном времени. В дальнейшем планируется применить данную методику к тесным сближениям объектов космического мусора и оценить точность оценки вероятности столкновения [5].

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации № МК 6640.2018.2.

Список литературы

1. V. A. Avdyushev and T. Y. Galushina, *Solar System Research*, **48**, 287, 2014.
2. T. Kelso, *Analysis and Implications of the Iridium 33-Cosmos 2251 Collision* (2009).
3. L. Chen, X.-Z. Bai, Y.-G. Liang, and K.-B. Li, *Orbital Data Applications for Space Objects: Conjunction Assessment and Situation Analysis* (2017).
4. A. G. Aleksandrova, T. V. Bordovitsyna, and I. N. Chuvashov, *News of Universities. Physics*, **60**, 69, 2017.
5. I. A. Ponomareva, T. K. Ramazanova, and S. A. Shatkov, in *Proceedings of the All-Russian Conference on Space Debris* (2019).

Высыпание электронов в полярной атмосфере Земли: кинетическая Монте-Карло модель

Шематович В.И.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Представлена численная кинетическая Монте-Карло модель для исследования высыпания в полярную верхнюю атмосферу Земли электронов с высокими энергиями из магнитосферы.

Precipitation of electrons into the Earth's polar atmosphere: kinetic Monte Carlo model

Shematovich V.I.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Numerical model to investigate the precipitation of high-energy electrons of magnetospheric origin into the polar upper atmosphere of the Earth was developed basing on the kinetic Monte Carlo method.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.046

1. Введение

Авроральные явления — это эффектное проявление связи между нашей намагниченной планетой и плазмой, которая постоянно вытекает из Солнца. Известно, что полярные излучения распределены в овале, центрированном на геомагнитных полюсах, и этот овал сохраняет ориентацию, фиксированную относительно Солнца. Авроральный овал не статичен; он расширяется и сжимается по мере изменения солнечных условий и электрического потенциала полярной шапки. Когда потенциал увеличивается, овал расширяется к экватору и ширина овала растет.

Полярные сияния — это видимое проявление космической погоды, название которой дано сильно изменяющемуся взаимодействию между Солнцем и магнитосферой, верхней атмосферой и ионосферой Земли. Полярные сияния видны из-за взаимодействия электронов и протонов, которые ускоряются вдоль линий магнитного поля Земли из магнитосферы (полости в солнечном ветре, созданной магнитным полем Земли) в атмосферу Земли, где они подвергаются столкновениям

с окружающим атмосферным газом. В результате этих столкновений образуются свечения [1], таким образом, отображая распределение заряженных частиц и системы авроральных токов, которые протекают в областях, где произошли авроральные высыпания. Частицы с высокими энергиями, ускоренные в магнитосфере, создают вторичные электроны и ионы при столкновениях с нейтральным газом в верхних слоях атмосферы. Высыпающиеся электроны и ионы возникают в магнитосфере, поэтому визуализация полярных сияний может рассказать о распределении энергетических частиц в магнитосфере.

Первопричиной полярного сияния является высыпание энергетических электронов. Статистическое исследование глобальных характеристик высыпающихся электронов было проведено в работе [2]. Одним из важнейших проявлений этого воздействия является авроральные свечения в УФ диапазоне, вызываемые высыпанием в атмосферу электронов, протонов и атомов водорода с высокими кинетическими энергиями [3, 4, 5, 6]. Наблюдаются сильные свечения в линии Ly- α водорода, в линиях кислорода 130.4 и 135.6 нм [1]. Хотя самой яркой линией в диапазоне ближнего УФ (бУФ) в полярном сиянии является свечение OI 130.4 нм, однако оно сильно рассеивается в атмосфере, и трудно получить распределение интенсивности зарождающегося источника полярного сияния. Линия 135.6 нм рассеивается в меньшей степени [7] и обеспечивает отличную эмиссионную функцию для визуализации полярного сияния. Таким образом, важным требованием к измерениям является обнаружение и спектральное разделение излучения 135.6 нм от излучения 130.4 нм. Система полос Лайман-Бирдж-Хопфилд (ЛВН) и несколько линий атомарного азота заполняют остальную часть области бУФ, которые производятся в основном электронным ударным возбуждением N₂.

В работах [8, 9] предложен метод получения энергетических параметров высыпающихся электронов из наблюдений в диапазоне бУФ. Атмосферный O₂ является поглощающим агентом, находящимся в основном ниже 120 км, и свечения, поступающие из более глубоких слоев атмосферы, как правило, поглощаются им в области средней длины волны в диапазоне бУФ. Поглощение O₂ становится менее значительным в более длинноволновом (>160 нм) диапазоне. Таким образом, сравнение интенсивностей свечений кислорода на более низких и более высоких длинах волн в области бУФ позволяет оценить параметр, который может быть связан с высотой пика излучения и, соответственно, с энергией высыпающихся электронов [10]. Инверти-

руя соотношение между интенсивностями свечений, можно получить среднюю энергию и поток высыпающихся электронов.

Набор математических моделей для расчета, калибровки и интерпретации авроральных свечений в диапазоне ближнего ультрафиолетового излучения, вызванных воздействием экстремальных солнечных событий на полярную атмосферу Земли, был разработан в Институте астрономии РАН и включает кинетические модели [11, 12, 13, 3, 14, 15], позволяющие исследовать процессы высыпания высокоэнергетических электронов, протонов и атомов водорода магнитосферного происхождения в полярную атмосферу Земли. Эти модели обеспечивают статистическое решение интегро-дифференциального кинетического уравнения Больцмана для высыпающихся частиц с высокими энергиями. Данный подход в настоящее время используется для различных приложений, включая оптические и авроральные исследования атмосферы Земли, планет земной группы и планет-гигантов, а также моделирования кометных атмосфер (например, [11, 16, 17, 5, 18]). В статье представлены некоторые усовершенствования созданной в рамках этого подхода кинетической Монте-Карло модели переноса и кинетики высыпания электронов с высокими энергиями, нацеленной на исследования полярных сияний, вызванных высыпанием электронов из магнитосферы Земли.

2. Основные принципы модели переноса и термализации электронов

2.1. Физические процессы

Электроны с высокими кинетическими энергиями высыпаются в верхнюю полярную атмосферу и теряют кинетическую энергию в упругих, неупругих и ионизационных столкновениях с окружающим атмосферным газом:

$$e(E) + X \rightarrow e(E') + (X; X^*; X^+ + e(E_s)),$$

соответственно. Здесь E и $E' (< E)$ — кинетические энергии первичного электрона до и после столкновения; $X = O_2, O, N_2$; X^* и X^+ — атмосферные виды в возбужденном и ионизированном состояниях; E_s — энергия вторичного электрона, образовавшегося при столкновении ионизации.

Высыпание электронов вызывает образование эмиссионных свечений в полярной атмосфере за счет возбуждения, ионизации и диссоциативного возбуждения электронного удара. Основным усовершен-

ствованием данной модели является расширение физической модели, в которой сейчас учитывается полный список ударных электронных процессов возбуждения и ионизации для основных атмосферных компонентов:

- возбуждение вращательных, колебательных и электронных ($A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B'^3\Sigma_u^-$, $a'^1\Sigma_u^-$, $a^1\Pi_g$, $w^1\Delta_u$, $b^1\Pi_u$, $b'^3\Sigma_u^+$, $c^1\Pi_u$, $c'^1\Sigma_u^+$, $C^3\Pi_u$, $E^3\Sigma_g^+$, $a''^1\Sigma_g^+$) уровней, диссоциации и полной ионизации молекулярного азота;
- возбуждение вращательных, колебательных и электронных ($1^3\Pi_g$, $B^3\Sigma_u$, состояния вблизи пика с энергией 8.9 эВ, вторая полоса состояния $^3\Sigma$, а $^1\Delta_u$, $b^1\Sigma_u^+$, длинная полоса состояния $^3\Sigma$, Ридберговские состояния) уровней, диссоциативного ($A^1\Sigma_u^+ + A'^3\Delta_u^+ + c^1\Sigma_u^-$) возбуждения и полной ионизации молекулярного кислорода;
- возбуждение электронных (1D , 1S , $^5S^0$, $^3S^0$, $^5P^0 + ^3P^0 + ^5S^0 + ^3D^0 + ^5S^0 + ^1D^0$) и ионизационных (4S , 2D , 2P) уровней атомарного кислорода.

2.2. Кинетическая Монте-Карло модель переноса и кинетики высыпавшихся электронов

Кинетическая модель Монте-Карло интегрируется подобно тому, как это происходит в природе, и на каком-то уровне она является наиболее реалистичной моделью [19]. К сожалению, эти модели достаточно трудоемки и основной целью предпринятых усилий по усовершенствованию модели является реализация новых быстрых алгоритмов. В статье представлено обновление модели, основанное на алгоритмах, которые достаточно быстры и могут сделать разработанный электронный код совместимым по скорости с другими моделями, сохраняя при этом все преимущества подхода Монте-Карло. В модели авроральные электроны теряют избыточную кинетическую энергию при столкновениях с другими атмосферными частицами и распределяются в переходной области между термосферой и экзосферой. Кинетика и перенос авроральных электронов в полярной атмосфере Земли описываются кинетическим уравнением Больцмана:

$$\mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} f_e + \mathbf{s} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f_e = Q_{e,\text{auroral}}(\mathbf{v}) + Q_{e,\text{sec}}(\mathbf{v}) + \sum_M J(f_e, f_M)$$

Здесь $f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ и $f_M(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ — функции распределения по скоростям для электронов и компонентов окружающего газа, соответственно, а $M =$

N_2, O_2, O . В левой части кинетического уравнения описан перенос электронов в планетных гравитационном и/или геомагнитном полях s . В правой части уравнения источник $Q_{e,auroal}(\mathbf{v})$ задает энергетический спектр высыпавшегося на верхней границе модели потока авроральных электронов из магнитосферы, смягчение, а источник $Q_{e,sec}(\mathbf{v})$ описывает скорость образования вторичных электронов в процессах ионизации. Упругие и неупругие члены рассеяния J для столкновений электронов с окружающими атмосферными видами записываются в стандартной форме [20]. Предполагается, что окружающий атмосферный газ характеризуется локальными максвелловскими функциями распределения по скоростям, соответствующими температуре термосферы Земли. В данной модели используются данные о падающих потоках электронов из статистической модели Харди, предполагая, что исходный энергетический спектр может быть представлен функцией Максвелла. Однако в модели также возможно использование табличных функций, приближающих непосредственно измеренные космическими аппаратами энергетические спектры нисходящих из магнитосферы потоков электронов с высокими энергиями.

Кинетический метод Монте-Карло является эффективным инструментом исследования атмосферных кинетических систем в стохастическом подходе [20, 21, 11]. Детали алгоритмической реализации кинетической Монте-Карло модели были даны ранее (см., например, работы [20, 21]). В численном моделировании рассчитывается эволюция системы модельных частиц за счет процессов столкновений и переноса частиц от начального состояния к стационарному. Относительная важность процессов столкновений определяется их сечениями.

3. Заключение

Представлена численная кинетическая Монте-Карло модель для исследования высыпания в полярную верхнюю атмосферу Земли электронов с высокими энергиями из магнитосферы. В сопутствующей статье будут приведены результаты проверки (валидации) усовершенствованной модели и результаты пробных расчетов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 19-12-00370.

Список литературы

1. R. R. Meier, *Space Sci. Rev.*, **58**, 1, 1991.
2. D. A. Hardy, M. S. Gussenhoven, and E. Holeman, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **90**, 4229, 1985.

3. V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, J. C. Gérard, C. Cox, S. W. Bougher, and F. Leblanc, *J. Geophys. Res. (Planets)*, **113**, E02011, 2008.
4. J. C. Gérard, B. Hubert, V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and G. R. Gladstone, *PLSS*, **56**, 542, 2008.
5. B. Hubert, J. C. Gérard, J. Gustin, V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, A. I. Stewart, and G. R. Gladstone, *Icarus*, **207**, 549, 2010.
6. B. Hubert, J. C. Gérard, J. Gustin, D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, and G. R. Gladstone, *Icarus*, **220**, 635, 2012.
7. D. J. Strickland and J. Anderson, D. E., *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **88**, 9260, 1983.
8. D. J. Strickland, J. R. Jasperse, and J. A. Whallen, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **88**, 8051, 1983.
9. D. J. Strickland, J. Daniell, R. E., J. R. Jasperse, and B. Basu, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **98**, 21533, 1993.
10. G. A. Germany, G. K. Parks, M. Brittnacher, J. Cumnock, et al., *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 995, 1997.
11. J.-C. Gérard, B. Hubert, D. V. Bisikalo, and V. I. Shematovich, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **105**, 15795, 2000.
12. J. C. Gérard, V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and D. Lummerzheim, *Annales Geophysicae*, **23**, 1473, 2005.
13. B. Hubert, J. C. Gérard, D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, and S. C. Solomon, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **106**, 21475, 2001.
14. V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, C. Diéval, S. Barabash, et al., *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **116**, A11320, 2011.
15. V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, G. Stenberg, S. Barabash, C. Diéval, and J. C. Gérard, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **118**, 1231, 2013.
16. B. Hubert, J.-C. Gérard, V. I. Shematovich, and D. V. Bisikalo, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 2215, 1996.
17. B. Hubert, J. C. Gérard, D. M. Cotton, D. V. Bisikalo, and V. I. Shematovich, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **104**, 17139, 1999.
18. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, J. C. Gérard, E. Jehin, A. Decock, D. Hutsemékers, J. Manfroid, and B. Hubert, *ApJ*, **798**, 21, 2015.
19. S. C. Solomon, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **106**, 107, 2001.
20. V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and J. C. Gerard, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **99**, 23217, 1994.
21. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, and J. C. Gerard, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **100**, 3715, 1995.

Высыпание электронов в полярной атмосфере Земли: пробные расчеты при помощи кинетической Монте-Карло модели

Шематович В.И.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Представлены результаты пробных расчетов функций распределения по энергии электронов, высыпających с высокими энергиями из магнитосферы в полярную верхнюю атмосферу Земли.

Precipitation of electrons into the Earth's polar atmosphere: test calculations using the kinetic Monte Carlo model

Shematovich V.I.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The results of the test calculations of the energy distribution functions of high-energy electrons precipitating from the magnetosphere to the polar upper atmosphere of the Earth are presented.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.047

1. Введение

Высыпание высокоэнергетических электронов, протонов и атомов водорода сопровождается интенсивным образованием атмосферных частиц с над- и сверх-тепловыми энергиями, играющими значительную роль в обмене веществом и энергией между полярной верхней атмосферой и магнитосферой [1]. Соответственно, для изучения процессов образования, кинетики и переноса над- и сверх-тепловых частиц были разработаны численные стохастические модели [2], позволяющие оценить вклад нетепловых атмосферных частиц в кинетику, энергетический баланс и возбуждение ультрафиолетовых (УФ) излучений в полярной верхней атмосфере. В сопутствующей статье (Шематович В.И. Высыпание электронов в полярной атмосфере Земли: кинетическая Монте-Карло модель, см. данный сборник трудов ИНАСАН) была представлена усовершенствованная численная модель для

исследования высыпания электронов. В данной статье приведены результаты валидации модели и результаты пробных расчетов.

2. Численная реализация кинетической модели Монте-Карло

2.1. Обновление кинетической модели

Метод Монте-Карло, который состоит в создании набора траекторий, отвечающих состоянию надтепловых частиц, является эффективным инструментом для изучения таких сложных физико-химических систем в стохастической аппроксимации [2, 3]. Данная процедура является аналоговым алгоритмом Монте-Карло для решения кинетических уравнений Больцмана для надтепловых частиц — электронов, протонов и атомов водорода с высокими энергиями [4, 5, 6]. В основе данной процедуры лежат допущения, характерные для столкновительных моделей переноса электронов: ускорение за счет электрического поля и гравитации имеют незначительный эффект; движение электронов ограничено спиральными траекториями вокруг линии геомагнитного поля, характеризующимися распределением питч-угла; и что эффект плазменно-волновых взаимодействий мал на высотах термосферы. Изменение магнитного поля, т. е. сходимости магнитных линий в полярных областях Земли, учитывалось в модели за счет сохранения адиабатического инварианта.

Авроральная модель переноса электронов работает в пространственном измерении, угловом измерении и измерениях скоростей электронов V_x , V_y и V_z . Пространственный размер задается вдоль линии магнитного поля, и угловой размер — питч-угол к этой линии поля. Кроме интерполяционной «сетки» по энергии и высоте для расчета поперечных сечений и плотностей и табуляции результатов, нет явной привязки местоположения электрона в пространстве. В нашей модели используется постоянная сетка по энергии от 0 до 100 кэВ с шагом сетки 1 эВ. Если столкновение вызывает ионизацию, создается вторичный электрон и случайным образом назначается изотропно распределенный питч-угол для вторичного электрона, а также его энергия, используя интегральную форму приближенной формулы, взятой из работ [7] и [8] и построенной на основе лабораторных результатов [9]. Для неупругих столкновений используется приближение прямого рассеяния: предполагается, что дифференциальное сечение для этих столкновений настолько сильно достигает пика в прямом направлении, что угловое перераспределение электрона в этих процес-

сах пренебрежимо мало. Это хорошее приближение для всех энергий, кроме самых низких. При низких энергиях сечения упругого рассеяния становятся настолько больше значений сечений неупругого рассеяния, что электрон совершает повторные столкновения, практически не теряя значительной энергии. В этом режиме перенос энергии, как правило, незначителен, поэтому в модели Монте-Карло это обстоятельство учитывается следующим образом, считается, что ниже порога в 2 эВ предполагается локальное поглощение энергии электрона.

В численном моделировании рассчитывается эволюция системы модельных частиц за счет столкновений и переноса частиц от начального состояния к стационарному. Исследуемая область верхних слоев атмосферы Земли (от 80 км до 800 км) была разделена на N радиальных ячеек. В целях минимизации граничных эффектов нижняя граница была установлена на высоте 80 км, а верхняя граница — на высоте 800 км, где движение атмосферного газа является практически бесстолкновительным, т.е., свободно-молекулярным.

2.2. Входные параметры модели и их обновление

Сечения электронного удара для основных атмосферных компонентов — N_2 , O_2 , O были взяты из актуальных обзоров-компиляций сечений электронного удара [10, 11, 12, 13, 14]. Для парциальных сечений ионизации используются аппроксимационные формулы из работ [15, 8].

Высотные распределения основных нейтральных компонентов — N_2 , O_2 и O , — а также их температура задаются в модели Монте-Карло при помощи референтной эмпирической модели нейтральной атмосферы Земли MSISE-90 [16, 17].

3. Пробные расчеты

Для проверки (валидации) усовершенствованной модели был проведен пробный расчет, соответствующий «экстремальному случаю» в статье [18]. В этом специальном случае значения входной энергии высыпающихся протонов больше, чем у электронов. Этот случай соответствует дате 24 августа 1989 г. Местное время для этого случая было в интервале $16:00 < MLT < 16:30$, и широта принималась равной 62.8° , а долгота — 0° . Уровень магнитной активности был принят равным $K_p = 3$. Для потока электронов использовались следующие значения характерной энергии $E_0 = 0.42$ кэВ и входящего потока энергии $Q_0 = 0.1$ эрг $см^{-2} с^{-1}$.

Кинетическая модель Монте-Карло для аврорального переноса электронов позволяет рассчитать функции распределения электронов по энергии (ФР) в исследуемой полярной области атмосферы. Структура ФР определяется совокупностью столкновительных процессов, учитываемых в модели, переносом электронов и величиной высыпавшегося на верхней границе модели потока электронов из магнитосферы. В качестве примера на рис. 1 показаны расчетные стационарные ФР по энергии для авроральных электронов на высотах 140 км и 230 км. Из рис. 1 видно, что на малых высотах ФР близки к максвелловским функциям распределения, что в свою очередь указывает на доминирование локальной потери энергии электронов на этих высотах. Тем не менее, наличие высокоэнергетических электронов, высыпавшихся электронов, хорошо видно даже на малых высотах. Это означает, что для правильного рассмотрения высыпания электронов необходимо использовать кинетические уравнения. Наличие высокоэнергетического хвоста чрезвычайно важно для расчета скоростей возбуждения авроральных свечений [18].

В модели высыпавший поток электронов задается на верхней границе (высота 800 км). Из анализа восходящего и нисходящего потоков электронов, рассчитанных на высоте 700 км, установлено, что нисходящий поток состоит из двух фракций: «свежих» максвелловских электронов с $E_0 = 420$ эВ и электронов, термализованных в нижних слоях термосферы, где доминируют столкновения. Восходящий поток на большей высоте определяется переносом термализованных электронов из плотной атмосферы. Наличие высыпавшихся электронов по-прежнему наблюдается даже на высоте 140 км, а это значит, что даже в плотной термосфере для корректного рассмотрения свечений полярных сияний необходимо использовать методы неравновесной кинетики.

4. Заключение

Была усовершенствована численная кинетическая Монте-Карло модель для переноса электронов в полярной атмосфере Земли и обновлены входные параметры для модели. Пробные расчеты при помощи данной модели показывают, что вновь разработанный код может быть использован для интерпретации данных о полярных сияниях, полученных при помощи спектрографов и спектрометров наземного и космического базирования.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-12-00370.

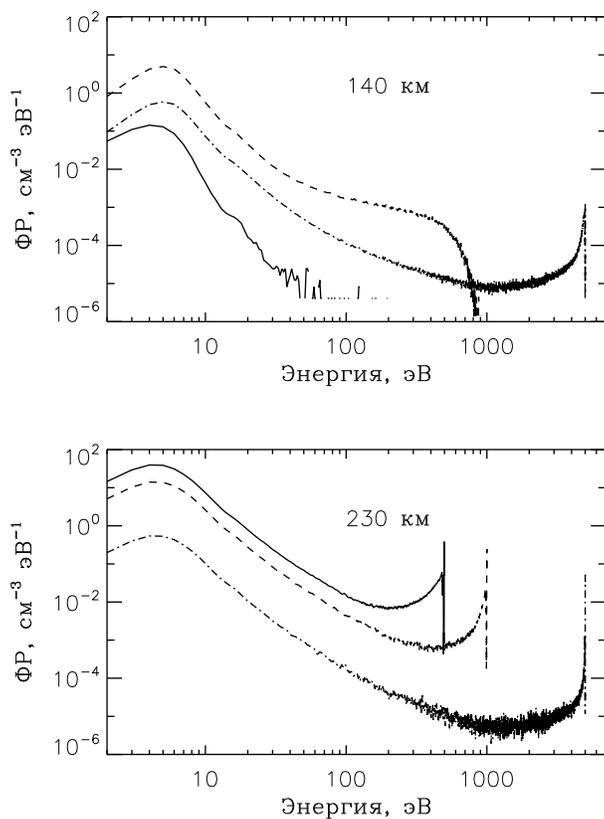


Рис. 1: Стационарные функции распределения по энергии на высотах 140 км и 230 км для авроральных электронов, выходящих с энергетическими спектрами, отвечающими функциям Максвелла, и с характерными энергиями $E_0 = 0.5$ кэВ (сплошная линия), 1 кэВ (пунктирная линия) и 5 кэВ (пунктирная линия).

Список литературы

1. M. Y. Marov, V. I. Shematovich, and D. V. Bisicalo, *Space Sci. Rev.*, **76**, 1, 1996.
2. V. I. Shematovich, *Solar System Research*, **38**, 178, 2004.
3. V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and D. E. Ionov, in H. Lammer and M. Khodachenko, eds., *Characterizing Stellar and Exoplanetary*

- Environments, Astrophysics and Space Science Library*, volume 411, 105 (2015).
4. J.-C. Gérard, B. Hubert, D. V. Bisikalo, and V. I. Shematovich, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **105**, 15795, 2000.
 5. V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, J. C. Gérard, C. Cox, S. W. Bougher, and F. Leblanc, *J. Geophys. Res. (Planets)*, **113**, E02011, 2008.
 6. V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, C. Diéval, S. Barabash, et al., *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **116**, A11320, 2011.
 7. A. E. S. Green and R. S. Stolarski, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **34**, 1703, 1972.
 8. C. H. Jackman, R. H. Garvey, and A. E. S. Green, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **82**, 5081, 1977.
 9. C. B. Opal, W. K. Peterson, and E. C. Beaty, *Journal of Chemical Physics*, **55**, 4100, 1971.
 10. T. Majeed and D. J. Strickland, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, **26**, 335, 1997.
 11. T. Tabata, T. Shirai, M. Sataka, and H. Kubo, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **92**, 375, 2006.
 12. Y. Itikawa, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, **35**, 31, 2006.
 13. Y. Itikawa, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, **38**, 1, 2009.
 14. K. Anzai, H. Kato, M. Hoshino, H. Tanaka, et al., *European Physical Journal D*, **66**, 36, 2012.
 15. H. S. Porter, C. H. Jackman, and A. E. S. Green, *Journal of Chemical Physics*, **65**, 154, 1976.
 16. A. E. Hedin, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **96**, 1159, 1991.
 17. J. M. Picone, A. E. Hedin, D. P. Drob, and A. C. Aikin, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **107**, 1468, 2002.
 18. B. Hubert, J. C. Gérard, D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, and S. C. Solomon, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, **106**, 21475, 2001.

**Структура, динамика,
кинематика и эволюция
звездных систем**

Сценарий эволюции OB-ассоциаций

Верещагин С.В., Тутуков А.В., Чупина Н.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Представлен сценарий эволюции OB-ассоциаций от образования до их распада и превращения в движущиеся группы и затем в звездные «кольца», движущиеся в диске вокруг галактического центра. Построено пространственно-кинематическое распределение звезд комплекса, включающего скопление IC 2391, одноименный звездный поток и ассоциацию Аргус. Показано, что комплекс представляет единую структуру, растянутую в пространстве вдоль галактической орбиты приблизительно на 400 пк, звезды которой движутся практически в одном направлении.

Scenario of OB-associations evolution

Vereshchagin S.V., Tutukov A.V., Chupina N.V.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The scenario of the evolution of OB-associations from birth to their decay and transformation into moving groups and then into closed “rings” filled with stars moving around the galactic center in the disk is presented. Separately, the observed multistage structure associated with the open star cluster IC 2391 is considered. The spatial-kinematic distribution of the stars of the complex is built, including both the cluster itself, a stellar stream of the same name, and the Argus association.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.048

1. Введение

Звездные OB-ассоциации проходят путь от зарождения в гигантских газовых молекулярных облаках до постепенного превращения в звездные потоки, которые постепенно растягиваясь превращаются в «звездные кольца» вокруг центра Галактики. Представляет интерес рассмотреть логическую схему этих превращений.

Возникает некий общий сценарий эволюции звездных групп: скоплений, ассоциаций в галактике и галактик в их скоплениях. В результате охлаждения и самогравитации газ образует плотные газовые облака с массами от 10^3 до $10^{11} M_{\odot}$. Коллапс этих облаков ведет к появлению звездных скоплений и галактик. Потеря газа скоплениями или приливное разрушение галактик в ходе их столкновений ведет, в конечном итоге, к появлению звездных потоков и звездных колец.

2. Начало

В сжимающемся под действием гравитации неоднородном облаке скорости сжатия по разным направлениям различны. По некоторому направлению может продолжаться расширение, в то время как по другим происходит сжатие. Вдоль направления, где скорость сжатия наибольшая, происходит уменьшение размера и облако превращается в структуру, напоминающую «блин» [1]. «Блин» приобретает свою форму за счет того, что он гравитационно связан лишь в вертикальном направлении. В плоскости диска облако продолжает растягиваться приливными силами и ориентироваться дифференциальным вращением вдоль орбиты в галактическом диске.

Такой несимметричный коллапс может, в частности, возникнуть за счет охлаждения газа. Это зависит от нескольких факторов: 1) концентрации тяжелых элементов, наличие которых увеличивает скорость охлаждения путем излучения; 2) количества пыли (пыль может мешать охлаждению, уменьшая скорость охлаждения); 3) присутствия поля ультрафиолетовой радиации (оно разрушает молекулы и молекулярные ионы, особенно H_2 , H_2^+ , H^- , CH_4 , NH_3).

Скорость охлаждения, в свою очередь, влияет на скорость фрагментации газа и формирования звезд и скоплений. Другие факторы, например, магнитное поле и угловой момент, которые уменьшают скорость фрагментации.

3. Гигантские молекулярные облака

Обширные области молекулярного газа с массами $10^4 - 10^6 M_\odot$ — гигантские молекулярные облака (ГМО) достигают десятков парсек в диаметре и имеют среднюю плотность $10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$. Как уже говорилось, ГМО превращаются в «блины», охлаждаясь и сокращаясь по вертикали до толщины диска (100 пк). Эти блины, в момент возникновения в них звезд, превращаются в звездные ОВ-ассоциации. Звезды появляются в ассоциациях не сразу. Сначала образуются газовые неоднородности — протоскопления с массами приблизительно $10^3 M_\odot$ (характерное время их жизни составляет 10^6 лет). Так образуется ОВ-ассоциация Амбарцумяна-Блау. Области НII (появляющиеся в результате образования молодых массивных звезд) удаляют остатки газа из молодых звездных скоплений, приводя к их гравитационной неустойчивости и распаду [2]. Тем самым, ОВ-ассоциация наполняется звездами распавшихся скоплений. Выжившие и дожившие до настоящего времени скопления легко обнаружимы.

4. ОВ-ассоциации

Звездные ассоциации — разреженные группы молодых звезд, возраст которых не превышает нескольких десятков миллионов лет. Обычно звездная ассоциация имеет размеры до 100 пк и содержит от нескольких до нескольких сотен массивных О-В звезд, тем самым отличаясь от молодых звездных скоплений большим размером и меньшей плотностью звезд. Наблюдатели выделяют звездные ассоциации по положению на небе и по близости векторов пространственных скоростей и возрастов входящих в их состав звезд и скоплений. Одинаковый химический состав также является признаком принадлежности к ассоциации. Звездные ассоциации обнаружил В.А. Амбарцумян в 1948 г. [3] и объяснил их распад, полагая, что звезды образуются из сверхплотных тел неизвестной природы («D-тел»).

Всестороннее исследование показало, что ассоциация, успев возникнуть, начинает активно жить. Внутри ассоциации образуются гигантские области ионизованного водорода. Ионизация происходит благодаря УФ излучению горячих молодых звезд, образовавшихся за счет гравитационной фрагментации газа внутри скоплений. В молодых скоплениях могут образовываться тысячи звезд за период всего в несколько миллионов лет. В конце концов, взрывы сверхновых и мощный звездный ветер, исходящий от наиболее массивных звезд, удаляют газ из молодого скопления. Гравитация ослабевает, и оно начинает расширяться. При этом 95% рассеянных скоплений распадаются в момент образования за счет, как уже говорилось, потери газа [2]. Из 100–1000 протоскоплений, расположенных внутри типичной ОВ-ассоциации, выживают лишь несколько процентов всех скоплений.

5. Рассеянные звездные скопления

Это гравитационно связанные группы звезд, имеющих общее происхождение, близкий химический состав и возраст. Как правило, они содержат 100–1000 звезд, хотя известны скопления, в состав которых входят до 10^4 членов. Типичные массы скоплений $1000 M_{\odot}$, а концентрация звезд $\sim 100 \text{ пк}^{-3}$, что примерно на порядок выше, чем у звезд поля. Состоят из относительно плотного ядра и более разреженной короны, содержащей, однако, сравнимое с ядром число звезд. В среднем радиус ядра приблизительно 3 пк, радиус короны в 2–10 раз больше (зависит от массы скопления).

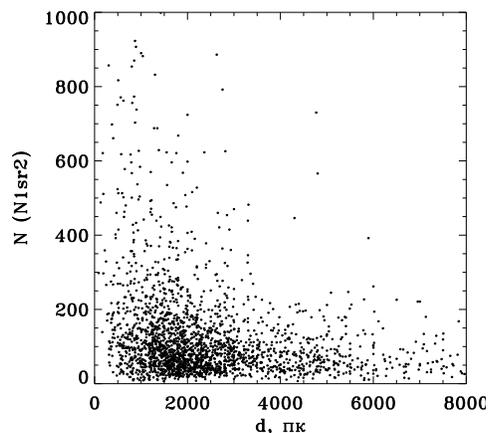


Рис. 1: Диаграмма «расстояние от Солнца (d) – N », где N – число звезд в составе скопления, N1sr2 – означает подсчет в границах короны.

Рис. 1 наглядно демонстрирует роль эффектов наблюдательной селекции. С увеличением расстояния от Солнца нарастают сложности обнаружения слабых звезд скоплений.

Возникает естественный вопрос: какая часть скоплений остается после удаления из них газа? По данным [4] можно показать, что число скоплений равно $N_{cl} = 10^{-8} M_{gal}/M_{\odot}$. Если принять суммарную массу скоплений равной $M_{cl} = 10^6 M_{\odot}$, то только одно из 100 скоплений выживет за хаббловское время (величина, обратная постоянной Хаббла $t_H = 1/H$, имеет смысл характерного времени расширения Вселенной на текущий момент). Для современного значения постоянной Хаббла, равного 66.93 ± 0.62 (км/с)/Мпк (или $(2.169 \pm 0.020) \cdot 10^{-18} \text{с}^{-1}$), хаббловское время равно $(4.61 \pm 0.05) \cdot 10^{17}$ с (или $(14.610 \pm 0.016) \cdot 10^9$ лет).

6. Движущиеся группы звезд (потоки)

Остатки ассоциаций, растянутые приливными силами и дифференциальным вращением Галактики, дрейфуют по галактической орбите как нечто целое. Движущиеся группы могут быть старыми, такими как HR 1614 возрастом в 2 млрд. лет, или молодыми, такими как АВ Золотой Рыбы (AB Dorado) возрастом в 50 млн. лет. Движущиеся



Рис. 2: Схема движений звезд потоков в галактическом диске. Фрагмент размером $50^\circ \times 50^\circ$, по оси ординат — галактическая широта, по оси абсцисс — галактическая долгота. Потоки движутся вокруг галактического центра в разных направлениях.

группы интенсивно изучались Олином Эггеном в 1960-х гг. [5]. Продолжительность стадии «поток» составляет приблизительно 10^9 лет.

Самой близкой является движущаяся группа звезд Большой Медведицы, которая включает часть звезд в Ковше Большой Медведицы и простирается до Южного Треугольника.

7. «Кольца»

В финале движущаяся группа растягивается дифференциальным вращением по пространственной орбите вокруг галактического центра. При наступлении стадии «кольца» движущаяся группа (или звездный поток) полностью рассеяна вдоль орбиты. Длительность этой стадии составляет $\sim 10^{10}$ лет. Подобные структуры, напоминающие волосы, обнаружены в Галактике, [6]. На рис. 2 мы воссоздали картину движений звезд по [6].

Гетманом и др. [7] изучена ассоциация в верхней части Меча Ориона. Редкая фотография запечатлела начальную стадию распада скоплений внутри ассоциации. Множество молодых звезд сбросили

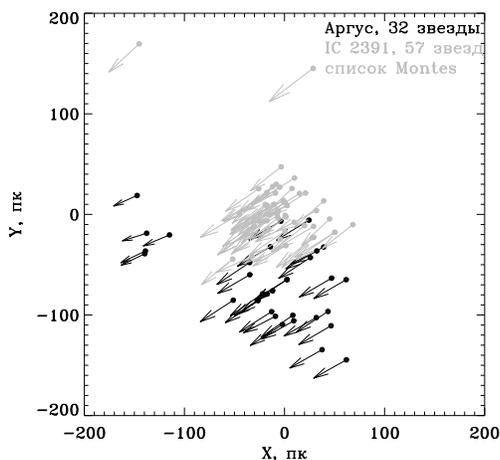


Рис. 3: Ассоциация Аргус (черным цветом) и поток IC2391 (серым цветом) по данным GDR2. Ось X — в направлении к галактическому центру, ось Y — в направлении галактического вращения.

пылевые «одеяла» и стали видны в оптической части спектра. Характерный размер области 100 пк. Расстояние от Солнца ~ 400 пк.

Вангом и др. [8] приведена статистическая кривая пространственных скоростей звезд, на которой заметно множество кинематически выделенных групп звезд. В отличие от [7], здесь область далекая от окосолнечных окрестностей, расположенная на расстоянии около 10 кпк.

Персаном и др. [9] исследована морфология тонких звездных потоков в других галактиках. Вероятно, схема превращения ассоциаций в звездные кольца имеет общий характер в различных галактиках.

8. Наблюдаемый комплекс IC 2391

В заключение мы приводим результаты рассмотрения комплекса «ассоциация – поток – скопление». Этот комплекс включает следующие объекты: собственно скопление IC 2391; ассоциацию Argus [10]; поток [11]. Ранее обнаружен Эггеном как поток (supercluster) IC 2391 [12].

На рис. 3 показано построенное распределение звезд комплекса в плоскости XY галактического диска с векторами пространственных скоростей с учетом движения Солнца относительно близких звезд. В работе [13] приведено распределение звезд скопления IC 2391 относи-



Рис. 4: Сценарий эволюции звездной ассоциации. В круге слева — звезды ОВ-ассоциации. Расширяющаяся старая ОВ-ассоциация — штрих-пунктир. В кольце — звезды предельно старой ОВ-ассоциации. Стрелками показаны направления движения звезд.

тельно Солнца по данным Gaia DR2 [14]. Для скопления $U = -19.545$, $V = -6.158$, $W = 0.012$, км/с, [15]. Для потока $U = -21.110$, $V = -7.213$, $W = -6.653$ км/с [15]. Движение Солнца $U_{\odot} = 10.0$, $V_{\odot} = 5.2$, $W_{\odot} = 7.2$ км/с [16]. На рис. 3 мы видим, что комплекс растянут почти на 400 пк вдоль орбиты.

Дисперсия скоростей звезд в ассоциациях составляет до 10 км/с. Эта величина на порядок меньше скорости вращения ассоциации вокруг галактического центра (ЦГ). Время образования кольца, таким образом, составляет 20 времен обращения ассоциации вокруг ЦГ, поскольку скорость вращения Галактики составляет ~ 200 км/с.

9. Заключение

Распад по аналогичному сценарию является, скорее всего, одним из фундаментальных процессов в природе, наблюдается не только для скоплений, но и сталкивающихся галактик в скоплениях [17]. Так, в ядрах скоплений галактик при столкновении галактик газ и звезды могут быть потеряны ими. Подобный звездный хвост длиной 50 кпк обнаружен около галактики DDO 44, спутника NGC 2019 [18]. Оставшись без газа, начинается процесс распада по той же схеме — действие приливных сил, постепенное вытягивание звездных потоков вдоль орбит вокруг центра скопления галактик с постепенным замыканием в кольца. На рис. 4 показан общий сценарий эволюции ОВ-ассоциаций от начала до хаббловского времени.

Добавим также, что, судя по результатам проекта Gaia, недалеко время, когда каждая звезда получит «генетическую карту», в которой ее параметры будут отражены настолько подробно, что можно будет устанавливать ее «родственников — сестер и племянниц» из состава ассоциации! Пока же мы вынуждены находить потоки и кольцевые структуры лишь по наблюдаемым областям с увеличенной звездной плотностью.

В работе использованы данные Европейского космического агентства (ESA), полученные космическим аппаратом Gaia¹, обработанные Консорциумом обработки и анализа данных Gaia². Финансирование для DPAC предоставлено национальными учреждениями, в частности, учреждениями, участвующими в Многостороннем соглашении по Gaia. В нашем исследовании использовалась база данных SIMBAD³, Страсбург, Франция, [19].

Список литературы

1. Y. B. Zel'dovich, *A&A*, **500**, 13, 1970.
2. A. V. Tutukov, *A&A*, **70**, 57, 1978.
3. V. A. Ambartsumian, *Astronomicheskyy Zhurnal*, **26**, 3, 1949.
4. A. H. Abdullah, P. Kroupa, P. Lieberz, and R. A. González-Lópezlira, *Ap&SS*, **364**, 86, 2019.
5. O. J. Eggen, *Moving Groups of Stars*, 111 (1965).
6. H. D. Perottoni, C. Martin, H. J. Newberg, H. J. Rocha-Pinto, F. d. Almeida-Fernandes, and A. R. Gomes-Júnior, *MNRAS*, **486**, 843, 2019.
7. K. V. Getman, E. D. Feigelson, M. A. Kuhn, and G. P. Garmire, *MNRAS*, 2019.
8. H.-F. Wang, Y. Huang, J. L. Carlin, M. López-Corredoira, et al., *arXiv e-prints*, 2019.
9. S. Pearson, T. K. Starkenburg, K. V. Johnston, B. F. Williams, and R. A. Ibata, *arXiv e-prints*, 2019.
10. G. M. De Silva, V. D'Orazi, C. Melo, C. A. O. Torres, M. Gieles, G. R. Quast, and M. Sterzik, *MNRAS*, **431**, 1005, 2013.
11. D. Montes, J. López-Santiago, M. C. Gálvez, M. J. Fernández-Figueroa, E. De Castro, and M. Cornide, *MNRAS*, **328**, 45, 2001.
12. O. J. Eggen, *AJ*, **102**, 2028, 1991.
13. E. S. Postnikova, N. V. Chupina, and S. V. Vereshchagin, *INASAN Proceedings*, **3**, 336, 2019.
14. Gaia Collaboration, F. Mignard, S. A. Klioner, L. Lindegren, et al., *A&A*, **616**, A14, 2018.

¹<https://www.cosmos.esa.int/gaia>

²DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>

³<http://cds.u-strasbg.fr>

-
15. E. S. Postnikova, W. H. Elsahoury, D. P. Sariya, N. V. Chupina, S. V. Vereshchagin, and Ing-Guey, *PASA*, **in press**, 2019.
 16. A. N. Cox and C. A. Pilachowski, *Physics Today*, **53**, 77, 2000.
 17. A. V. Tutukov, G. G. Lazareva, and I. M. Kulikov, *Astronomy Reports*, **55**, 770, 2011.
 18. J. L. Carlin, C. T. Garling, A. H. G. Peter, D. Crnojević, et al., *arXiv e-prints*, 2019.
 19. M. Wenger, F. Ochsenbein, D. Egret, P. Dubois, et al., *A&A Sup.*, **143**, 9, 2000.

Красные сверхгиганты в нашей Галактике и в других галактиках

Ковалева Д.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Данные Gaia DR2 позволили построить распределение абсолютных звездных величин M_{K_s} для красных сверхгигантов нашей Галактики, и сопоставить его с подобными распределениями красных сверхгигантов в галактиках M31, M33, БМО, ММО. Несмотря на различия в содержании тяжелых элементов, в трех галактиках — нашей, M31 и ММО — распределения оказываются сходными. Распределения же, полученные для красных сверхгигантов галактик M33 и БМО, существенно отличаются.

Red supergiants in Galaxy and in galaxies

Kovaleva D.A.

Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia

We use Gaia DR2 data to compare distribution of Milky Way red supergiants over absolute stellar magnitude M_{K_s} with similar distributions produced by RSG's in other galaxies (M31, M33, LMC, SMC). In spite of their different metallicities, three galaxies: MW, M31 and SMC — provide similar distributions, while the RSG's from M33 and LMC are different.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.049

1. Введение

Красные сверхгиганты (КСГ) — проэволюционировавшие массивные звезды, находящиеся на стадии горения гелия. Массы этих звезд лежат в диапазоне от $10 M_{\odot}$ до $40 M_{\odot}$ [1]. Радиусы КСГ очень велики (до $1500 R_{\odot}$), они имеют высокую светимость, и демонстрируют интенсивное истечение вещества, физика которого до конца не ясна. КСГ делают предметом особенного интереса для исследователей звездной эволюции не только их экстремальные характеристики, но и то, что эти звезды представляют финальную стадию перед взрывом сверхновых типа II.

Популяции этих холодных звезд в ряде галактик изучались достаточно подробно. В нашей же Галактике препятствием стала неопределенность в выделении и исследовании этих звезд при отсутствии возможности прямых определений расстояний до них. Результаты вто-

рого релиза данных космического эксперимента Gaia [2, 3] позволяют использовать расстояния, определенные по тригонометрическим параллаксам, для более детального изучения КСГ нашей Галактики. Открывается возможность сопоставить общие характеристики популяции подобных звезд в нашей Галактике и в других галактиках, в частности, распределения КСГ по светимости.

2. Данные о КСГ

Выборки КСГ нашей Галактики, представленные разными авторами, заметно различаются принципами отбора и результирующим количеством и списком объектов. Мы исследовали выборку из 39 звезд, у которых наблюдаются признаки наличия интенсивного звездного ветра [4], не самую большую по объему, но достаточно надежную и однородную. Для сравнения мы использовали выборки КСГ в галактиках М31 [5], М33 [6], Большое Магелланово Облако [7] и Малое Магелланово Облако [8].

М31 и М33

Указанные выборки содержат информацию о 249 КСГ в М31 и 112 подобных звездах в М33. Авторы приводят абсолютные звездные величины в полосе Ks 2MASS, что позволяет провести сравнение распределений КСГ по этой характеристике.

Галактика

Выборка звезд Млечного Пути (МП) содержит данные о 39 КСГ, из которых в каталоге данных Gaia DR2 обнаруживаются 37 звезд (α Ori и α Sco слишком яркие для Gaia). Однако прямое использование параллаксов для определения расстояний может внести значительную систематическую ошибку: две трети ансамбля, в силу удаленности, имеют ошибки параллаксов больше 20% или даже отрицательные параллаксы. В связи с этим мы используем наиболее вероятные расстояния до звезд, определенные байесовским методом по данным Gaia [9]. Расстояния до α Ori и α Sco получены по параллаксам Hipparcos [10]. Проведено отождествление с каталогом 2MASS [11]. Поглощение $E(B - V)$ для звезд выборки [4] было пересчитано в A_{Ks} с использованием соотношений [12].

Большое и Малое Магеллановы Облака

Выборки 189 и 135 КСГ в Большом и Малом Магеллановых облаках (БМО и ММО соответственно) содержат видимые звездные величины в полосах 2MASS. Влияние межзвездного поглощения на звездные величины в полосе Ks считалось пренебрежимо малым. Фактические вариации поглощения для звезд в БМО и ММО выявить без специальных исследований сложно (в частности, создатели карты поглощения в БМО [13] отмечают, что значения поглощения для отдельных звезд ненадежны, и ориентироваться можно только на средние поглощения для групп звезд). С другой стороны, средние значения поглощения в БМО ($\langle A_v \rangle = (0.38 \pm 0.57)^m$ [14]), и ММО ($A_v \approx (0.3 - 0.7)^m$ [15], с учетом особенностей закона поглощения в этих галактиках [15] ($A_{K_s}/A_v = 0.016$ для бара ММО, $A_{K_s}/A_v = 0.030$ для БМО в среднем и 0.101 для супероболочки БМО) — приводят к ожидаемым значениям поглощения $A_{K_s} \approx (0.01 - 0.04)^m$. В связи с этим, мы предпочли не вносить дополнительную неопределенность в значения K_s , и рассчитали абсолютные звездные величины КСГ в этой полосе, используя средние расстояния до БМО и ММО из Simbad (50 кпк и 60 кпк, соответственно).

3. Анализ

На рис. 1 представлены гистограммы абсолютных звездных величин M_{K_s} КСГ (сверху вниз) Млечном Пути, М31, ММО, БМО и М33. Вероятно, интенсивность звездного ветра и, следовательно, светимость КСГ существенно связаны с содержанием тяжелых элементов. Таким образом, естественно было бы ожидать связи сходства распределений по светимости/абсолютной звездной величине для КСГ и металличности их родительских галактик. Примем для нашей Галактики среднюю металличность $[\text{Fe}/\text{H}] \approx 0$. Для БМО $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.55$, для ММО $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.07$ [16]. Внутри галактик М31 и М33 есть существенный градиент металличности, но в среднем содержание тяжелых элементов в М33 близко к солнечному [17], а для М31 $[\text{Fe}/\text{H}] \approx 0.2$ [18].

Статистический анализ согласия в распределениях абсолютных звездных величин M_{K_s} КСГ Галактики и галактик сравнения, однако, дает неожиданные результаты. Примем за нулевую гипотезу предположение о том, что распределения КСГ по абсолютной звездной величине в обсуждаемых галактиках идентичны. Значения статистики λ критерия Смирнова для однородности двух выборок, примененного попарно к каждой паре галактик, приведены в табл. 1 вместе с

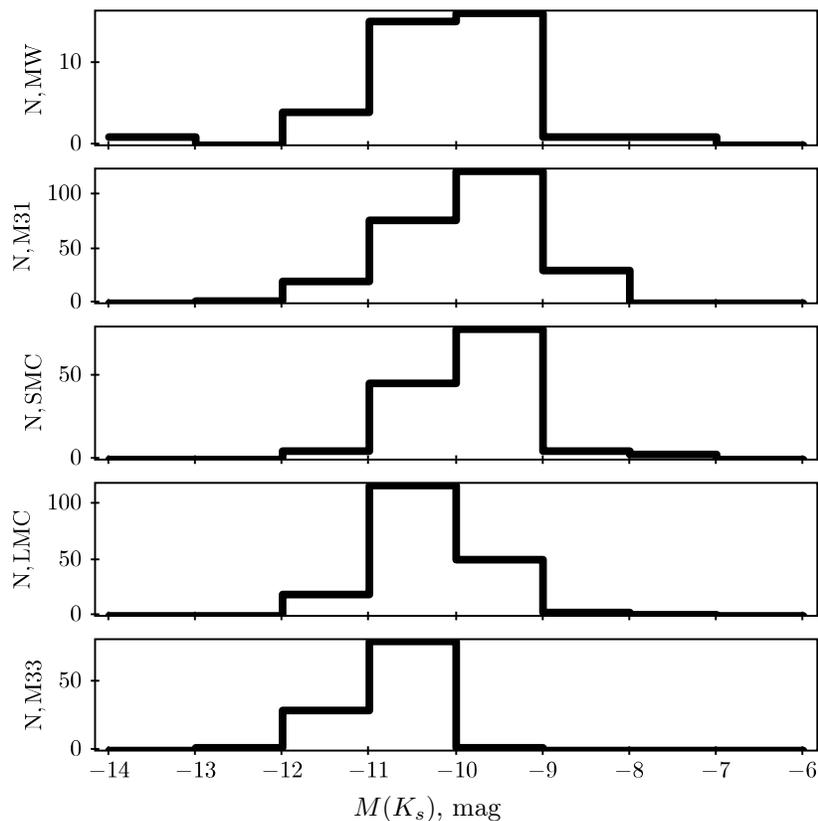


Рис. 1: Сопоставление распределений КСГ по абсолютной звездной величине $M(K_s)$, сверху вниз: Млечный Путь, М31, ММО, БМО, М33.

соответствующими им значениями квантилей распределения Колмогорова.

Таким образом, гипотеза об однородности выборок (т.е. о том, что распределения КСГ в двух галактиках по абсолютной звездной величине одинаковы) не отвергается для пар галактик: Млечный Путь — М31, Млечный Путь — ММО, М31 — ММО. Для всех иных комбинаций нулевая гипотеза отвергается, в частности, на уровне свыше 99% для нашей Галактики и М33, и на уровне 90% — для Галактики и БМО. Таким образом, для рассмотренных распределений выборок

Таблица 1: Значения статистики λ критерия Смирнова для однородности двух выборок, и вероятности P того, что гипотеза об однородности пары выборок не должна быть отвергнута.

	МП		М31		ММО		БМО		М33	
	λ	P,%								
МП	—	—	0.55	>90	0.88	42	1.30	7	2.11	<1
М31	0.55	>90	—	—	0.79	57	3.20	<1	4.11	<1
ММО	0.88	42	0.79	57	—	—	2.71	<1	4.32	<1
БМО	1.30	7	3.20	<1	2.71	<1	—	—	2.07	<1
М33	2.11	<1	4.11	<1	4.32	<1	2.07	<1	—	—

КСГ по абсолютной звездной величине различие содержания химических элементов в рассмотренном диапазоне металличностей не оказывается определяющим. Отличия распределений сверхгигантов в М33 и БМО, вероятно, могут быть связаны с особенностями формирования выборок красных сверхгигантов авторами статей, эффектами наблюдательной селекции, учетом межзвездного поглощения, или иными факторами.

4. Заключение

Используя данные Gaia DR2, мы построили распределение по абсолютной звездной величине M_{K_s} выборки КСГ нашей Галактики, и сравнили его с аналогичными распределениями для выборок КСГ из галактик М31, М33, БМО, ММО. Выборки КСГ из пяти галактик оказались достаточно однородными по распределению по абсолютной звездной величине M_{K_s} для трех из них (Млечный Путь, М31 и Малое Магелланово Облако), и отличающимися как от этих трех, так и друг от друга, для М33 и Большого Магелланова Облака. Таким образом, на данном уровне сравнения определяющую роль в сходстве и различии распределений КСГ по абсолютной звездной величине решающее значение имеет не содержание тяжелых элементов в исследованном диапазоне металличностей, а другие эффекты.

Автор выражает искреннюю благодарность Н.Н.Чугаю за идею работы, поддержку в ее осуществлении и ценные обсуждения. В работе был использован инструмент TOPCAT [19] для работы с данными, а также материалы баз данных SIMBAD (CDS), и ADS, NASA's Astrophysics Data System.

Список литературы

1. A. Chieffi and M. Limongi, *ApJ*, **764**, 21, 2013.
2. Gaia Collaboration, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, A. G. A. Brown, et al., *A&A*, **595**, A1, 2016.
3. Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., *A&A*, **616**, A1, 2018.
4. N. Mauron and E. Josselin, *A&A*, **526**, A156, 2011.
5. P. Massey and K. A. Evans, *ApJ*, **826**, 224, 2016.
6. M. R. Drout, P. Massey, and G. Meynet, *ApJ*, **750**, 97, 2012.
7. M. Yang and B. W. Jiang, *ApJ*, **727**, 53, 2011.
8. M. Yang and B. W. Jiang, *ApJ*, **754**, 35, 2012.
9. C. A. L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, G. Mantelet, and R. Andrae, *AJ*, **156**, 58, 2018.
10. F. van Leeuwen, *A&A*, **474**, 653, 2007.
11. R. M. Cutri, M. F. Skrutskie, S. van Dyk, C. A. Beichman, et al., *2MASS All Sky Catalog of point sources*. (2003).
12. J. A. Cardelli, G. C. Clayton, and J. S. Mathis, *ApJ*, **345**, 245, 1989.
13. D. Zaritsky, J. Harris, I. B. Thompson, and E. K. Grebel, *AJ*, **128**, 1606, 2004.
14. N. Imara and L. Blitz, *ApJ*, **662**, 969, 2007.
15. K. D. Gordon, G. C. Clayton, K. A. Misselt, A. U. Landolt, and M. J. Wolff, *ApJ*, **594**, 279, 2003.
16. R. Leaman, *AJ*, **144**, 183, 2012.
17. D. R. Garnett, G. A. Shields, E. D. Skillman, S. P. Sagan, and R. J. Dufour, *ApJ*, **489**, 63, 1997.
18. L. C. Prochaska, J. A. Rose, N. Caldwell, B. V. Castilho, K. Concannon, P. Harding, H. Morrison, and R. P. Schiavon, *AJ*, **134**, 401, 2007.
19. M. B. Taylor, in P. Shopbell, M. Britton, and R. Ebert, eds., *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV, ASP Conf. Ser.*, volume 347, 29 (2005).

Сравнение фотометрической и тригонометрической (Gaia DR2) шкал расстояний в Галактике

Ковалева Д.А.¹, Пискунов А.Э.¹, Харченко Н.В.²

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Главная астрономическая обсерватория Национальной академии Украины, Киев, Украина*

Средние тригонометрические параллаксы, определенные по данным Gaia DR2 для 143 рассеянных скоплений на расстояниях до 8.5 кпк, сопоставлены с расстояниями до этих же скоплений, определенными в рамках проекта MWSC методом совмещения изохрон. Показано, что согласие тригонометрической и фотометрической шкал расстояний для скоплений не зависит от расстояния. Обнаружено систематическое занижение средних параллаксов Gaia DR2 для скоплений относительно фотометрических параллаксов на величину -0.052 ± 0.013 mas.

Comparing photometric and trigonometric distance scales in the Galaxy with Gaia DR2

Kovaleva D.A.¹, Piskunov A.E.¹, Kharchenko N.V.²

¹*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²*Main Astronomical Observatory NASU, Kiev, Ukraine*

The average trigonometric parallaxes, determined according to Gaia DR2 for 143 open clusters at distances up to 8.5 kpc, are compared with the distances to the same clusters, determined in the framework of the MWSC project by the method of isochrone fitting. It is shown that the agreement between the trigonometric and photometric distance scales for clusters does not depend on the distance. A systematic underestimation of Gaia DR2 average parallaxes for clusters relative to photometric parallaxes of -0.052 ± 0.013 mas was found.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.050

1. Введение

Звездные скопления — важная составляющая населения диска Галактики, и знание расстояний до них требуется в исследованиях структуры, динамики и эволюции Млечного Пути. Прямые методы оценки расстояний (по совокупности тригонометрических параллаксов звезд, входящих в скопления) до недавнего времени были возможны не бо-

лее чем для двух десятков скоплений в пределах 300–500 пк [1]. В остальных случаях применялся основанный на фотометрических данных метод оценки расстояния по подбору изохроны к диаграмме цвет–звездная величина. При этом фотометрические расстояния до скоплений стали важной составляющей космической шкалы расстояний, позволив прокалибровать светимости стандартных свечей.

Впервые систематическая проверка фотометрической шкалы расстояний для скоплений, расположенных в пределах 2 кпк, была проведена с использованием каталога TGAS [2], основанном на первом выпуске данных проекта Gaia [3], и однородном каталоге рассеянных скоплений MWSC [4, 5, 6, 7]. Проведенный в [8, 9] анализ подтвердил хорошее согласие шкал (на уровне 0.1 mas в шкале параллакса) на расстояниях до 800 пк для отдельных звезд и на расстояниях до 2300 пк при усреднении по 64 скоплениям с наибольшим количеством звезд с параллаксами TGAS.

Второй выпуск данных Gaia [10] существенно расширяет возможности определения расстояний до скоплений методом тригонометрических параллакса. Наша работа посвящена исследованию границ возможностей для таких определений и поиску пределов согласия между тригонометрической и фотометрической шкалами.

2. Выделение надежных членов скоплений MWSC в Gaia DR2

В рамках проекта исследования рассеянных скоплений MWSC были однородным образом определены параметры для более чем 3000 скоплений и созданы каталоги звезд-вероятных членов этих скоплений. Сопоставляя данные TGAS о ярких звездах ($G < 12$ mag) с информацией MWSC, мы использовали выборку звезд из этих каталогов. Однако, исследование с привлечением данных Gaia DR2 (далее просто DR2) показало, что использование рассчитанных в MWSC вероятностей приводит к значительному загрязнению выборки звездами фона для звезд слабее $G \approx 12$ mag. В связи с этим, оказалось необходимо переопределить вероятные члены скоплений, основываясь на данных DR2, и уже затем рассчитывать их характеристики.

Поиск звезд скоплений велся в каталоге DR2 в площадках с центрами из каталога MWSC. Размеры площадок были увеличены по отношению к данным MWSC добавлением кольца шириной 0.3° . Мы выделяли потенциальные члены скоплений, основываясь на диаграммах собственных движений, с контролем по диаграммам «звездная величина – параллакс» и «цвет – звездная величина». Дополнительный

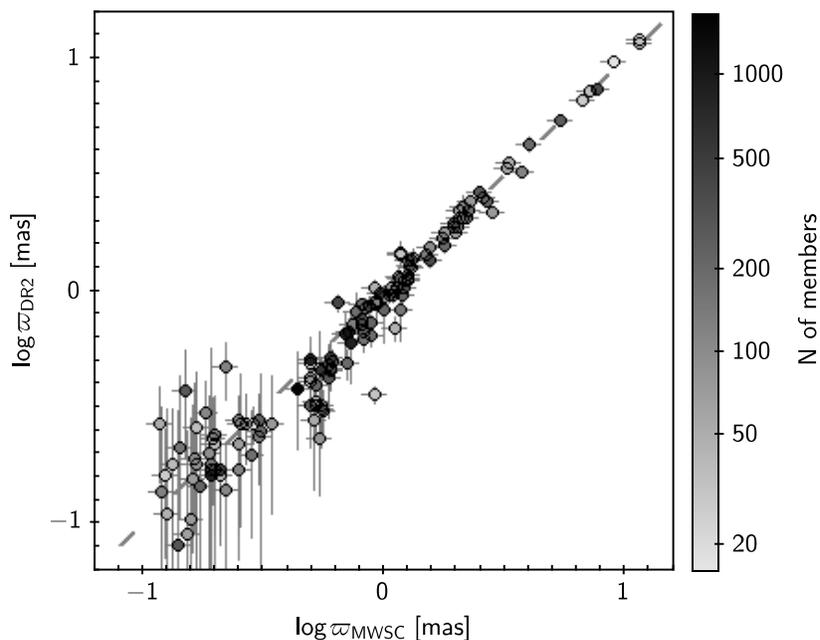


Рис. 1: Сопоставление фотометрических (MWSC) и усредненных тригонометрических параллаксов для исследованной группы скоплений. Цвет кружков показывает в соответствии со шкалой справа количество надежных членов скопления, по которым был определен средний тригонометрический параллакс. Горизонтальные бары — ошибки фотометрических параллаксов, рассчитанные исходя из оценки ошибки расстояний MWSC 11%. Вертикальные бары — стандартные отклонения среднего тригонометрического параллакса надежных членов скопления.

контроль производился по диаграмме «звездная величина – лучевая скорость» в случае доступности лучевых скоростей для достаточного количества звезд в площадке. В результате определения средних параметров выбранных потенциальных членов скопления и отбрасывания звезд, параметры которых выходили за 3σ от среднего, за две-три итерации выделялась группа членов, которые мы считали надежными, и определяли по ним средний параллакс скопления.

Описанная процедура была проделана для всех 64 скоплений, исследованных ранее по данным TGAS [8]. Эта выборка состоит из скоплений хорошо населенных и достаточно ярких. Кроме того, была исследована выборка рассеянных скоплений MWSC с максимальными фотометрическими расстояниями, чтобы определить, до каких наибольших расстояний в принципе возможно выделять надежные члены скоплений и определять тригонометрические расстояния по данным DR2. Для того, чтобы оценить влияние населенности скопления и других его характеристик на эффективность метода, была также сделана произвольная выборка скоплений в порядке возрастания номеров MWSC, начиная с MWSC 1. Всего было рассмотрено 250 скоплений, для 143 из них выделены надежные члены и определены средние параллаксы. Фотометрические расстояния до 70% скоплений из рассмотренной выборки не превосходят 2 кпк, а оставшиеся 30% скоплений расположены на расстояниях от 2 до свыше 8 кпк.

3. Сопоставление фотометрической и тригонометрической шкал расстояний для скоплений

На рис. 1 представлено сравнение фотометрической и тригонометрической шкал расстояний в единицах параллаксов. Фотометрические параллаксы определены как величины, обратные фотометрическим расстояниям из каталога MWSC, бары ошибок для них рассчитаны исходя из оценки ошибки расстояний MWSC 11% [5]. Тригонометрические параллаксы скоплений получены усреднением индивидуальных параллаксов DR2 выбранных надежных членов, бары ошибок показывают для них дисперсию среднего значения параллакса. Число членов, использованных для вычисления средних параллаксов, изменяется от 16 до 1700, и в среднем равно 200.

Рис. 2 показывает распределение $(\langle \varpi_{DR2} \rangle - \varpi_{MWSC}) / \langle \varpi_{DR2} \rangle$ — относительного различия тригонометрического и фотометрического параллаксов в зависимости от величины параллакса. Видно, что отношение величины отклонения к значению параллакса (дисперсия расхождений фотометрической и тригонометрической оценок расстояния) возрастает с увеличением расстояния до скопления (5% для расстояний до 300 пк, 11% от 300 до 1000 пк, 19% от 1 до 3 кпк и 44% на расстояниях свыше 3 кпк). Однако поведение среднего значения относительного расхождения между шкалами на всем исследованном диапазоне расстояний (до 8.5 кпк) можно описать приближенно как

$$(\langle \varpi_{DR2} \rangle - \varpi_{MWSC}) / \langle \varpi_{DR2} \rangle = 0.006 * \log \varpi_{MWSC} [mas] - 0.063.$$

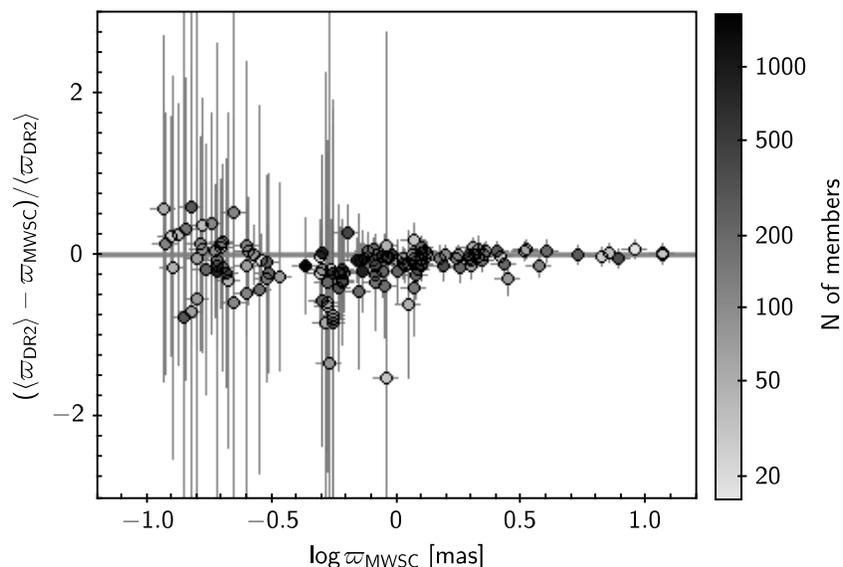


Рис. 2: Зависимость относительного различия усредненного тригонометрического (DR2) и фотометрического (MWSC) параллакса от величины фотометрического параллакса для исследованной группы скоплений. Обозначения — как на рис. 1, вертикальные бары показывают стандарт относительного различия, вычисленный с помощью распространения ошибок с рис. 1.

Таким образом, различие тригонометрической и фотометрической шкал оказывается практически независимо от расстояния до скопления. Средняя величина разности тригонометрического и фотометрического параллакса составляет -0.052 ± 0.013 mas. Этот результат согласуется с известным сдвигом нуля-пункта параллакса DR2 [11], который может варьироваться для разных типов объектов, но в среднем оценивается примерно в -0.05 mas (см., напр., [11, 12, 13, 14, 15]). Число исследованных скоплений пока недостаточно, чтобы делать выводы о зависимости этого систематического сдвига от координат на небесной сфере.

4. Заключение

По данным Gaia DR2 были определены надежные члены для 143 рассеянных скоплений и путем усреднения их тригонометрических параллаксов DR2 определены средние параллаксы скоплений. Результаты были сопоставлены с величинами, обратными расстояниям, найденным для тех же скоплений методом совмещения изохрон в рамках проекта MWSC. Показано, что на расстояниях до 8.5 кпк согласие шкал имеет однородный характер. При этом наблюдается систематическое занижение средних параллаксов DR2 относительно фотометрических параллаксов на -0.052 ± 0.013 mas, что хорошо согласуется с результатами исследований среднего систематического сдвига нуля-пункта параллаксов DR2 для различных населений Галактики.

В работе использовались данные миссии Европейского космического агентства Gaia¹, обработанные DPAC², а также программный инструмент TOPCAT [16] для работы с данными.

Список литературы

1. N. Robichon, F. Arenou, J. C. Mermilliod, and C. Turon, *A&A*, **345**, 471, 1999.
2. Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., *A&A*, **595**, A2, 2016.
3. Gaia Collaboration, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, A. G. A. Brown, et al., *A&A*, **595**, A1, 2016.
4. N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, E. Schilbach, S. Röser, and R.-D. Scholz, *A&A*, **543**, A156, 2012.
5. N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, E. Schilbach, S. Röser, and R.-D. Scholz, *A&A*, **558**, A53, 2013.
6. S. Schmeja, N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, S. Röser, E. Schilbach, D. Froebrich, and R.-D. Scholz, *A&A*, **568**, A51, 2014.
7. R.-D. Scholz, N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, S. Röser, and E. Schilbach, *A&A*, **581**, A39, 2015.
8. D. A. Kovaleva, A. E. Piskunov, N. V. Kharchenko, S. Röser, E. Schilbach, R.-D. Scholz, S. Reffert, and S. X. Yen, *A&A*, **606**, L8, 2017.
9. D. Kovaleva, A. Piskunov, N. Kharchenko, and R.-D. Scholz, *Open Astronomy*, **26**, 219, 2017.
10. Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., *A&A*, **616**, A1, 2018.
11. L. Lindegren, J. Hernández, A. Bombrun, S. Klioner, et al., *A&A*, **616**, A2, 2018.

¹<https://www.cosmos.esa.int/gaia>

²<https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>

12. J. C. Zinn, M. H. Pinsonneault, D. Huber, and D. Stello, *arXiv e-prints*, arXiv:1805.02650, 2018.
13. K. G. Stassun and G. Torres, *ApJ*, **862**, 61, 2018.
14. A. G. Riess, S. Casertano, W. Yuan, L. Macri, et al., *ApJ*, **861**, 126, 2018.
15. R. Schönrich, P. McMillan, and L. Eyer, *MNRAS*, 1390, 2019.
16. M. B. Taylor, in P. Shopbell, M. Britton, and R. Ebert, eds., *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV, ASP Conf. Ser.*, volume 347, 29 (2005).

Глобальный обзор звездных скоплений в Млечном Пути V: Приливные массы

Пискунов А.Э.¹, Харченко Н.В.²

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Главная астрономическая обсерватория НАНУ, Киев, Украина*

По данным о приливных радиусах 3017 рассеянных скоплений из обзора MWSC и о потенциале Галактики определены приливные массы и построено их распределение по галактоцентрическому расстоянию R на интервале $1 \dots 21$ кпк. Приливные массы скоплений выборки заключены между $10 M_{\odot}$ и $2 \cdot 10^4 M_{\odot}$. Мы нашли, что верхний предел массы не зависит от R . Массы двух десятков центральных скоплений $R < 2$ кпк заметно превосходят эту величину и, возможно, завышены.

Global survey of star clusters in the Milky Way. V Tidal masses

Piskunov A.E.¹, Kharchenko N.V.²

¹*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²*Main Astronomical Observatory NANU, Kiev, Ukraine*

Based on tidal radii of 3017 open clusters from the MWSC survey, and on the potential of the Milky Way we determine cluster tidal masses and build their distribution over galactocentric distance R within $1 \dots 21$ kpc. The tidal masses are located between $10 M_{\odot}$ and $2 \cdot 10^4 M_{\odot}$. We find that the upper limit does not depend on R . The masses of two tens of central clusters $R < 2$ kpc significantly exceed this value, and, possibly, are overestimated.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.051

1. Введение

Масса звездных скоплений является одним из базовых параметров этих объектов, определяющих их рождение и дальнейшую судьбу, а ее оценка, несмотря на видимую простоту, является нетривиальной задачей. Вполне очевидное суммирование масс отдельных звезд наталкивается на проблемы перекрытия изображений звезд и их потери в центральных, плотных областях скоплений, засорения подсчетов окружающим фоном и потери массы ниже порога наблюдений. Другая возможность — использование соотношения масса-светимость, широко применяемая для далеких внегалактических скоплений, страда-

ет низкой чувствительностью к статистике слабых звезд, т.к. светимость скопления определяется яркостью нескольких наиболее массивных звезд, тогда как его масса определяется обилием маломассивных членов. В больших обзорах, включающих скопления, расположенные на разных расстояниях от Солнца, эти трудности усугубляются переменным наблюдательным пределом подсчетов, требующим ненадежных экстраполяций. Эти проблемы могут быть преодолены при построении единой шкалы наблюдательных параметров, чувствительных к массе скопления. Мы предлагаем использовать для этого приливные радиусы скоплений, связанные с их массами, которые могут быть определены, если имеется представление о структуре гравитационного потенциала Галактики. К счастью, для Галактики это условие давно выполнено и становится возможным построение шкалы приливных масс рассеянных скоплений в широких пределах, охватываемых нашим обзором MWSC [1, 2, 3].

2. Данные и уравнения

Мы использовали однородные данные о базовых параметрах рассеянных скоплений, полученные при выполнении всенебесного обзора MWSC. Краткое описание MWSC дано в другой статье данного сборника, называемой ниже Статьей I. Обзор покрывает обширную область диска Галактики от его центральных областей до внешнего диска и дает возможность исследовать поведение приливных параметров в широкой окрестности Солнца.

Для определения массы скопления m_t следуя Кингу [4], мы используем условия баланса гравитационных сил между Галактикой и скоплением

$$m_t = \frac{r_t^3}{G} \left(\Omega^2 - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} \right). \quad (1)$$

Здесь r_t — радиус Якоби (расстояние от центра скопления, где его собственная гравитация равна полю Галактики), Ω — угловая скорость вращения Галактики, Φ — ее потенциал, R — галактоцентрическое расстояние, G — гравитационная постоянная. Далее будем называть r_t и m_t приливными радиусом и массой.

Для явного представления радиальных зависимостей используем трехкомпонентную модель Пламмера-Кузьмина [5]:

$$\Phi_i(R, z) = - \frac{G M_i}{\sqrt{R^2 + \left(a_i + \sqrt{b_i^2 + z^2} \right)^2}},$$

Таблица 1: Принятые параметры компонентов Галактического потенциала.

Компонент	M, M_{\odot}	a , кпк	b , кпк
Балдж	$1.4 \cdot 10^{10}$	0.0	0.3
Диск	$9.0 \cdot 10^{10}$	3.3	0.3
Гало	$7.0 \cdot 10^{11}$	0.0	25.0

где z — расстояние от плоскости, $i = b, d, h$ — индексы компонентов балджа, диска, и гало, M_i — массы этих компонентов. Модельные параметры M_i , a_i и b_i , оптимизированные совмещением с галактической кривой вращения, взяты из [6] и показаны в табл. 1.

На расстоянии R от Галактического центра Ω и эпициклическая частота κ могут быть выражены через Φ следующим образом:

$$\begin{aligned}\Omega^2 &= \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R}, \\ \kappa^2 &= \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} + \frac{3}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R},\end{aligned}$$

а уравнение (1) запишется:

$$m_t = \frac{r_t^3}{G} (4 - \beta^2) \Omega^2, \quad (2)$$

где Ω и $\beta = \kappa/\Omega$ зависят от R . На рис. 1 для иллюстрации показаны радиальные профили галактического потенциала и параметров Ω и β для плоскости Галактики ($z = 0$ пк).

В настоящей работе приливные радиусы r_t определены эмпирически из аппроксимации наблюдаемых радиальных распределений плотности, полученных из подсчетов членов скоплений, как описано в Статье I, а β и Ω вычислены с помощью параметров модели потенциала из табл. 1. Мы предполагаем, что радиус Якоби и наблюдаемый приливной радиус равны, хотя даже в идеальном случае свободного от систематики наблюдаемого профиля скопления, полученная величина r_t должна, как правило, быть меньше радиуса Якоби, например, из-за вытянутой приливными силами Галактики формы скоплений, наблюдаемых под разными углами к главной оси.

Все использованные в этой работе данные взяты из MWSC, из Статьи I, или (в случае приливных масс) вычислены по формуле (2). Таким образом, в этой статье мы исследуем выборку 3017 рассеянных скоплений с определенными приливными массами, распределенных в диске Галактики на расстояниях от 1 до 21 кпк от центра.

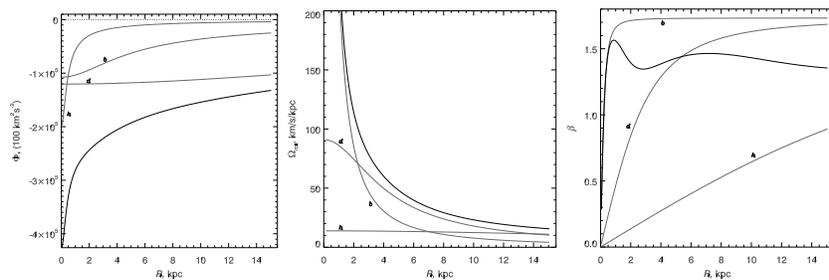


Рис. 1: Зависимости гравитационного потенциала Φ (слева), угловой скорости Ω (в центре) и отношения эпициклической и вращательной частот β (справа) от галактоцентрического радиуса при $z = 0$ пк. Жирные линии — суммарные соотношения, тонкие линии — соотношения для отдельных компонентов, буквы h , b и d обозначают гало, балдж и диск.

3. Радиальное распределение приливных параметров

Массы и размеры являются базовыми характеристиками скоплений, определяющими как жизненный цикл отдельных скоплений (рождение, эволюцию и распад), так и всю популяцию, которая может описываться типичными и/или предельными размерами/массами скоплений и распределениями этих параметров. Мы рассмотрим радиальные распределения r_t и m_t скоплений выборки MWSC и их свойства.

На рис. 2 показаны зависимости приливных радиусов и масс скоплений от R . Видно, что построенные зависимости имеют несколько характерных деталей. Во-первых, оба соотношения имеют четко очерченные границы по R и воспроизводят форму перевернутого колокола, уменьшая свою ширину с уменьшением r_t или m_t . Это поведение явно свидетельствует об эффекте селекции в выборке, ограниченной по звездной величине (какой является обзор MWSC) и о неявной зависимости рассматриваемых параметров от яркости скопления, являющейся базовым фактором, влияющим на его видимость. Как следует из рисунка, зона полноты массивных скоплений обширна: ее диаметр достигает 6-7 кпк при $\lg m_t/M_\odot = 4$, в то время, как для маломассивных скоплений с $\lg m_t/M_\odot = 1$ он сжимается до 2 кпк. Таким образом, наша полная выборка является селективной и для исследования популяционных характеристик (например, функции масс) должна быть исправлена. На правой панели мы темными кружками показываем

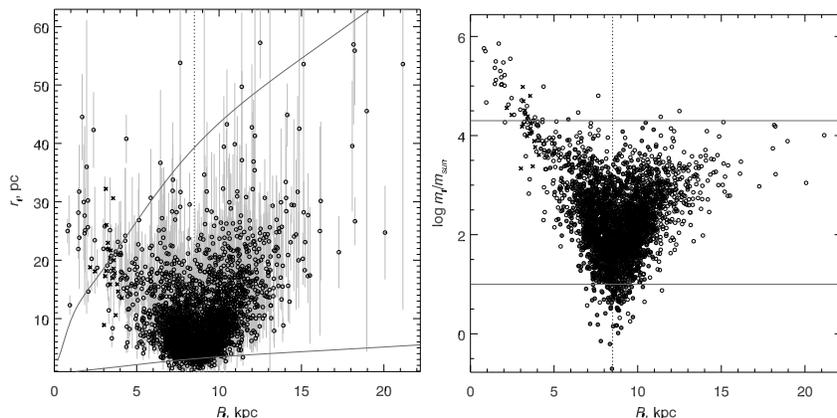


Рис. 2: Радиальные распределения приливных радиусов (слева) и масс (справа). Полыми кружками показаны все скопления, сплошными — только скопления из зоны полноты. Бары — ошибки определения приливных радиусов, крестики — ожидаемое положение центральных ($R < 2$ кпк) скоплений в случае уменьшения их модуля расстояния на $0^{\text{m}}6$. Сплошные линии — теоретические линии постоянной массы $m_t = 2 \cdot 10^4 M_\odot$ (верхняя) и $m_t = 10 M_\odot$ (нижняя). Пунктирная линия показывает положение Солнца.

подвыборку масс, свободную от эффекта селекции и построенную для скоплений, располагающихся внутри рассчитанной в [7] на основе данных об интегральных яркостях скоплений зоны полноты.

Несмотря на большую протяженность для массивных скоплений, зона полноты занимает лишь часть пространства выборки MWSC. Скопления вне ее также могут быть полезны для изучения свойств их населения. Сплошными линиями на обеих панелях показаны верхняя и нижняя границы выборок. Как видно, нижняя граница наблюдаемых приливных масс составляет около $10 M_\odot$, тогда, как верхняя граница $m_t = 2 \cdot 10^4 M_\odot$ и практически не зависит от R . Исключения составляют самые внутренние скопления. Распределение радиусов скоплений согласуется с предположением о постоянстве массы вдоль R : проведенные на левой панели границы распределений вычислены по формуле (2) для случаев постоянной массы в $10 M_\odot$ и $2 \cdot 10^4 M_\odot$. Как следует из левой панели, во внешних областях диска должны наблюдаться относительно протяженные скопления, а в центре — более компактные.

Эту закономерность нарушает пара десятков скоплений, находящихся в самом центре Галактики ($R < 2$ кпк), имеющих такие же размеры, как внешние скопления. Их результирующие массы оказываются значительно больше (на 1.5 порядка) общего верхнего предела масс, отмеченного выше. Из двух возможностей, объясняющих эту особенность распределения: реальное отличие центральных скоплений от всей популяции или эффект систематической ошибки — мы предпочитаем вторую. Мы считаем вполне вероятным, что расстояния до ряда скоплений, наблюдаемых в направлении центра Галактики, завышены в MWSC. Это может быть связано с клочковатой структурой плотных пылевых облаков в этой области неба и с тем, что эти скопления находятся вблизи наблюдаемого предела MWSC. Поэтому для наблюдения доступны только ветви гигантов, которые являются очень ненадежными индикаторами расстояний. Чтобы оценить эффект расстояния, мы искусственно уменьшили модуль расстояния этих скоплений на $\Delta(K_s - M_{K_s}) = 0^m6$. Результат показан на обеих диаграммах рис. 2 крестиками. Как можно видеть, в этом случае центральные скопления занимают на радиальных диаграммах естественное положение.

Список литературы

1. N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, E. Schilbach, S. Röser, and R.-D. Scholz, *A&A*, **558**, A53, 2013.
2. S. Schmeja, N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, S. Röser, E. Schilbach, D. Froebrich, and R.-D. Scholz, *A&A*, **568**, A51, 2014.
3. R.-D. Scholz, N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, S. Röser, and E. Schilbach, *A&A*, **581**, A39, 2015.
4. I. King, *AJ*, **67**, 471, 1962.
5. M. Miyamoto and R. Nagai, *PASJ*, **27**, 533, 1975.
6. N. V. Kharchenko, P. Berczik, M. I. Petrov, A. E. Piskunov, S. Röser, E. Schilbach, and R. Scholz, *A&A*, **495**, 807, 2009.
7. N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, E. Schilbach, S. Röser, and R. D. Scholz, *A&A*, **585**, A101, 2016.

Глобальный обзор звездных скоплений в Млечном Пути IV: структурные параметры

Харченко Н.В.¹, Пискунов А.Э.²

¹ Главная астрономическая обсерватория НАНУ, Киев, Украина

² Институт астрономии РАН, Москва, Россия

По данным о кинематико-фотометрическом членстве рассеянных скоплений из всенебесного обзора MWSC изучены радиальные профили 3017 скоплений, распределенных по всему небу. Наблюдаемые профили аппроксимированы кривыми Кинга и определены их параметры: размеры ядра и приливные радиусы скопления (с характерной точностью $\sim 30\%$), а также степень концентрации к центру ($\sim 40\%$). Как показывают наши оценки, в широких окрестностях Солнца (до 3 кпк) типичный радиус ядра галактического рассеянного скопления близок к 1 пк, а приливной радиус примерно равен 9 пк.

Global survey of star clusters in the Milky Way. IV Structure parameters

Kharchenko N.V.¹, Piskunov A.E.²

¹ Main Astronomical Observatory NANU, Kiev, Ukraine

² Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Based on kinematic-photometric membership of Galactic open clusters from all-sky survey MWSC we have studied radial profiles of 3017 objects distributed over the sky. The observed profiles were fitted with King curves and the respective parameters were determined: the core sizes (with typical accuracy of $\sim 30\%$), tidal radii ($\sim 20\%$), as well as the concentration degrees ($\sim 40\%$). As indicate our estimates in the wide Solar neighborhood (up to 3 kpc) the typical core radius of an open cluster is close to 1 pc, and the tidal radius is equal to 9 pc.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.052

1. Введение

Как известно, звездные скопления имеют неоднородную структуру с основными компонентами в виде компактного плотного ядра и протяженной разряженной короны. Около шестидесяти лет назад Кинг [1] предложил эмпирическую формулу, описывающую типичный профиль скопления. Эта формула основана на наблюдаемых профилях яркости шаровых скоплений и имеет три полностью определяющих ее

ход параметра, именуемых приливными или кинговскими параметрами. К ним относятся радиусы ядра и короны и нормирующий коэффициент. За прошедшее время профили плотности были изучены и приливные параметры определены практически у всех известных галактических шаровых скоплений. Ситуация с рассеянными скоплениями гораздо сложнее: полный набор приливных параметров был определен лишь для нескольких объектов. Главными причинами преимуществ шаровых скоплений в этом аспекте является их значительная населенность и расположение вне богатых звездных полей Галактического диска, засоряющих наблюдаемую картину. Это позволяет лучше зафиксировать границы скопления и избежать искажающего влияния окружающего фона. Так же возможность определения пространственной структуры ограничивалась размерами светоприемников. Лишь последние 20 лет ситуация улучшилась с появлением все-небесных обзоров высокоточной астрометрии и фотометрии, которые позволили надежно исследовать свойства рассеянных скоплений как в центре, так и на периферии этих объектов.

В работе изложены результаты исследования структурных параметров рассеянных скоплений, основанного на кинематико-фотометрическом членстве все-небесного обзора скоплений MWSC.

2. Данные

Мы использовали однородные данные о базовых параметрах рассеянных скоплений, полученные нами при выполнении все-небесного обзора MWSC [2, 3, 4]. Обзор основан на точной астрометрии и фотометрии из глубоких каталогов 2MASS [5] и PPMXL [6] и содержит многомерный массив параметров скоплений, которые определены по однородной методике в однородной по всему небу системе для 3063 рассеянного скопления и 147 шаровых скоплений. Для всех звезд в области скопления были определены комбинированные кинематические и фотометрические вероятности членства и построены диаграммы цвет-величина наиболее вероятных членов. Огромным плюсом обзора MWSC является практическая неограниченность размеров исследованных областей скоплений на небе. Это позволило избежать пространственных ограничений и построить несмещенные и надежные профили поверхностной плотности большинства входящих в MWSC скоплений. Обзор MWSC покрывает обширную область диска Галактики с радиусом 3-4 кпк и мы имеем возможность исследовать поведение приливных параметров в широкой окрестности Солнца.

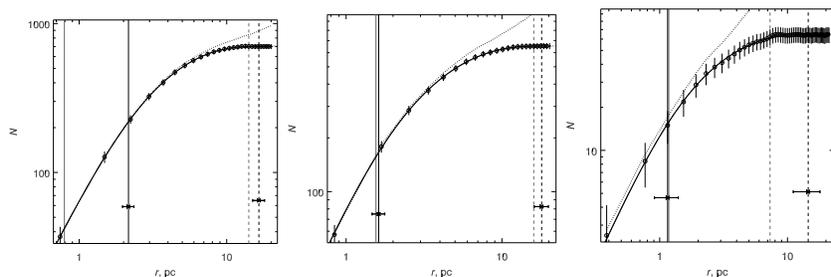


Рис. 1: Аппроксимация наблюдаемых профилей плотности кривой Кинга для разных гелиоцентрических расстояний: малых (Плеяды, левая панель), умеренных (M67, в центре) и больших (Berkeley 58, правая панель). Кривые показывают наблюдаемое (пунктир), исправленное за остаточный фон (кружки с барами Пуассоновых погрешностей) распределения и аппроксимирующий профиль (непрерывная кривая). Вертикальные линии отмечают радиус ядра (сплошные) и приливной радиус (штриховые) линии. Серым цветом показаны глазомерные оценки, выполненные ранее в ходе обзора MWSC, черным — определенные нами параметры r_c и r_t . Горизонтальные бары показывают ошибку результатов аппроксимации.

3. Метод

Примененный нами метод основан на хорошо известной эмпирической модели Кинга [1], описывающей наблюдаемые в шаровых скоплениях радиальные профили поверхностной плотности звезд с помощью кривых, зависящих от параметров r_c , r_t и k . Согласно определению Кинга, r_c — радиус ядра, r_t — приливной радиус, k нормирующий множитель, связанный с центральной плотностью скопления. Широко применяется также отношение радиусов $c = \lg r_t / r_c$, именуемое концентрацией. Кроме шаровых скоплений этот подход также использовался для определения Кинговских параметров нескольких близких рассеянных скоплений (см. например Рабу и Мермийо [7, 8]). Однако, прямое определение дифференциальных профилей плотности не работает для большинства рассеянных скоплений в силу относительно малого числа наблюдаемых в них членов и относительно низкой плотности на периферии скопления. Это вызывает систематическое искажение внешних областей скоплений, особенно важных для определения приливных радиусов. Поэтому, для того, что бы уменьшить эффект бедной статистики, мы применили в наших целях интеграль-

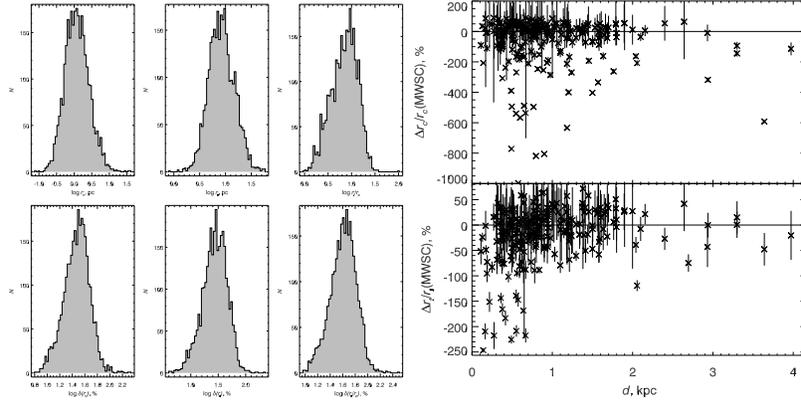


Рис. 2: Приливные параметры скоплений MWSC. Левая часть рисунка (шесть панелей): распределения r_c , r_t и c (верхний ряд) и их относительных ошибок (нижний ряд). Правая половина (две панели): сравнение r_c и r_t по данным обзоров COCD и MWSC, d — расстояние от Солнца по данным MWSC.

ную форму профиля Кинга:

$$n(r) = \pi r_c^2 k \left\{ \ln[1 + (r/r_c)^2] - 4 \frac{[1 + (r/r_c)^2]^{1/2} - 1}{[1 + (r_t/r_c)^2]^{1/2}} + \frac{(r/r_c)^2}{1 + (r_t/r_c)^2} \right\},$$

где $n(r)$ — число звезд скопления внутри круга радиуса r . Приближение интегральных профилей для скоплений обзора COCD [9, 10] было проведено нами для 236 скоплений в [11]. Обзор COCD был выполнен ранее на основе каталогов ASCC-2.5 и Tycho-2.

Для построения наблюдаемого профиля скопления мы выполнили подсчеты членов скопления в концентрических кругах вокруг центра скопления на расстояниях до $5r_2$, где r_2 — видимый радиус короны скопления, известный из MWSC. Мы использовали наиболее достоверные члены скопления, обеспечивающие исчерпывающую полноту данных и несмещенность рассматриваемой выборки. При этом параметры выборки подбирались индивидуально для каждого скопления и варьировались зависимости от его индивидуальных свойств: расстояния, степени погруженности в окружающий звездный фон, однородности и величины межзвездного поглощения. Решающим фактором являлась полнота и незасоренность данных, особенно, во внешних частях скопления. Поэтому нами принимались дополнительные

меры по учету остаточного фона и удалению «фальшивых» членов — звезд поля, удовлетворяющих фильтрам отбора членов (например со-движущихся звезд поля на диаграмме собственных движений или звезд, проецирующихся на главную последовательность скопления на диаграмме цвет-величина). Для этого по подсчетам звезд «первичной» выборки во внешних областях скоплений, где гарантировался минимальный вклад со стороны скопления, мы определяли уровень остаточной плотности звезд поля, типичный для данного направления и вычитали его из первичного эмпирического профиля. Аппроксимация и определение параметров выполнялось с помощью процедуры MPFIT из библиотеки IDL Марквардта [12].

На рис. 1 приведены результаты аппроксимации эмпирического профиля для скоплений на разных гелиоцентрических расстояниях (0.13 кпк для одного из ближайших скоплений Плеяды, 0.89 кпк для типичного для выборки MWSC скопления M67, 2.7 кпк для удаленного скопления Berkley 58). Видно, что аппроксимация работает одинаково хорошо на разных расстояниях и что коррекция профиля за остаточный фон играет критическую роль для правильного определения приливных радиусов.

4. Результаты

С помощью описанного метода мы определили приливные параметры 3017 рассеянных скоплений (98% этих объектов MWSC). Для оставшихся 2% удовлетворительные профили плотности были не построены из-за низкого качества входных данных (бедная статистика, клочковатое поглощение, близкая яркая звезда и т.д.). Характерная точность определения составляет 30% для радиусов и около 40% для концентраций. Распределение этих параметров, их относительной точности для изученных скоплений показано на рис. 2. Можно видеть, что по нашим определениям типичный радиус ядра рассеянных скоплений составляет 1.2 пк, что соответствует широко распространенным представлениям о размерах рассеянных скоплений. Действительный же размер типичного рассеянного скопления, ограниченный гравитационным полем Галактики (r_t), по нашим определениям равен 9.6 пк, а характерная степень концентрации скоплений диска c равна 0.97.

Также на рис. 2 сравниваются наши определения приливных параметров, сделанные на основе данных для 222 скоплений COCD и MWSC в зависимости от гелиоцентрических расстояний. Методики определения радиусов обеих выборок различаются только в деталях, связанных со спецификой данных, в частности, с меньшим пределом

полноты СОСД. Несмотря на различие в наблюдательных свойствах оба обзора показывают хорошее согласие: в среднем радиусы ядра отличаются не более чем на 0.3%, а приливные радиусы на 4%. При этом, до расстояний $\simeq 3$ кпк систематических отличий не наблюдается. Некоторый тренд на больших расстояниях, по-видимому, связан с меньшей надежностью структурных данных у удаленных скоплений в СОСД. Несколько отпадающих скоплений не влияют на приведенную статистику, а сами скопления представляют собой плохо обусловленные в СОСД рыхлые структуры.

Мы сделали попытку сравнить наши определения с немногочисленными опубликованными результатами трех-параметрической аппроксимации. Однако, как оказалось, в большинстве таких работ дается лишь некий интервал в который должны попадать значения аппроксимирующих параметров, определенных авторами. Наши результаты всегда согласуются с указанными рамками.

Список литературы

1. I. King, *AJ*, **67**, 471, 1962.
2. N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, E. Schilbach, S. Röser, and R.-D. Scholz, *A&A*, **558**, A53, 2013.
3. S. Schmeja, N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, S. Röser, E. Schilbach, D. Froebrich, and R.-D. Scholz, *A&A*, **568**, A51, 2014.
4. R.-D. Scholz, N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, S. Röser, and E. Schilbach, *A&A*, **581**, A39, 2015.
5. M. F. Skrutskie, R. M. Cutri, R. Stiening, M. D. Weinberg, et al., *AJ*, **131**, 1163, 2006.
6. S. Röser, M. Demleitner, and E. Schilbach, *AJ*, **139**, 2440, 2010.
7. D. Raboud and J. C. Mermilliod, *A&A*, **329**, 101, 1998.
8. D. Raboud and J. C. Mermilliod, *A&A*, **333**, 897, 1998.
9. N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, S. Röser, E. Schilbach, and R. D. Scholz, *A&A*, **438**, 1163, 2005.
10. N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, S. Röser, E. Schilbach, and R. D. Scholz, *A&A*, **440**, 403, 2005.
11. A. E. Piskunov, E. Schilbach, N. V. Kharchenko, S. Röser, and R. D. Scholz, *A&A*, **468**, 151, 2007.
12. C. B. Markwardt, in D. A. Bohlender, D. Durand, and P. Dowler, eds., *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII, ASP Conf. Ser.*, volume 411, 251 (2009).

Каталог звезд скопления IC 2391

Постникова Е.С., Чупина Н.В., Верещагин С.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Используя фильтры по данным астрометрии и фотометрии Gaia DR2 выбраны наиболее вероятные члены рассеянного звездного скопления IC 2391. С помощью системы изохрон определен возраст скопления ($\lg t = 7.75 \pm 0.25$). Получены координаты положения апекса $A_0 = 92^\circ 13' \pm 0'.7$, $D_0 = 4'.7 \pm 1'.5$. По распределению звездной плотности аппроксимирована пространственная форма скопления. Полученный каталог размещен в открытом доступе.

Catalog of stars in the open star cluster IC 2391

Postnikova E.S., Chupina N.V., Vereshchagin S.V.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Using the filters according to the astrometry and photometry of Gaia DR2, the most probable members of the open star cluster IC 2391 were selected. Using the isochrone system, the age of the cluster ($\log t = 7.75 \pm 0.25$) is determined. The coordinates of the position of the apex are $A_0 = 92^\circ 13' \pm 0'.7$, $D_0 = 4'.7 \pm 1'.5$. The spatial shape of the cluster is approximated by the isodensity contours of the star density distribution. The resulting catalog is available to the public in open access.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.053

1. Введение

IC 2391 (MWSC 1529, omi Vel Cluster) — близкое (~ 145 пк [1, 2]); молодое ($(4 - 5) \cdot 10^7$ лет [3, 4]) рассеянное звездное скопление, расположенное к югу от плоскости Галактики ($l, b = (270^\circ 36' 22'', -06^\circ 8' 38' 7'')$). Скопление пользуется вниманием наблюдателей в различных диапазонах частот: рентгеновском [5], оптическом [6], инфракрасном [7, 8], радио [9]. Обнаружено, что IC 2391 содержит рентгеновские переменные и быстрые ротаторы [5, 10]. Скопление уже потеряло значительную часть своего населения [11].

Разными авторами получены близкие значения компонентов собственного движения, в среднем равные $\mu_\alpha \cos \delta = -25.0 \pm 0.7$ мсд/год и $\mu_\delta = 23.0 \pm 0.6$ мсд/год по [12, 13] и [14, 2] (Tycho-2). Значение лучевой скорости 12.5 ± 3.5 км/с из [15] и 14.49 ± 0.14 км/с из [13].

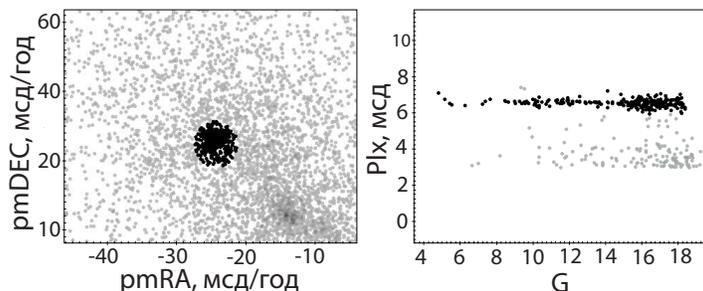


Рис. 1: Левая панель: диаграмма собственных движений. Черные точки ($n = 404$) — потенциальные члены скопления, серые точки — звезды фона. Сгущение в правом нижнем углу, возможно, часть Местного потока (будет рассмотрено в отдельной работе). Правая панель: диаграмма «параллакс — звездная величина G ». Черные точки — потенциальные члены скопления, серые — звезды поля.

Особенность скопления состоит в том, что пространственно-кинематически с ним связаны одноименный звездный поток [16, 17] и ОВ-ассоциация Аргус [18].

2. Данные, отбор звезд, фильтры

Выборка производилась из каталога Gaia DR2 [19]. Для сравнения результатов использовались списки звезд скопления [20] (C-G) и [21] (vLw). Результат представлен в табл. 1. Отметим, что в выборке из Gaia DR2 есть параллаксы для всех звезд из табл. 1.

Фильтр 1: выбор звезд в области расположения скопления на небе. Использовались координаты центра: $\alpha = 130^{\circ}065$, $\delta = -53^{\circ}028$ из [22]. Разницей эпох по сравнению с Gaia DR2 мы пренебрегли ввиду незначительности разницы в координатах (несколько угловых секунд). Радиус выборки (5°) взят исходя из пространственных размеров скопления приблизительно 10 пк. Дополнительно для уменьшения шума выборка ограничивалась в пределах 3 – 8 мсд по параллаксу. Выбрано 11954 звезды.

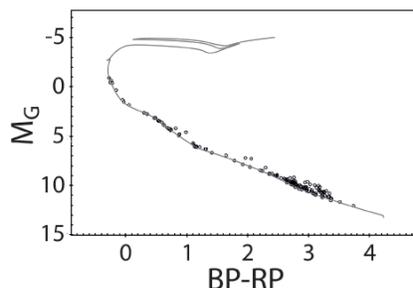


Рис. 2: Диаграмма Г-Р для звезд, прошедших четыре фильтра ($n = 148$). Показаны точки нашего списка и изохрона из [23] для $\lg t = 7.75$.

Фильтр 2: отбор по диаграмме собственных движений (рис. 1, левая панель). На рис. 1 нами определен геометрический центр сгущения $\mu_\alpha = 24.3$, $\mu_\delta = -22.4$ мсд/год. Граница бралась эллиптической (исходя из формы распределения на рис. 1) с осями 2.3 по μ_α и 2.4 по μ_δ , проводилась в среднем исходя из выравнивания звездной плотности с фоном. Это ограничивает дисперсию пекулярных скоростей до 1.8 км/с, что можно считать реалистичным.

Фильтр 3: Отобранные по собственным движениям 404 звезды на рис. 1 (правая панель) представлены на плоскости «параллакс – звездная величина G». Звезды скопления выделяются, образуя вытянутое сгущение примерно на одном расстоянии от Солнца, но с разной звездной величиной. Мы взяли границы по параллаксу от 4.50 мсд до 5.94 мсд, четко выделяющиеся для звезд скопления. В нашем распоряжении осталось 258 звезд.

Фильтр 4: подбор изохроны нужного возраста по распределению звезд на диаграмме Г-Р. Отобранные звезды на рис. 2 нанесены на диаграмму «цвет (BP–RP) – абсолютная звездная величина (M_G)». Отобраны звезды по степени близости к изохроне данного возраста. По рис. 2 выбрано 148 звезд. Таким образом, возраст можно принять равным $\lg t = 7.75 \pm 0.25$.

3. Определение расстояний

Для изучения структуры скопления полезно от параллаксов перейти к расстояниям звезд от Солнца. В [24] отмечена низкая величина покраснения, $E_{(B-V)} = 0.01$, поэтому поглощение не учитывалось. По параллаксам (ϖ) из Gaia DR2 мы определили расстояния следующим

Таблица 1: Каталог 148 звезд, входящих в состав звездного скопления IC 2391 (первые пять записей, вся таблица расположена по адресу: <https://yadi.sk/i/uAMTvKNs25sgdQ>).

Source id	α , J2015.5	δ , J2015.5	ϖ , мсд	d , пк	x , пк	y , пк	z , пк				
5304511938898669568	132.2126	-57.0957	6.40	153.82	11.14	-151.77	-22.42				
5315988950500555520	127.7605	-56.4987	6.39	154.17	5.94	-151.72	-26.72				
5316982664196394752	131.3964	-54.9883	6.89	142.30	5.52	-140.99	-18.42				
5317364680071917184	131.9820	-54.7561	6.92	141.54	5.56	-140.37	-17.32				
5317423293481147264	131.8926	-54.4835	6.55	151.58	5.30	-150.38	-18.21				

μ_α , мсд/год	μ_δ , км/с	V_r , км/с	G, mag	BP-RP, mag	M_G , mag	A, град	D, град	U, км/с	V, км/с	W, км/с	vLw	C-G
-25.56	22.67		15.32	2.67	9.36							
-23.03	24.43		15.48	2.83	9.51							
-26.14	24.59		15.93	2.87	10.12							+
-26.41	24.36		15.81	2.83	10.01							+
-25.28	23.66	12.86	11.94	1.21	6.02	91.38	-1.04	24.32	-13.25	-5.23	+	+

образом. Для каждого измерения ϖ методом Монте-Карло сгенерировано N случайных величин в диапазоне $(\varpi \pm \sigma_\varpi)$. Такое распределение является гауссовым с максимумом в точке со значением аргумента ϖ . Искусственно смоделированные значения параллакса пересчитаны в расстояния по формуле $1/\varpi$. Распределение полученных расстояний не является нормальным. Методом наименьших квадратов оно аппроксимируется кривой, представляющей распределение Максвелла. Значение аргумента, дающее максимум этой кривой (максимальная плотность вероятности), принимается за наиболее вероятное значение расстояния (d , приведено в табл. 1).

4. Полученный каталог

В табл. 1 мы привели первые пять записей полученного каталога. В колонках содержатся номер по Gaia DR2, экваториальные координаты на J2015.5, параллакс, расстояние от Солнца, пространственные прямоугольные координаты, компоненты собственных движений, лучевые скорости, звездная величина G и показатель цвета BP-RP, абсолютная звездная величина, координаты аперксов звезд, компоненты пространственных скоростей, флажки присутствия (+) звезды в каталогах vLw и C-G.

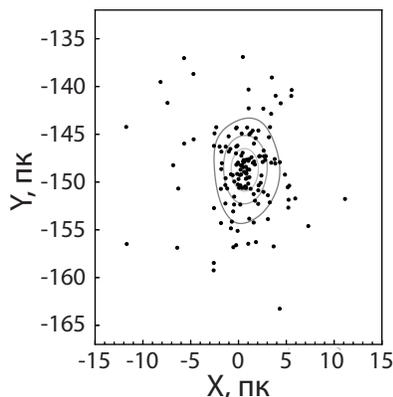


Рис. 3: Распределение звезд табл. 1 в галактической плоскости (XY). Кривые — изоденсы. Ось X — в направлении к галактическому центру, ось Y — в направлении галактического вращения.

5. Положение апекса и форма в пространстве

С помощью AD-диаграммы определено положение апекса скопления $A_0 = 92^\circ 13 \pm 0^\circ 7$, $D_0 = 4^\circ 7 \pm 1^\circ 5$. Апекс расположен приблизительно в направлении антиапекса Солнца, что характерно для многих скоплений. На рис. 3 показано распределение звезд скопления в галактической плоскости (XY). Показаны изоденсы пространственной звездной плотности. Как видим на рис. 3, скопление растянуто вдоль орбиты в Галактике. Этот эффект нуждается в дополнительном изучении.

Эта работа была бы невозможна без использования данных миссии Gaia Европейского космического агентства (ESA), которые, в свою очередь, были обработаны Консорциумом обработки и анализа данных Gaia (DPAC3). Кроме того, в этом исследовании использовалась база данных SIMBAD, Страсбург, Франция [25]. Благодарим А.Э. Пискунова за полезные советы и замечания.

Список литературы

1. N. Robichon, Y. Lebreton, and F. Arenou, *Ap&SS*, **265**, 279, 1999.
2. R. J. Dodd, *MNRAS*, **355**, 959, 2004.
3. D. Barrado y Navascués, J. R. Stauffer, and R. Jayawardhana, *ApJ*, **614**, 386, 2004.
4. I. Platais, C. Melo, J.-C. Mermilliod, V. Kozhurina-Platais, J. P. Fulbright, R. A. Méndez, M. Altmann, and J. Sperauskas, *A&A*, **461**, 509, 2007.

5. A. Marino, G. Micela, G. Peres, I. Pillitteri, and S. Sciortino, *A&A*, **430**, 287, 2005.
6. L. Spezzi, I. Pagano, G. Marino, G. Leto, et al., *A&A*, **499**, 541, 2009.
7. N. Siegler, J. Muzerolle, E. T. Young, G. H. Rieke, E. E. Mamajek, D. E. Trilling, N. Gorlova, and K. Y. L. Su, *ApJ*, **654**, 580, 2007.
8. S. R. Parker and C. G. Tinney, *MNRAS*, **430**, 1208, 2013.
9. J. Lim, O. B. Slee, and J. R. Stauffer, in R. Pallavicini and A. K. Dupree, eds., *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ASP Conf. Ser.*, volume 109, 371 (1996).
10. A. Marino, G. Micela, G. Peres, I. Pillitteri, and S. Sciortino, in F. Favata, G. A. J. Hussain, and B. Battrick, eds., *13th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, ESA Special Publication*, volume 560, 787 (2005).
11. S. Boudreault and C. A. L. Bailer-Jones, in E. Stempels, ed., *15th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, AIP Conf. Ser.*, volume 1094, 904–907 (2009).
12. E. Hog, C. Fabricius, V. V. Makarov, S. Urban, et al., *VizieR Online Data Catalog*, **1259**, 2000.
13. W. S. Dias, B. S. Alessi, A. Moitinho, and J. R. D. Lepine, *VizieR Online Data Catalog*, **7229**, 2002.
14. A. V. Loktin and G. V. Beshenov, *Astron. Rep.*, **47**, 6, 2003.
15. C. Conrad, R.-D. Scholz, N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, et al., *VizieR Online Data Catalog*, **356**, 2014.
16. D. Montes, J. López-Santiago, M. C. Gálvez, M. J. Fernández-Figueroa, E. De Castro, and M. Cornide, *MNRAS*, **328**, 45, 2001.
17. O. J. Eggen, *AJ*, **102**, 2028, 1991.
18. G. M. De Silva, V. D’Orazi, C. Melo, C. A. O. Torres, M. Gieles, G. R. Quast, and M. Sterzik, *MNRAS*, **431**, 1005, 2013.
19. Gaia Collaboration, F. Mignard, S. A. Klioner, L. Lindegren, et al., *A&A*, **616**, A14, 2018.
20. T. Cantat-Gaudin, C. Jordi, A. Vallenari, A. Bragaglia, et al., *A&A*, **618**, A93, 2018.
21. Gaia Collaboration, F. van Leeuwen, A. Vallenari, C. Jordi, et al., *A&A*, **601**, A19, 2017.
22. N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, S. Roeser, E. Schilbach, and R.-D. Scholz, *VizieR Online Data Catalog*, **355**, 2013.
23. J. Maiz Apellaniz and M. Weiler, *VizieR Online Data Catalog*, **361**, 2018.
24. S. Randich, R. Pallavicini, G. Meola, J. R. Stauffer, and S. C. Balachandran, *A&A*, **372**, 862, 2001.
25. M. Wenger, F. Ochsenbein, D. Egret, P. Dubois, et al., *A&A Sup.*, **143**, 9, 2000.

Распределение визуально-двойных звезд по массам и разделению их компонентов

Тутуков А.В., Ковалева Д.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Исследование начальных распределений визуально-двойных звезд по параметрам (большим полуосям орбит, начальным массам главных компонентов, отношению масс компонентов) выполнено с использованием полного объема современных данных о визуально-двойных звездах (из каталога WDS) и результатов астрометрических космических миссий Gaia и Hipparcos.

Distribution of visual binary stars over masses and separation between components

Tutukov A.V., Kovaleva D.A.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

We investigate initial distributions of visual binary stars over semimajor axes of orbits, initial masses of main components, and mass ratios of components using complete data on wide stellar pairs from WDS catalogue and results of astrometric space missions Gaia and Hipparcos.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.054

1. Введение

Наблюдательному исследованию свойств двойных звезд посвящено большое количество работ (см., напр., [1, 2, 3, 4, 5]). Конечной целью статистического исследования основных параметров двойных звезд — масс компонентов и их разделения — является получение исходных распределений рождающихся двойных по этим параметрам, помогающих определить характеристики процессов и условий звездообразования. В [1] приведено распределение для тесных двойных звезд:

$$d^3N = 0.2d \log \frac{a}{R_\odot} \cdot (M_\odot/M)^{2.35} \cdot f(q) \text{ год}^{-1}, \quad (1)$$

где $\int_0^1 f(q) dq = 1$, $f(q) = \text{const}$, $1 \leq \log \frac{a}{R_\odot} \leq 6$, $M_\odot \leq M \lesssim 30M_\odot$.

Начальное распределение (1) используется, в частности, для сценарного моделирования эволюции двойных звезд, позволяя, например, оценить число систем на разных стадиях эволюции, и частоту сопровождающих ее событий. Представляется полезным пересмотреть параметры этого распределения с использованием новых данных, в частности, полного объема современных данных о визуально-двойных звездах, и результатов астрометрических космических миссий.

2. Выборка звезд

Наиболее крупный каталог визуально-двойных звезд, WDS [6], содержащий данные о взаимных расположениях 148870 разрешенных (астрометрически или интерферометрически) пар, был использован как базовый для создания выборки. Каталог был очищен от звезд с флагами предположительно оптических пар, из кратных систем были оставлены для рассмотрения наиболее яркие пары звезд. Главные компоненты двойных звезд WDS были отождествлены с данными Gaia DR2 [7], а оставшиеся неотожествленными (в силу неполноты Gaia DR2 для ярких звезд) — с данными Hipparcos [8]. Используя параллаксы DR2 или Hipparcos, мы оценили абсолютные звездные величины главных и вторичных компонентов, и, по диаграммам «цвет – абсолютная звездная величина», выделили пары, оба компонента которых, как можно предполагать, находятся на главной последовательности (ГП) или (для маломассивных звезд) выше нее. Таким образом, для дальнейшего анализа была создана выборка из 83037 двойных звезд с непроэволюционировавшими компонентами, в отношении которых можно ожидать, что их параметры орбиты и массы компонентов не изменились со времени образования этих пар; эту выборку будем называть далее VB. В качестве величины, заменяющей большую полуось орбиты, мы вычисляли проекцию расстояния между компонентами (в а.е.), оценивая расстояние до звезды (в пк) как величину, обратную параллаксу (в сек. дуги). Массы компонентов были оценены с использованием зависимостей «масса – абсолютная звездная величина»: [9] для звезд с абсолютной звездной величиной $5^m \leq M_v \leq 9^m$, [10] для $M_v \geq 9^m$. Для массивных звезд главной последовательности $M_v \leq 5^m$ использовалась зависимость, основанная на результатах [11, 12]. При этом оценки масс, большие $\sim 30M_\odot$, не являются надежными. Доля звезд с массами, меньшими $\approx 1M_\odot$, может оказаться несколько заниженной при оценке масс звезд до ГП по соотношениям для звезд ГП; при этом будет, вероятно, занижена и доля двойных звезд с малыми отношениями масс компонентов q .

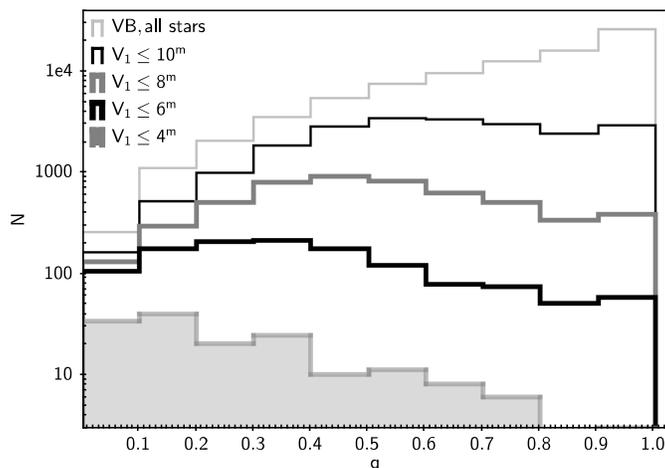


Рис. 1: Распределения двойных по отношению масс компонентов: вся выборка VB звезд с компонентами на ГП (тонкая серая линия), подвыборки с ограничением по видимой величине главного компонента $V_1 \leq 10^m$ (тонкая черная линия), $V_1 \leq 8^m$ (жирная серая линия), $V_1 \leq 6^m$ (жирная черная линия), $V_1 \leq 4^m$ (гистограмма с серой заливкой).

3. Начальные распределения

Наблюдаемое распределение визуально-двойных звезд по основным параметрам: массам главных компонентов M_1 , отношению масс компонентов $q = M_2/M_1$ ($q \leq 1$) и большим полуосям орбит, — искажено относительно начального распределения эффектами наблюдательной селекции и эволюции компонентов.

Рис. 1 наглядно демонстрирует роль селекции: представлено распределение двойных звезд по отношению масс при разных ограничениях видимой яркости главного компонента. Ослабление видимого блеска первичного компонента приводит к искажению распределения за счет приближения к границе возможности регистрации вторичного компонента, а также, вероятно, других эффектов, осложняющих обнаружение пар с большой разностью блеска. В силу этого с увеличением статистики за счет более слабых звезд распределение по q существенно искажается, «выделяя» пары с близкими массами компонентов. Ограничившись двойными звездами с яркими главными ком-

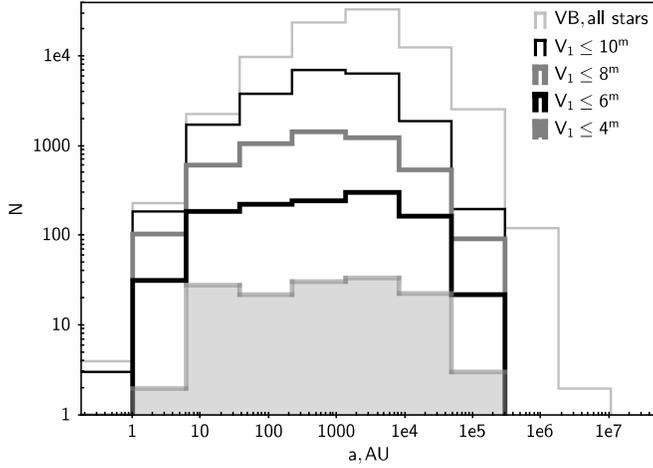


Рис. 2: Распределения двойных по большой полуоси орбиты: вся выборка VB звезд с компонентами на ГП (тонкая серая линия), подвыборки с ограничением по видимой величине главного компонента как на рис. 1.

понентами ($V_1 \leq 6^m$, в выборке VB 1238 таких пар) и отношением масс компонентов $0.4 \leq q \leq 1$, найдем $\frac{dN}{dq} \propto q^{-2.4 \pm 0.3}$. То есть, для визуально двойных звезд исследуемой выборки при фиксированной массе главного компонента вторичные компоненты можно считать выбранными случайным образом из Солпитеровского спектра масс [4].

Рассмотрим распределение визуальных двойных по величине большой полуоси орбиты (рис. 2). Важно, что большинство звезд с яркими главными компонентами в диапазоне $10 \lesssim \frac{a}{AU} \lesssim 3 \cdot 10^4$ практически равномерно распределены по $\log a$: $\frac{dN}{da} \propto \frac{da}{a}$.

Распределение звезд выборки VB по массам главных компонентов приведено на рис. 3. Для оценки истинного наклона начальной функции масс (НФМ) необходимо учесть очевидный эффект наблюдательной селекции, связанный с объемом пространства V и временем жизни первичных компонентов T . В интервале масс звезд главной последовательности $2 \leq M/M_\odot \leq 10$ светимость в визуальном диапазоне L_v связана с массой соотношением $L_v \propto (M/M_\odot)^{2.6}$ [13], тогда как время жизни этих звезд на главной последовательности $T_{MS} \propto (M/M_\odot)^3$. Поэтому селективный фактор $VT \sim (M/M_\odot)^{0.9}$. При $V_1 \leq 6^m$ для звезд с массами $2 \leq M/M_\odot \leq 20 dN/dM \propto (M/M_\odot)^{-1.4}$ (рис. 3). Деля

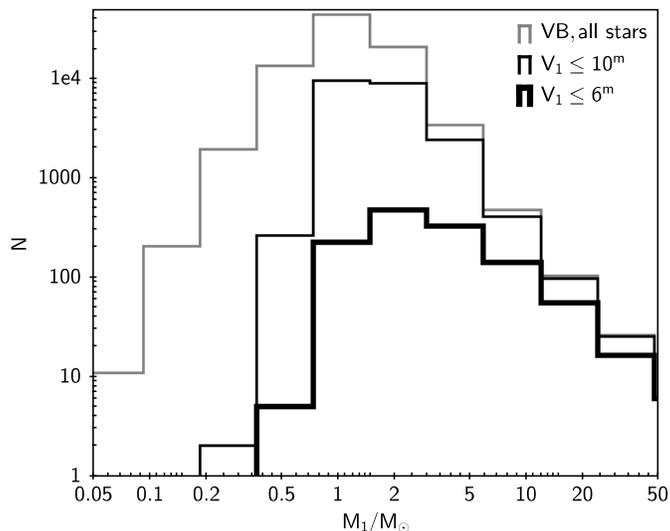


Рис. 3: Распределения двойных по массе главного компонента: вся выборка VB звезд с компонентами на ГП (тонкая серая линия), подвыборки с ограничением по видимой величине главного компонента $V_1 \leq 10^m$ (тонкая черная линия), $V_1 \leq 6^m$ (жирная черная линия).

эту функцию на селективный фактор, получим выражение для НФМ:

$$\frac{dN}{dM} \propto (M/M_\odot)^{-2.3 \pm 0.3} \quad (2)$$

что не отличается в пределах неопределенности от наклона функции Солпитера. Более точная оценка в рамках имеющейся статистики достаточно ярких звезд не будет надежной.

4. Заключение

Начальные распределения визуально-двойных звезд были рассмотрены с использованием данных (параллакс и многоцветной фотометрии) Gaia DR2 или, для части самых ярких звезд, Hipparcos. Учет эффектов наблюдательной селекции и эволюции компонентов необходим для получения исходных распределений из наблюдательных. Для широких пар с $10AU \lesssim a \lesssim 3 \cdot 10^4 AU$, или $2 \cdot 10^3 R_\odot \lesssim a \lesssim 6 \cdot 10^6 R_\odot$ исходное распределение может быть представлено функцией:

$$d^3N = 0.2d \log \frac{a}{R_\odot} \cdot \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^{2.3 \pm 0.3} \cdot \frac{dq}{q^{2.4 \pm 0.3}} \text{ год}^{-1}, \quad (3)$$

где M — начальная масса первичного компонента, a — большая полуось орбиты, q — отношение масс компонентов. Функция (3) получена для звезд из окрестностей Солнца (все двойные VB с главными компонентами ярче 6^m , по которым делались оценки, расположены ближе 1000 пк). При уменьшении металличности наклон НФМ может меняться [14] относительно (2), что должно учитываться, например, при использовании этой функции в сценарном моделировании.

В работе использовались данные миссии Европейского космического агентства Gaia¹, обработанные DPAC², а также программный инструмент TOPCAT [15] для работы с данными. Работа выполнена при поддержке программы КП19-270.

Список литературы

1. A. G. Masevich and A. V. Tutukov, *Evolutsiia zvezd : teoriia i nabliudeniia* (1988).
2. A. Cherepascshuk, *Tesnye dvoinye zvezdy* (2013).
3. S. Vereshchagin, A. Tutukov, L. Iungelson, Z. Kraicheva, and E. Popova, *Ap&SS*, **142**, 245, 1988.
4. P. Kroupa, *MNRAS*, **322**, 231, 2001.
5. M. Moe and R. Di Stefano, *ApJS*, **230**, 15, 2017.
6. B. D. Mason, G. L. Wycoff, W. I. Hartkopf, G. G. Douglass, and C. E. Worley, *VizieR Online Data Catalog*, **1**, 2015.
7. Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., *A&A*, **616**, A1, 2018.
8. F. van Leeuwen, *A&A*, **474**, 653, 2007.
9. O. Y. Malkov, *MNRAS*, **382**, 1073, 2007.
10. P. Kroupa, C. A. Tout, and G. Gilmore, *MNRAS*, **262**, 545, 1993.
11. E. A. Vitrichenko, D. K. Nadyozhin, and T. L. Razinkova, *Astron. Lett.*, **33**, 251, 2007.
12. M. J. Pecaut and E. E. Mamajek, *ApJS*, **208**, 9, 2013.
13. K. W. Allen, *Astrophysical quantities*. (1977).
14. A. V. Tutukov, *Astron. Rep.*, **63**, 79, 2019.
15. M. B. Taylor, in P. Shopbell, M. Britton, and R. Ebert, eds., *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV, ASP Conf. Ser.*, volume 347, 29 (2005).

¹<https://www.cosmos.esa.int/gaia>

²<https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>

Астрономические данные

Угловое разрешение каталогов HD, HIP и DM

Малков О.Ю.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В данной работе приводится оценка углового разрешения каталогов HD, HIP и BD/CD/CpD, и обсуждаются проблемы кросс-идентификации с этими каталогами компонентов визуальных двойных систем.

Angular resolution of HD, HIP and DM catalogues

Malkov O.Yu.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

We estimate angular resolution of HD, HIP and BD/CD/CpD catalogues and discuss problems of cross-identification of components of visual binary stars with these catalogues.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.055

1. Введение

Обозначения звезд по каталогам Henry Draper (HD [1]), Hipparcos (HIP [2]) и Durchmusterung (DM), включающему Bonner Durchmusterung (BD [3]), Cordoba Durchmusterung (CD [4]), и Cape Photographic Durchmusterung (CPD [5]), широко распространены. Это вполне объяснимо: HD — первая в мире (и в течение долгого времени единственная) попытка классифицировать звездные спектры, HIP — самый крупный из современных высокоточных (в позиционном и фотометрическом отношениях) каталогов, DM — первый (после Carte du Ciel, который так и не был полностью представлен в электронном виде) фотометрический обзор, глазомерные оценки которого, тем не менее, до сих пор являются единственными фотометрическими данными для многих звезд 8-й и 9-й величины. Кроме того, все три каталога являются всенебесными: это естественное обстоятельство для космического HIP, но до сих пор редкое для наземных каталогов.

По этим причинам каталоги HD, HIP и DM интенсивно используются для кросс-идентификации объектов. В частности, авторы каталогов визуальных двойных/кратных систем весьма часто приводят HD, HIP и DM идентификаторы для каталогизированных объектов.

В этих случаях для корректного отождествления и комбинированного использования параметров из разных каталогов необходимо знать, принадлежит ли данный идентификатор одному из компонентов или паре (или даже большему числу компонентов) как целое. Ответ на этот вопрос зависит как от параметров визуальной двойной: блески компонентов, их контраст (т.е., разница блесков), угловое расстояние между компонентами; так и от характеристик каталога, с которым проводится отождествление (ниже базового каталога), прежде всего, его углового разрешения и предельной звездной величины.

В данной работе определено угловое разрешение каталогов HD, HIP и DM и изучена его зависимость от блеска объектов. По полученным результатам уточнена/исправлена кросс-идентификация объектов каталога визуальных двойных CCDM [6] с этими каталогами.

2. Определение углового разрешения базовых каталогов

Основные характеристики базовых каталогов указаны в табл. 1. В табл. 2 содержатся сведения об их фотометрических данных.

Базовый каталог характеризуется предельным угловым разрешением r , которое, вообще говоря, зависит от блеска объектов, а также предельной звездной величины включенных в него объектов m_l . На практике удобно определять зависимость предельного углового разрешения двух звезд базового каталога от блеска более яркой из них ($r_m = r_m(m)$) и, отдельно, от разницы блесков или контраста ($r_{rm} = r_{dm}(dm)$, $dm \equiv |m_1 - m_2|$). В данной работе для определения

Таблица 1: Характеристики базовых каталогов.

ID	N	E	δ	σ_α	σ_δ
HD	272150	1900	$-90 - +90$	0.1 min	1 arcmin
HIP	118218	1991.25	$-90 - +90$	0.01 sec	0.1 arcsec
BD	325037	1855	$-02 - +90$	0.1 sec	0.1 arcmin
CD	613959	1875	$-90 - -22$	0.1 sec	0.1 arcmin
CPD	454877	1875	$-90 - -19$ (*)	0.1 sec	0.1 arcmin (**)

N — количество объектов; E — равноденствие наблюдений; δ — пределы по склонению; σ_α , σ_δ — точность каталога по прямому восхождению и склонению, соответственно.

(*) 491 звезда CPD имеет более южное склонение, от $-18^\circ 56'$ до -19° .

(**) Для 572 звезд CPD склонение дано с точностью $0.001'$.

Таблица 2: Базовые каталоги: фотометрия.

ID	m	σ_m	m_c	m_l
HD	Photovisual magnitude	0.1 (*)	8.5	12.5
HD	Photographic magnitude	0.1 (*)	9.0	15.5
HIP	Johnson V magnitude	0.01	8.0	13.5
BD	Estimated visual magnitude	0.1	9.5	10.0
CD	Estimated visual magnitude	0.1	10.0	12.0
CPD	Estimated photographic magnitude	0.1	9.5	11.5

m — фотометрическая полоса; σ_m — фотометрическая точность каталога. m_c и m_l — величина полноты и предельная величина каталога, соответственно.

(*) Примерно для 15% объектов HD блески даны с точностью до второго знака.

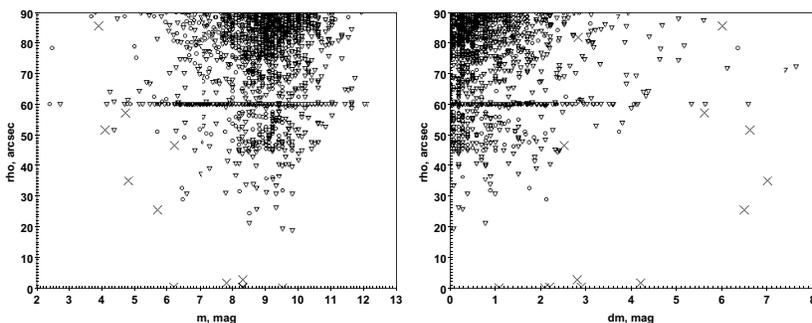


Рис. 1: Каталог HD. Зависимость углового расстояния ρ от блеска более яркого объекта в паре (слева) и от разницы блесков (справа). Кружки и треугольники: северный и южный HD, соответственно. Крестики — компоненты двойных из каталога CCDM (обсуждение см. в разделе 3). Концентрация точек у значения $\rho = 60''$ — следствие округления координат в каталоге HD. Для m_{rv} величин HD.

r_m и r_{dm} было вычислено расстояние между каждой парой объектов в базовых каталогах. Результаты представлены в последующих разделах.

2.1. HD

При создании каталога HD использовались т.н. северные и южные пластинки, граница между которыми проходит по небесному экватору. Несмотря на различное качество северных и южных пластинок, наши оценки показывают, что результаты для северного и южного неба отличаются несущественно. Зависимости $r_m(m)$ и $r_{dm}(dm)$ могут быть приблизительно оценены из рис. 1 и выглядят следующим образом:

$$r_m = 19 \text{ arcsec для } m \leq 10 \text{ mag}$$

$$r_m = 45 \text{ arcsec для } m > 10 \text{ mag}$$

$$r_{dm} = 19 \text{ arcsec для } dm \leq 0.9 \text{ mag}$$

$$r_{dm} = 29 \text{ arcsec для } 0.9 \leq dm \leq 2.5 \text{ mag}$$

$$r_{dm} = 52 \text{ arcsec для } dm > 2.5 \text{ mag}$$

Здесь в качестве звездных величин m указаны фотовизуальные звездные величины m_{pv} , применяемые в HD. Ниже представлены аналогичные зависимости для фотографических величин m_{pg} :

$$r_m = 19 \text{ arcsec для } m \leq 10 \text{ mag}$$

$$r_m = 28 \text{ arcsec для } m > 10 \text{ mag}$$

$$r_{dm} = 19 \text{ arcsec для } dm \leq 0.9 \text{ mag}$$

$$r_{dm} = 29 \text{ arcsec для } 0.9 \leq dm \leq 3.8 \text{ mag}$$

$$r_{dm} = 60 \text{ arcsec для } dm > 3.8 \text{ mag.}$$

2.2. HIP

Как можно видеть из рис. 2, предельное угловое разрешение каталога HIP $r \sim 9''$. Отчетливой зависимости от блеска или от разницы блесков не наблюдается.

Небезынтересно построить распределение объектов каталога по угловому расстоянию ρ . Такое распределение позволяет делать выводы о частоте встречаемости двойных систем среди объектов каталога (обсуждение реальной и максимальной кратности систем см., например, в [7]). Так, из рис. 3 можно видеть, что наличие физических двойных систем в каталоге HIP начинает сказываться для угловых расстояний менее $\rho \sim 70''$ (для более широких пар, $70 < \rho < 120''$, наблюдается ожидаемый рост с увеличением ρ). Рост распределения к малым значениям ρ на участке $20 < \rho < 70''$ обусловлен ростом числа физических двойных среди исследуемых пар объектов, а спад распределения в логарифмической шкале для $\rho < 20''$ (причем для $\rho < 12''$

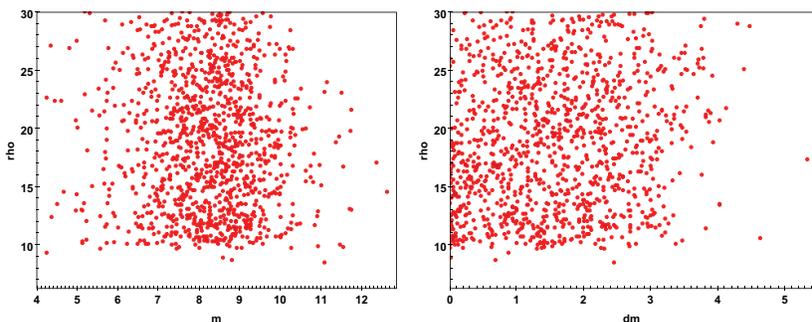


Рис. 2: Зависимость углового расстояния ρ от блеска более яркого объекта в паре (слева) и от разницы блесков (справа). Каталог HIP, звездная величина в полосе V.

— катастрофический) — следствие эффектов селекции и неполноты выборки, особенно сильно проявляющейся для самых тесных систем.

Аналогичное исследование для объектов каталога Gaia DR2 опубликовано в данном сборнике [8].

2.3. DM

Как можно видеть из рис. 4, предельное угловое разрешение для всех трех обзоров BD/CD/SpD в диапазоне звездных величин 8–11 mag не зависит от блеска, и формально его значение может достигать $r = 1''$. Что касается зависимости r от разницы блесков, то $r = 1''$ для $dm \leq 1.6$ mag, и $r = 8''$ для $dm > 1.6$ mag.

3. Кросс-идентификация компонентов и пар двойных звезд

В общем случае в каталоге визуальных двойных звезд приводятся, помимо других параметров, блески компонентов m_1 и m_2 , выраженные в звездных величинах (mag), и угловое расстояние ρ между ними, обычно выраженное в секундах дуги (arcsec).

Тогда при отождествлении двойной звезды с компонентами яркости m_1 и m_2 , разнесенными на угловое расстояние ρ , идентификатор объекта в базовом каталоге относится

Таблица 3: Главные компоненты систем CCDM с двойным номером HD.

CCDM	ast.	HD(A)	m ₁	m ₂	ρ	HD(B)
02137-0302		13728/9	7.3	10.1	81.8	
02145+6631		13474/5	6.0	-	0.1	
02500+4848		17479/0	7.8	12.0	1.8	
02543+5246	@	17878/9	4.1	10.7	51.7	
04044+2406		25555/6	5.7	12.2	25.5	
04367+4116	@	29094/5	4.5	-	-	
05503+1634		248196/7	9.5	10.6	0.1	
07467-0353		63023/4	8.3	11.1	2.8	
09110+6331		78362/3	4.7	10.3	57.2	
09412+0954		83808/9	3.9	9.9	85.4	
10210-7110		90076/7	8.7	14.3	18.5	
11511+3323		102942/3	6.2	8.7	46.6	
12225+2551		107700/1	4.8	11.8	35.0	
12492-6040		111331/2	8.3	10.4	0.2	
14215-5638		125481/2	8.8	13.0	4.8	
14242+1616		126269/0	6.8	-	0.0	
14526-6349		130701/2	6.2	8.4	0.4	
18501+3322		174638/9	-	8.6	45.7	174664
19307+2758		183912/3	3.4	5.1	34.3	183914
19448+1057		186570/1	9.1	12.8	1.1	
20155+4742		192909/0	4.2	9.7	208.9	192933
20210-1447	@	193495/6	3.4	6.2	205.3	193452
22224+4526		212313/4	8.3	11.2	0.3	

ast. — флаг астрометрической системы.

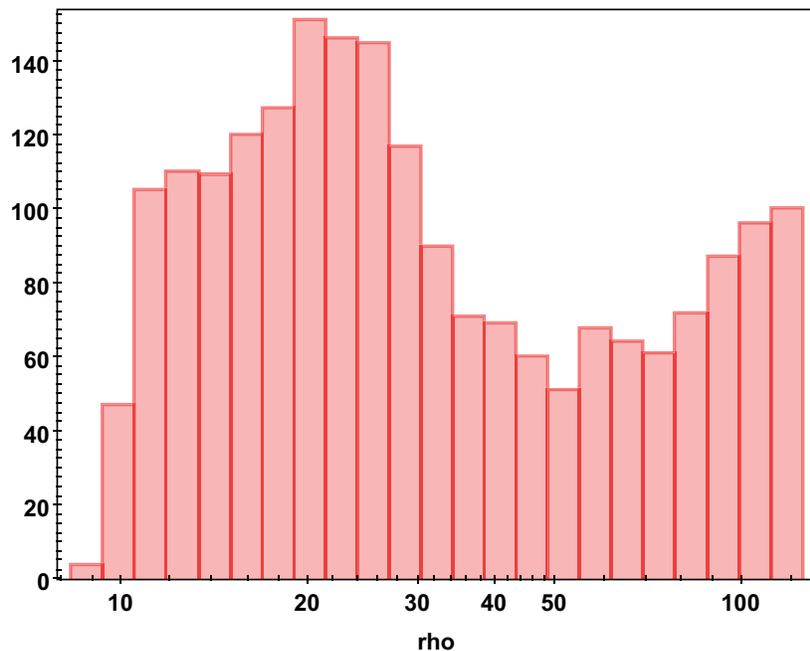


Рис. 3: Распределение по угловому расстоянию ρ относительно тесных ($\rho < 2'$) пар звезд из каталога HIP.

- к более яркому компоненту, если менее яркий компонент оказывается слабее предельной звездной величины базового каталога: $m_2 > m_l$;
- к одному из компонентов, если $m_2 \leq m_l$, $\rho > r_m(\min(m_1, m_2))$ и $\rho > r_{dm}(|m_1 - m_2|)$, в этом случае, как правило, второму компоненту соответствует другой идентификатор в базовом каталоге;
- к паре в целом в противном случае.

Так, в каталоге CCDM у главных компонентов 23 систем указан двойной номер HD (см. табл. 3). Здесь мы имеем дело с т.н. спектральными двойными: фотометрически неразрешенными системами, демонстрирующими свою двойственность присутствием в спектре особенностей, характерных для двух разных спектральных классов. При этом оба объекта HD в каждой паре имеют один и тот же набор па-

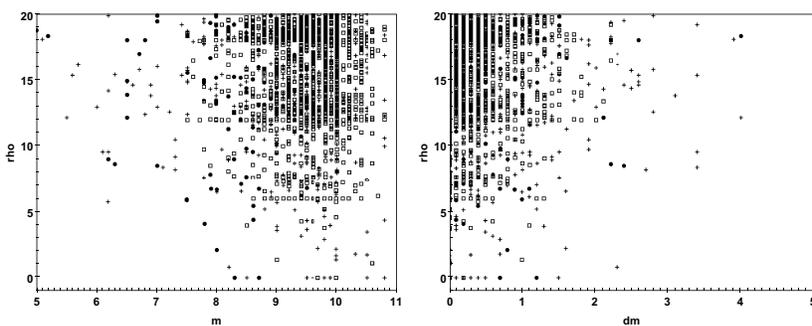


Рис. 4: Зависимость углового расстояния ρ от блеска более яркого объекта в паре (слева) и от разницы блесков (справа). Каталоги DM (BD — кружки, CD — крестики, CPD — квадраты), звездная величина в полосе m_v (BD, CD), m_{pg} (CPD).

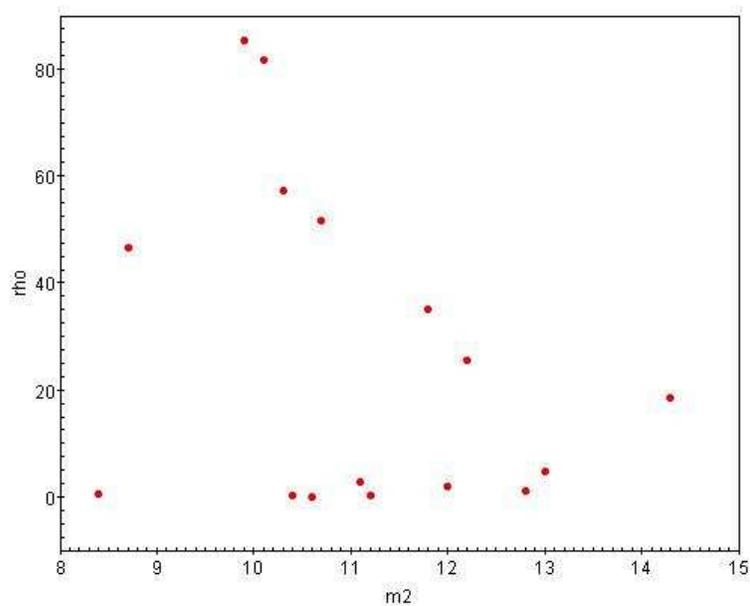


Рис. 5: Системы SSCDM: блески вторичных компонентов (V) и угловые расстояния между компонентами.

раметров (координаты, блески) за исключением спектральной классификации. Отметим, что в трех случаях, помеченных символом @ в колонке 2 табл. 3, эти пары проявляют себя и как астрометрические двойные (когда о наличии еще одного компонента свидетельствуют вариации собственного движения видимого компонента). Однако остается открытым вопрос о статусе вторичных компонентов этих 23 систем (см. список возможных вариантов в предыдущем абзаце). В четырех случаях вторичный компонент является отдельным объектом каталога HD (их идентификаторы приведены в последней колонке табл. 3), еще в одном случае (ССDM 04367+4116) визуального компонента В у астрометрической двойной нет. Оставшиеся 18 систем должны быть подвергнуты анализу с привлечением данных, полученных в предыдущих разделах.

Прежде всего представляется целесообразным выделить случаи, когда вторичный компонент слишком слаб, чтобы попасть в каталог HD. У двух систем (ССDM 02145+6631, ССDM 14242+1616) блеск вторичного компонента неизвестен, для остальных 16-ти систем на рис. 5 представлены блески вторичных компонентов (V) и угловые расстояния между компонентами. Предельная m_{rv} величина каталога HD — 12.5 mag (см. табл. 2), таким образом для трех систем (ССDM 10210-7110, ССDM 14215-5638, ССDM 19448+1057) можно утверждать, что идентификатор HD относится к более яркому компоненту.

Оставшиеся 13 систем обозначены крестиками на рис. 1. Можно видеть, что шесть систем с минимальным угловым расстоянием ($\rho < 3$ arcsec) являются достаточно тесными, чтобы утверждать, что идентификатор HD относится к системе в целом. К ним, очевидно, нужно добавить и не изображенные на рис. 1 упоминавшиеся выше системы ССDM 02145+6631 и ССDM 14242+1616, у которых блеск вторичного компонента неизвестен, а ρ не превышает 0.1 arcsec. С другой стороны, для шести систем с максимальными значениями $\rho > 40$ arcsec, очевидно, идентификатор HD относится только к компоненту А (а компонент В по каким-то причинам в каталог HD не попал). Наконец, оставшиеся две системы с промежуточными значениями $20 < \rho < 40''$ хотя и удовлетворяют требованию $\rho > r_m$ (левая панель рис. 1), но из-за большой разницы блеска компонентов не удовлетворяют условию $\rho > r_{dm}$ (правая панель рис. 1). Такие пары можно считать фотометрически неразрешенными (с точки зрения HD) и, следовательно, относить идентификатор HD к паре в целом.

4. Заключение

В работе определены значения предельного углового разрешения (и их зависимость от блеска объектов) в каталогах HD, HIP и DM. По этим результатам для каталога HD уточнена кросс-идентификация компонентов нескольких систем каталога визуально-двойных звезд CCDM. Полученные результаты дают возможность корректно параметризовать компоненты систем, а также уточняют данные о кратности этих объектов. Полученные в работе результаты позволяют делать выводы о частоте встречаемости двойных систем, а также могут быть использованы для оценки величины скрытой двойственности звезд поля.

Автор благодарит П. Кайгородова за помощь в расчетах и ценные замечания. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 19-07-01198).

Список литературы

1. A. J. Cannon and E. C. Pickering, Henry Draper Catalogue and Extension 1 (HD,HDE), *Harv. Ann.*, **91-100**, 1918-1924.
2. ESA, The Hipparcos Catalogue, *ESA SP-1200*, 1997.
3. F. W. A. Argelander, Bonner Sternverzeichniss, erste bis dritte Sektion, *Astronomischen Beobachtungen auf der Sternwarte des Koeniglichen Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universitaet zu Bonn*, Baende **3-5**, 1859-1903.
4. J. M. Thome, *Resultados del Observatorio Nacional Argentino*, NN **16, 17, 18, 21**, 1892-1932.
5. D. Gill and J. C. Kapteyn, Cape Photographic Durchmusterung, *Ann. Cape Obs.*, NN **3, 4, 5**, 1895-1900.
6. J. Dommangeat and O. Nys, *VizieR Online Data Catalog*, **1274**, 2002.
7. Y. M. Gebrehiwot, D. A. Kovaleva, A. Y. Kniazev, O. Y. Malkov, N. A. Skvortsov, A. V. Karchevsky, S. B. Tessema, and A. O. Zhukov, *Baltic Astronomy*, **25**, 393, 2016.
8. S. Sapozhnikov, D. A. Kovaleva, and O. Y. Malkov, this issue.

Объекты каталога орбит визуальных двойных звезд в Gaia DR2

Чулков Д.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Проведена кросс-идентификация каталога орбит визуальных двойных звезд и Gaia DR2. В 88% случаев удалось отождествить хотя бы один компонент, в 15% — оба. Выявлены системы с сильно различающимися параллаксами — кандидаты в оптические пары. Показано, что формально заявленные ошибки Gaia DR2 являются заниженными.

Objects of the Catalog of Orbits of Visual Binary Stars in Gaia DR2

Chulkov D.A.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Cross-identification is made for the Catalog of Orbits of Visual Binary Stars and Gaia DR2. At least one component has been matched for 88% systems, for 15% identification is available for both stars. Systems with substantially different parallaxes of components are found, which are the candidates to be the optical pairs. It's shown that published parallax errors in Gaia DR2 are too optimistic.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.056

1. Введение

Большую часть известных двойных звезд можно отнести к одному из четырех широких классов в зависимости от способа наблюдения: визуальные, спектроскопические, затменные, астрометрические двойные. К визуальным двойным относят гравитационно связанные звезды, угловое разделение на небе между которыми достаточно для их обнаружения как отдельных источников. В случае астрометрических двойных непосредственно наблюдается лишь один компонент, а присутствие спутника удастся заметить по возмущениям собственного движения видимой звезды. Значительный интерес представляют системы, для которых удастся отследить изменение взаимного положения компонентов и определить орбитальные элементы.

Сведения об орбитальных решениях для визуальных и астрометрических двойных собраны в 6-м каталоге орбит визуальных двойных

звезд (далее ORB6). поддержкой и обновлением которого занимается Военно-морская обсерватория США [1]. На момент подготовки статьи (июнь 2019) в каталоге опубликованы 2942 орбитальных решения для 2858 систем (для некоторых систем предложено несколько альтернативных орбит). Зная значения большой полуоси орбиты и период обращения, по 3-му закону Кеплера можно установить суммарную динамическую массу звездной системы. Непосредственно в ORB6 большая полуось указана в угловых секундах, для перехода к линейной мере необходимо знать расстояние до двойной от Солнца. В силу эффектов селекции значительная часть объектов ORB6 — яркие звезды, вошедшие в каталог Hipparcos [2], благодаря чему для них определены тригонометрические параллаксы. Вычисленные по данным Hipparcos значения масс опубликованы и доступны в Vizier [3]. Новый проект европейского космического агентства Gaia значительно расширяет число объектов с известными параллаксами: Gaia DR2 содержит 1.3 миллиарда объектов, что примерно в тысячу раз больше объема Hipparcos [4]. Отметим, что все решения Gaia DR2 сделаны в предположении, что звезды являются одиночными, в связи с чем применение данных к заведомо кратным звездам требует осторожности. Также следует принимать во внимание, что (в отличие от Hipparcos) Gaia DR2 не обладает полнотой по блеску — значительное число ярких звезд отсутствует в каталоге.

2. Кросс-отождествление ORB6 и Gaia DR2

Значительный рост числа каталогизированных объектов выводит проблему идентификации на новый уровень. Команда Gaia представила результаты кросс-отождествления с некоторыми известными каталогами, включая Hipparcos [5]. Неожиданным для авторов стал факт, что стандартный алгоритм позволил отождествить лишь 2/3 объектов Hipparcos.¹ Как уже было отмечено, каталог ORB6 содержит преимущественно яркие объекты, вошедшие в Hipparcos, так что идентификация объектов ORB6 в Gaia DR2 также затруднена. Значительную сложность создают характерные для систематизации кратных звезд проблемы: под одним обозначением могут скрываться разные системы, координаты и идентификаторы в сторонних каталогах могут относиться к разным компонентам. Нами была поставлена задача провести кросс-идентификацию каталогов, снабдив наибольшее число

¹Отдельно размещенный командой Gaia файл с результатами поиска в радиусе 1'' вокруг звезд Hipparcos увеличивает число идентификаций до 98.7%.

систем ORB6 новыми параллаксами Gaia. Нижний предел разрешающей способности Gaia DR2 составляет $0.4 - 0.5''$, почти все пары с разделением свыше $2,2''$ разрешены [6]. Согласно эфемеридам, приведенным в ORB6, предсказанные угловые расстояния между компонентами для 27% и 6% пар соответственно превышают эти значения, для таких систем была поставлена цель найти в Gaia оба компонента.

Поиск объектов Gaia DR2 проводился вокруг указанных в ORB6 координат (J2000). Первоначальный радиус поиска был ограничен $3''$, при большем расстоянии лавинообразным образом возрастает число случаев, когда в искомое поле попадает три и более объекта Gaia DR2, что затрудняет дальнейший анализ. Если в искомое поле попадал лишь один объект Gaia, проводилось сравнение блеска компонента в ORB6 и Gaia (использовался блеск в фильтре G): если разница составляла менее звездной величины, объект считался автоматически отождествленным. При попадании в поисковую область двух объектов дополнительно определялось угловое расстояние между звездами и позиционный угол, который затем сравнивался с эфемеридами ORB6 на эпоху J2016.0². Значительная часть двойных входит в состав кратных звездных систем, в связи с этим требовалось убедиться, что обнаруженные в Gaia DR2 объекты относятся к искомой паре, для этой цели использовались данные Вашингтонского каталога двойных звезд (WDS [7]). На первом этапе удалось автоматически отождествить около 65% объектов. Для первоначально неотожествленных объектов радиус поисков постепенно расширялся, были смягчены требования к звездной величине. Благодаря высокой яркости, как правило, звезды ORB6 надежно отождествляются на фоне слабых источников поля. В сложных случаях, помимо координат и блеска, привлекались сведения о собственном движении звезд из WDS. В результате для 88% систем ORB6 удалось найти хотя бы один компонент в Gaia DR2.

3. Двойные с двумя идентификациями в Gaia DR2

В 448 случаях (15%) в Gaia DR2 удалось отождествить оба компонента. Минимальное угловое расстояние, при котором компоненты каталогизированы отдельно, составило $0.44''$ (рис. 1). Часть решений Gaia являются неполными, поэтому оба параллаксы известны лишь в 347 случаях. Все эти системы обладают периодами свыше 150 лет, орбитальное движение компонентов оказалось настолько малым, что не помешало стандартному алгоритму Gaia, рассчитанному на одиноч-

²Координаты Gaia DR2 опубликованы для эпохи J2015.5

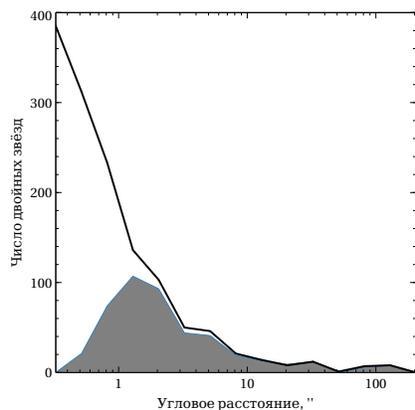


Рис. 1: Число разрешенных в Gaia DR2 (закрашено) двойных из каталога ORB6 (непрерывная линия) как функция углового расстояния между компонентами. Подавляющее число систем с разделением свыше $2''$ являются разделенными.

ные звезды. Для большинства систем измеренные значения параллаксов согласуются с точностью лучше 1% (табл. 1). Даже для таких систем собственные размеры орбиты на порядок меньше расстояния, формально следующего из разности параллаксов: $d = 1/\pi_A - 1/\pi_B$. В то же время для 7% двойных параллаксы отличаются более чем на 20%. По видимому, часть из этих систем попала в исходный каталог ORB6 по ошибке, они являются оптическими двойными — случайной проекцией звезд на небесной сфере.³ Однако для подавляющего числа систем расхождение вызвано ошибками измерения параллаксов.

Можно ли без априорных знаний об орбитальном движении, основываясь лишь на параллксах и их погрешностях, отличить гравитационно связанную систему от оптической пары? Пусть истинные значения параллаксов компонентов двойной $\pi_{A,B}$ определяются из статистически независимых нормальных распределений с медианой π_i и дисперсией σ_i^2 , $i = 1, 2$, значения π_i, σ_i возьмем в Gaia DR2. Тогда модуль разности параллаксов π_A и π_B также определяется по нормальному закону с медианой $|\pi_1 - \pi_2|$ и дисперсией $\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2$. Теперь определим для каждой системы, какому доверительному интервалу соответствует условие $\pi_A = \pi_B$ (табл. 2). Доля двойных, разность па-

³Индивидуальный анализ таких систем заслуживает отдельного исследования и выходит за рамки настоящей статьи.

Таблица 1: Число (доля) систем, для которых разность параллаксов $1 - \pi_{\min}/\pi_{\max}$ укладывается в указанный интервал Δ . Для большинства систем отличие параллаксов не превышает 1%.

Δ	p
< 1%	194 (56%)
< 2%	239 (69%)
< 5%	280 (81%)
< 10%	302 (87%)
< 20%	324 (93%)
Σ	347

Таблица 2: Число (доля) систем, для которых нулевая разность параллаксов компонентов выходит за соответствующий доверительный предел Δ в предположении, что истинные параллаксы каждой звезды определяются независимо согласно нормальным распределениям $N(\pi_{1,2}, \sigma_{1,2}^2)$. В столбце p указана доля, ожидаемая при нормальном распределении. Качество орбиты в каталоге ORB6 определяется параметром Grade: «5» соответствует предварительным орбитам, «1» — наиболее надежным системам. Как правило, уверенно орбиты удается построить для более тесных, короткопериодических пар. Доля систем с «расходящимися» параллаксами выше для систем с более качественными орбитами и меньшим угловым разделением компонентов. Это можно связать с влиянием двойственности: для тесных систем Gaia ошибается сильнее.

Δ	Отклонение		Качество орбиты			Угловое расстояние	
	p		Grade 1-3	Grade 1-4	Grade 1-5	$\rho < 2''$	$\rho > 2''$
$> \sigma$	0.317		41 (0.75)	110 (0.65)	214 (0.62)	113 (0.69)	101 (0.56)
$> 2\sigma$	0.0455		30 (0.55)	69 (0.41)	131 (0.38)	74(0.45)	57 (0.32)
$> 3\sigma$	0.0027		20 (0.36)	44 (0.26)	83 (0.24)	42 (0.26)	41 (0.23)
$> 4\sigma$	$6 \cdot 10^{-5}$		12 (0.22)	29 (0.17)	54 (0.16)	25 (0.15)	29 (0.16)
$> 5\sigma$	$6 \cdot 10^{-7}$		8 (0.15)	11 (0.12)	41 (0.12)	19 (0.12)	22 (0.12)
Σ	100%		55	170	343	164	179

раллаксов компонентов которых укладывается в одну σ , оказывается меньше половины, а для четверти систем она не укладывается в 3σ . Напомним, что сами значения π_A и π_B (табл. 1) хорошо согласованы, так что причина расхождений кроется в заниженных погрешностях: для 3/4 систем заявленная относительная ошибка параллакса σ_A/π_A не превышает 1%. Используя значения σ формально, мы отнесем большое количество гравитационно связанных систем к оптическим парам.

4. Заключение

Несмотря на то, что в Gaia DR2 все звезды рассматриваются как одиночные, новый обширный массив данных полезен для исследования двойных систем. Проведенная кросс-идентификация позволила снабдить параллаксами свыше 2 тысяч систем, для сотен объектов они найдены впервые. Это открывает новые возможности для дальнейшей параметризации этих систем и входящих в них звезд. В рамках данной статьи мы попытались использовать двойные звезды для исследования самого каталога Gaia DR2 и показали, что заявленные в нем ошибки параллаксов существенно занижены.

Исследование выполнено с использованием сервиса TOPCAT [8]. Автор благодарит О.Ю. Малкова и Д.А. Ковалеву за помощь при подготовке статьи. Работа проведена при поддержке грантов РФФИ 19-07-01198 и КП19-270.

Список литературы

1. W. I. Hartkopf, B. D. Mason, and C. E. Worley, *AJ*, **122**, 3472, 2001.
2. L. Lindegren, F. Mignard, S. Söderhjelm, M. Badiali, et al., *A&A*, **323**, L53, 1997.
3. O. Y. Malkov, V. S. Tamazian, J. A. Docobo, and D. A. Chulkov, *A&A*, **546**, A69, 2012.
4. L. Lindegren, J. Hernández, A. Bombrun, S. Klioner, et al., *A&A*, **616**, A2, 2018.
5. P. M. Marrese, S. Marinoni, M. Fabrizio, and G. Altavilla, *A&A*, **621**, A144, 2019.
6. Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., *A&A*, **616**, A1, 2018.
7. B. D. Mason, G. L. Wycoff, W. I. Hartkopf, G. G. Douglass, and C. E. Worley, *AJ*, **122**, 3466, 2001.
8. M. B. Taylor, in P. Shopbell, M. Britton, and R. Ebert, eds., *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV, ASP Conf. Ser.*, volume 347, 29 (2005).

Каталог визуальных двойных в Gaia DR2

Сапожников С.А.¹, Ковалева Д.А.², Малков О.Ю.²

¹*Физический факультет МГУ, Москва, Россия*

²*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Мы используем данные Gaia DR2 для создания каталога визуальных двойных, находящихся в диапазоне расстояний от 10 до 100 парсек до Солнца. По небесным координатам и параллаксам звезд в качестве первичных кандидатов в двойные были отобраны все пары звезд, находящиеся ближе одного парсека друг к другу. Для оптимизации времени вычисления расстояний между звездами разработан алгоритм, использующий разбиение небесной сферы на участки. На основании распределения кандидатов в двойные звезды по характеристикам выведен эмпирический критерий для отделения оптических двойных от физических, вводящий ограничение на максимально допустимую разность собственных движений в зависимости от физического разделения между компонентами. Полученный каталог визуальных двойных звезд содержит 10358 пар, 543 кратные системы.

Catalogue of Visual Binaries in Gaia DR2

Sapozhnikov S.A.¹, Kovaleva D.A.², Malkov O.Y.²

¹*Physics Faculty of the Moscow State University, Moscow, Russia*

²*Institute of Astronomy of the Rus. Acad. Sci., Moscow, Russia*

We use Gaia DR2 data to construct a catalogue of visual binaries between 10 pc and 100 pc distance from the Sun. Based on data on positions and parallaxes, we have compiled a list of binary candidates containing all pairs of stars positioned within 1 parsec to one another. We have developed an algorithm involving the separation of sky into smaller regions for drastic reduction in calculation time. Based on distribution of parameters of binary candidates (difference between proper motions in pairs of stars vs physical separation between components), we have developed a criteria to distinguish between physical binaries and optical pairs. The resulting catalogue contains 10358 pairs, and 543 multiple systems.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.057

1. Введение

Значительная доля звездного населения сосредоточена в двойных системах. Согласно оценкам [1, 2], по крайней мере половина звезд главной последовательности может входить в состав двойных и кратных систем. Интерес к изучению двойных звезд обусловлен не только их многочисленностью, но и многообразием астрофизических явлений и

процессов, связанных с образованием и эволюцией двойных звезд, в частности, тем, что параметры звездных пар могут дать нам информацию о процессах звездообразования и звездных населенных. Широкие двойные в этом отношении важны, так как эволюция их компонентов проходит независимо, но начинается в одно время — момент формирования звездной системы [3].

Крупнейший существующий каталог визуальных двойных WDS (Washington Double Star) [4] неоднороден, представляя собой компиляцию большого количества наблюдений, проведенных разными исследователями с разными инструментами. Второй релиз данных космической миссии Gaia [5] представляет из себя большой и однородный всенебесный каталог звезд, положения, собственные движения и параллаксы которых определены с высокой, не достигавшейся ранее точностью. Однородность данных позволяет получить выборку широких пар, ограниченную предсказуемыми единообразными эффектами селекции, и использовать единый критерий, разделяющий физические и оптические пары.

2. Выборка звезд

В силу большого количества звезд в исходном каталоге Gaia DR2 мы ограничиваемся диапазоном расстояний от 10 до 100 пк до Солнца. Нижняя граница по расстоянию связана с особенностями применяемого алгоритма, верхняя выбрана таким образом, чтобы можно было с уверенностью игнорировать эффекты межзвездного поглощения, а также сохранять массовую точность параллаксов звезд в выборке лучше 10%, при которой допустимо использовать для оценки расстояния величину, обратную параллаксу: $d[\text{pc}] = 1000/\varpi[\text{mas}]$ [6]. Каталог Gaia DR2 содержит 698333 звезд в указанном диапазоне расстояний.

Данные для разных звезд отличаются номинальной точностью и качеством решений [5], и чтобы ограничить задачу качественными данными и получить надежные результаты, мы используем фильтры в соответствии с критериями, приведенными в [7] для отбора астрометрически чистой выборки, с учетом изменений, рекомендованных на сайте ESA-Gaia. Фильтры включают в себя: ограничение на относительную ошибку параллакса не более 10%, удаление источников с недостаточным качеством астрометрического ($\text{RUWE} > 1.4$) и фотометрического (ограничение на фактор избытка потока) решений.

Здесь RUWE (re-normalised unit weight error) — параметр, введенный для оценки корректности астрометрического решения: значения RUWE в районе 1.0 указывают на то, что астрометрические

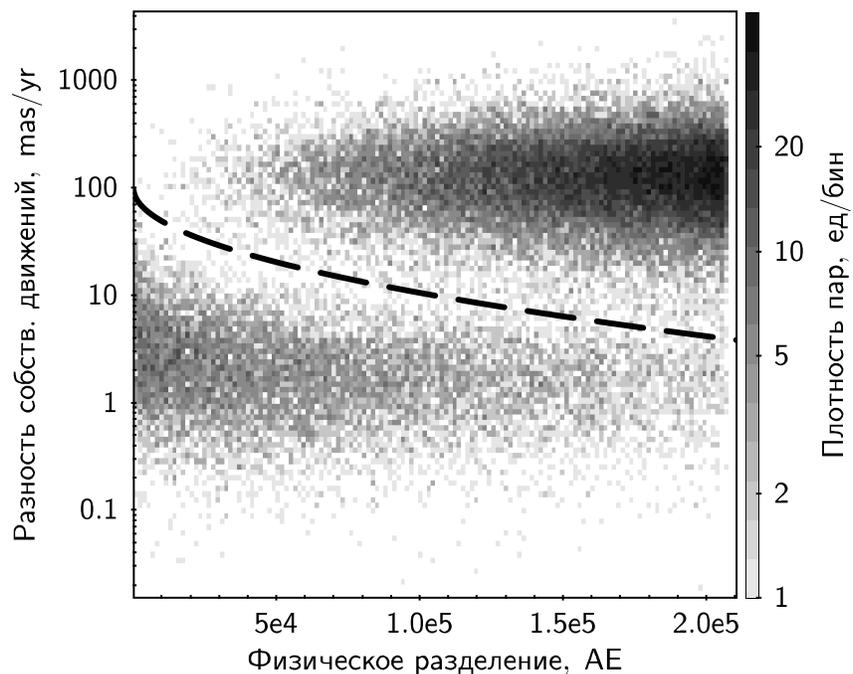


Рис. 1: Диаграмма «физическое разделение – разность собственных движений». Диаграмма разделена на бины, тон каждого из которых показывает количество пар звезд, попадающих в этот диапазон параметров. Выделяются два подмножества звезд, трактуемые как множества физических и оптических пар. Пунктиром показана линия, разделяющая физические и оптические пары в соответствии с критерием (1).

наблюдения хорошо описываются моделью одиночной звезды, а заметно бóльшие значения ($RUWE > 1.4$) сигнализируют о том, что источник не одиночный или о других проблемах астрометрического решения (<https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dr2-known-issues>).

Мы исключаем из рассмотрения область, соответствующую области звездного скопления Гиады, в которой не представляется возможным в рамках данной задачи отделить двойные звезды от близко расположенных в пространстве и содвигущихся членов скопления.

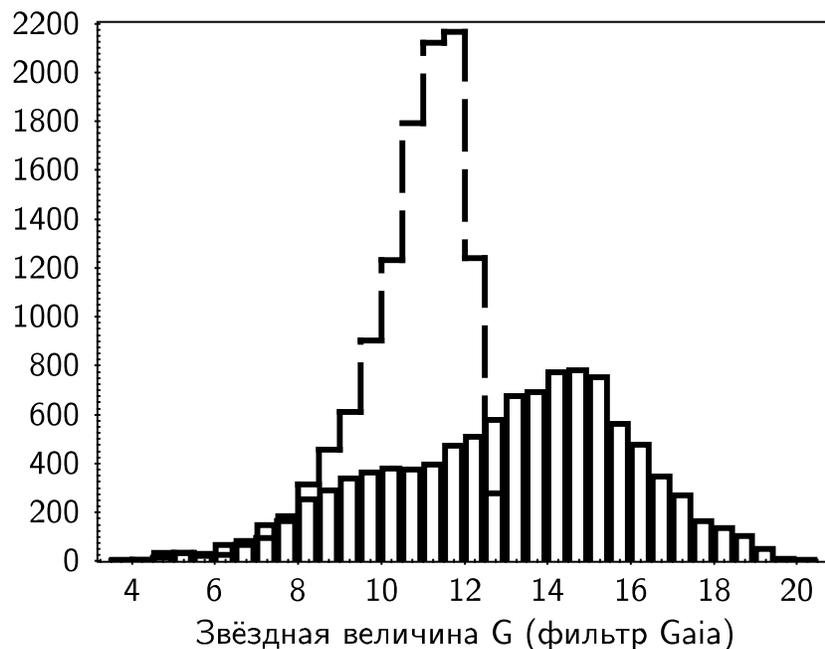


Рис. 2: Сравнение распределения звезд по блеску в полосе G каталога SVO (штрихпунктирный контур) и нашего каталога (контур с вертикальными разделителями бинов).

Применение указанных фильтров исключает из рассмотрения множество ложных источников, особенно в области галактической плоскости, и оставляет из 698333 звезд исходной выборки для поиска визуальных двойных 242122 источника, которые и были использованы для получения каталога.

3. Каталог двойных звезд

Чтобы составить каталог двойных, нам необходимо оценивать распределение по параметрам потенциальных пар между звездами из выборки. Делать это для всех звезд попарно потребовало бы очень большого вычислительного времени. Чтобы избежать этого, мы сначала создаем предварительный список кандидатов в двойные, состоящий из всех пар звезд, находящихся ближе 1 пк друг к другу (двойные с большим расстоянием между компонентами известны, но, видимо, весьма ма-

лочисленны [8]). Расстояние оценивается на основании данных о положениях и параллаксах. Чтобы ускорить вычисления, применяется алгоритм, включающий в себя разбиение всей области выборки на несколько слоев (по расстоянию до Солнца), с разбиением каждого из слоев на участки по склонению и прямому восхождению. Выбирая размер участков в соответствии с максимально возможным видимым разделением двух звезд на 1 пк друг от друга на заданном расстоянии, мы обеспечиваем необходимость проверять расстояние только между звездами в соседних участках и внутри них. Применение такого алгоритма позволяет уменьшить время вычисления примерно на два порядка. Результирующий список близко расположенных звезд состоит из 39873 пар.

Для этих пар, в дополнение к физическому разделению, рассчитываются другие параметры: видимое разделение, разность собственных движений, и др. На диаграмме «физическое разделение – разность собственных движений» (рис. 1) видно четкое разделение на две группы с меньшей и большей разницей собственных движений, причем среди более близких друг к другу звезд больше пар с малой разницей собственного движения. Мы трактуем это разделение как разницу между физическими и оптическими парами, и вводим эмпирический критерий, накладывающий ограничение на разность собственных движений μ в зависимости от физического разделения p :

$$\lg(\Delta\mu) < 2 - 1.4\sqrt{p} \quad (1)$$

Пары, удовлетворяющие этому критерию, и составляют наш каталог.

Всего в каталог входит 10358 пар. Часть звезд входит больше чем в одну пару, такие связанные пары образуют кратную систему (их обнаружено 543). Угловые разделения между звездами в парах находятся в диапазоне между 1.5 и 4000 угловых секунд (пары теснее угловой секунды в Gaia не разрешаются [9]). Большая часть главных (более ярких) компонентов — звезды от 7 до 16 звездной величины G (максимум распределения $G = 13.5^m$), вторичных компонентов — звезды от 11 до 18 звездной величины (максимум $G = 15.5^m$).

Сравнение с каталогом ярких визуальных двойных звезд SVO, также выделенным из Gaia DR2 [10], показывает слабое пересечение полученных ансамблей визуальных двойных: наш каталог ограничен по объему и включает много слабых звезд, каталог SVO ограничен сверху по звездной величине и содержит в основном яркие и далекие звезды (рис. 2).

4. Заключение

Создан каталог визуальных двойных в диапазоне от 10 до 100 пк от Солнца на основании каталога Gaia DR2. Отбор кандидатов произведен на основании вычисленных расстояний между звездами и разницы их собственных движений. Каталог включает 10358 пар, 543 кратные системы. Каталог будет далее исследован в отношении полноты и эффектов селекции, и с учетом этого будет использован для изучения свойств ансамбля широких двойных звезд.

В работе использованы данные космической миссии Gaia Европейского космического агентства¹. Работа частично поддержана грантом РФФИ 19-07-01198.

Список литературы

1. D. Raghavan, H. A. McAlister, T. J. Henry, D. W. Latham, et al., *ApJS*, **190**, 1, 2010.
2. A. Tokovinin, *ApJS*, **235**, 6, 2018.
3. O. Y. Malkov, A. Y. Sytov, L. R. Yungelson, D. A. Kovaleva, A. V. Tutukov, and D. A. Chulkov, in B. M. Shustov and D. S. Wiebe, eds., *Stars and Satellites, Proceedings of the Memorial Conference Devoted to A.G. Masevich 100th Anniversary*, 181–190 (2018).
4. B. D. Mason, G. L. Wycoff, W. I. Hartkopf, G. G. Douglass, and C. E. Worley, *VizieR Online Data Catalog*, **1**, 2015.
5. Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., *A&A*, **616**, A1, 2018.
6. C. A. L. Bailer-Jones, *PASP*, **127**, 994, 2015.
7. L. Lindgren, J. Hernández, A. Bombrun, S. Klioner, et al., *A&A*, **616**, A2, 2018.
8. G. Duchêne and A. Kraus, *ARA&A*, **51**, 269, 2013.
9. C. Ziegler, N. M. Law, C. Baranec, T. Morton, et al., *AJ*, **156**, 259, 2018.
10. F. M. Jiménez-Esteban, E. Solano, and C. Rodrigo, *AJ*, **157**, 78, 2019.

¹<https://www.cosmos.esa.int/gaia>

Астрономические организации

Астрономическое общество: текущая деятельность и перспективы

Самусь Н.Н., Малков О.Ю.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Астрономическое общество, АстрО, было создано в апреле 1990 г. как некоммерческая международная организация. АстрО действует на территории России, практически всех стран бывшего СССР, а также имеет членов во многих странах за пределами этого региона. Аффилированные структуры АстрО официально зарегистрированы в Латвии и Сербии, а также в Одессе (Украина). В России существует несколько структурных (региональных) органов, а среди аффилированных обществ — Ассоциация планетариев и Московское общество астрономов-любителей. Членство в АстрО является индивидуальным, и оно открыто для профессиональных астрономов. В настоящее время членами АстрО являются около 400 членов во многих европейских и азиатских странах, а также в Америке. АстрО осуществляет свою деятельность в различных областях. Одна из важнейших — организация конференций: каждый год АстрО выступает организатором или соорганизатором 5–10 национальных или международных конференций. АстрО внимательно относится к проблемам астрономического образования и является организатором Российских и Международных Астрономических Олимпиад для школьников (<http://www.sai.msu.su/EAAS/>).

Euroasian Astronomical Society: current activity and perspectives

Samus N.N., Malkov O.Yu.

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The Euroasian Astronomical Society, EAAS, was established in Apr 1990 as a non-profit international organization. The EAAS is active on the territory of Russia, of virtually all former SU countries, has members in many countries outside this region. EAAS has officially registered affiliated structures in Latvia and Serbia, our structure also exists in Odessa (Ukraine). Several structural bodies exist in Russia (regional: Moscow, Urals, etc.; affiliated societies: Association of Planetaria, Moscow Society of Amateur Astronomers, etc.). The membership in the EAAS is individual. It is open to professional astronomers. The current membership list contains about 400 members in many European and Asian countries as well as in America. EAAS activities are in many different fields. Conferences belong to their most important kinds. Every year, we are organizers or co-organizers of 5–10 national or international conferences. EAAS is attentive to problems of astronomical education and belongs to orga-

nizers of Russian and International Astronomical Olympiads for Schoolchildren (<http://www.sai.msu.su/EAAS/eng/index.html>)

DOI: 10.26087/INASAN.2019.3.1.058

1. Конференции

Организация конференций — важная сфера деятельности АстрО. Ежегодно Общество выступает организатором или соорганизатором от 5 до 10 национальных и международных конференций. В частности, регулярно организуются конференции из циклов:

- Всероссийская астрономическая конференция ВАК (раз в три года);
- Астрономическая конференция, приуроченная к Съезду АстрО (раз в три года);
- Зимняя студенческая конференция «Физика космоса» (Екатеринбург, ежегодно);
- Школа лекторов планетариев (ежегодно);
- Конференция «Современная звездная астрономия» (ежегодно);
- Гамовская конференция-школа по астрофизике, космомикрoфизике, космологии и гравитации, радиоастрономии и астробиологии (Одесса, ежегодно).

С 2011 г. действует организованный В.Н. Обридко и Н.Г. Бочкаревым Междисциплинарный семинар Астрономического общества. Всего состоялось 50 заседаний, посвященных важным научным проблемам, преимущественно на стыке наук. Большинство семинаров доступно по видеотрансляции.

2. Астрономическое образование

Астрономия возвращена в школьную программу в РФ по инициативе нынешнего Министра просвещения О.Ю. Васильевой. В 2018 г. Международный астрономический союз по предложению России избрал ее почетным членом. Остро стоит проблема школьного учебника. Учебник Б.А. Воронцова-Вельяминова и Е.К. Страута устарел, работу над его модернизацией провел М.Ю. Шевченко. Учебник В.М. Чаругина содержит большое количество ошибок, в работе над их выявлением участвовали активисты АстрО Н.Н. Самусь и Д.З. Вибе, в результате

выпущено пособие. Третий учебник, включенный в Федеральный перечень учебников, рекомендованных к использованию при реализации программ общего образования, написан Е.П. Левитаном. Подготовлен также учебник А.В. Засова и В.Г. Сурдина.

Для помощи тем, кто преподает астрономию в средней школе, и популяризаторам науки АстрО продолжает участие в организации курсов повышения квалификации школьных учителей и лекторов планетариев в ГАИШ, в Иркутске, в Чите и др.

АстрО также держит под контролем проблемы планетариев. Член Правления АстрО А.М. Черепашук является Президентом ассоциации планетариев России. Активисты АстрО Н.Г. Бочкарев, Д.З. Вибе, А.В. Засов, Н.Н. Самусь входят в состав Ученого совета Московского планетария, А.М. Черепашук — зам. председателя совета. Активисты АстрО принимают участие в цикле лекций Московского планетария «Трибуна ученого».

Под эгидой АстрО проводятся российские и международные олимпиады по астрономии для школьников (эта деятельность координируется активистом АстрО М.Г. Гавриловым), юношеские школы по астрономии в крупных обсерваториях России и Украины. В Москве и Казани проводятся регулярные занятия астрономических школ.

3. Публикации АстрО

Профессиональный журнал АстрО «Astronomical and Astrophysical Transactions» с 2011 г. выходит в издательстве «Cambridge Scientific Publishers». Выпущено 30 томов. Журнал индексируется в базе данных Scopus, а также полностью отражен в базе данных ADS. Главный редактор журнала — Н.Г. Бочкарев, заместитель главного редактора — В.П. Архипова.

АстрО входит в состав соучредителей «Астрономического циркуляра», восстановленного как электронный журнал в марте 2012 г.

Электронный бюллетень АстрО «Астрокуррьер» (главный редактор М. И. Рябов) регулярно рассылается по электронной почте и продолжает быть важным способом информирования общественности о новостях и проводимых мероприятиях.

Регулярно поддерживается интернет-сайт АстрО (администратор О. В. Дурлевич), продолжается работа по улучшению его качества.

В 2017 г. альманах АстрО «Вселенная и Мы» (четыре номера которого были опубликованы в 1993–2001 гг.) был возобновлен в качестве электронного журнала, вышли три номера.

4. Контакты с ЕАО, РАН и региональными обществами

АстрО является аффилированным членом Европейского астрономического общества (ЕАО). Формы взаимодействия включают:

- прямые контакты с руководством ЕАО через сопредседателей и Международное бюро, представительство в руководящих органах ЕАО, участие в совещаниях Исполнительного комитета ЕАО;
- участие в конференциях EWASS (JENAM);
- помощь астрономам России и СНГ в переводе членских взносов в ЕАО;
- распространение информации о мероприятиях ЕАО через Астрокурьер, «Astronomical and Astrophysical Transactions», интернет-сайт АстрО.

Съезд ЕАО (август 2018 г.) одобрил решение о возможности членства в ЕАО через национальные аффилированные общества. АстрО является таким обществом для России. Астрономы, имеющие ученую степень, являющиеся членами национального общества и уплачивающие там членские взносы, оформляют свое членство в ЕАО через АстрО и впредь не платят взносы в ЕАО.

Представители АстрО постоянно участвуют в работе Научного совета РАН по астрономии. АстрО продолжает регулярно выступать соорганизатором конференций, созываемых Научным советом.

В Правление АстрО входят или входили руководители нескольких астрономических обществ бывших республик СССР и других стран. В настоящее время в Правление входят представители России, Украины, Армении, Азербайджана, Белоруссии, Казахстана, Латвии, Сербии. Сопредседатель АстрО М. И. Рябов постоянно принимает участие в работе Украинской астрономической ассоциации.

5. Структуры и аппарат АстрО

В настоящее время действует Устав АстрО в редакции 1999 г. Он предусматривает индивидуальное членство в обществе. Другие общественные объединения могут вступать с АстрО в ассоциированные отношения.

В 2006 г. вступили в действие поправки к законодательству РФ, фактически обязывающие организовывать индивидуальное членство граждан других стран в зарегистрированных в РФ международных общественных организациях только через представительства за рубежом. Среди зарубежных представительств АстрО: представительство в Латвии (И. Шмелд), представительство в Белграде, Сербия (М. Дмитриевич), представительство в Одессе, Украина (М.И. Рябов). Наличие нескольких представительств позволяет легализовать членство в АстрО наших членов за пределами РФ, однако создание представительств АстрО в государствах, активно представленных в Обществе, остается важной задачей. Структурные (региональные) подразделения АстрО в РФ: Москва и Урал; ассоциированные общества: Ассоциация планетариев, Московское общество любителей астрономии.

Действующим Уставом АстрО предусмотрен трехлетний интервал между отчетно-перевыборными съездами. В перерывах между съездами руководящим органом является Правление. В настоящее время Правление избрано в составе 25 человек: три сопредседателя (Н.Н. Самусь, М.И. Рябов, О.Ю. Малков), шесть заместителей сопредседателя, 16 членов правления. Заседания Правления АстрО проводятся не реже двух раз в год.

В составе АстрО функционирует ряд комиссий, среди которых одной из наиболее активных является комиссия по образованию (рук. А.В. Засов), а также Международное бюро АстрО (председатель — Н.Г. Бочкарев). В небольшой, но эффективный аппарат АстрО входят исполнительный директор С.А. Гасанов, ученый секретарь и казначей В.М. Чепурова, главный бухгалтер Н.В. Мукосеева, секретарь-референт В.Л. Штаерман.

С декабря 1992 г. при Астрономическом обществе функционирует Клуб АстрО. Он базируется в Государственном астрономическом институте им. П.К. Штернберга (ГАИШ). Клуб АстрО был создан для неформального общения астрономов, а также для их творческого развития в области искусств. В основном это концерты, а также праздники, связанные с зимним и летним солнцестоянием и весенним равноденствием. Руководитель Клуба — Е.А. Карицкая.

Еженедельно в ГАИШ собирается Актив АстрО, на котором обсуждаются следующие вопросы:

- выполнения решений Съездов и заседаний Правления;
- о будущих Съездах АстрО и проводимых конференциях;
- поддержания сайта АстрО, содержания «Астрокурьеров»;

- взаимодействия с Европейским астрономическим обществом;
- проведения астрономических олимпиад, школ;
- проблем журнала «Astronomical and Astrophysical Transactions», электронного журнала «Вселенная и Мы»;
- о проблемах астрономического образования;
- о проблемах обсерваторий;
- о лекциях по повышению квалификации учителей;
- о работе Клуба АстрО;
- состояния финансов АстрО;
- взаимодействия с официальными структурами и другими общественными организациями;
- о проблемах планетариев;
- и другие.

6. Заключение

Астрономическое Общество (АстрО) — некоммерческая общественная организация, объединяющая астрономов-профессионалов прежде всего стран бывшего СССР, а также других стран. Оно создано астрономами-энтузиастами в апреле 1990 г. для содействия развития астрономии и объединяет сейчас около 400 членов. Помимо основной деятельности АстрО, для широкого круга общественности может представлять интерес издаваемые под эгидой Общества научные и научно-популярные издания, а также Клуб АстрО.

Содержание

Образование звезд и планет	3
<i>Рябухина О.Л., Зинченко И.И., Павлюченков Я.Н.</i> Исследование структуры и кинематики межзвездного волокна G351.78-0.54	4
<i>Рябухина О.Л., Кирсанова М.С.</i> Обзор спектральных линий молекул в центральном ядре волокна WB 673	11
<i>Кочина О.В.</i> Дейтерированные изотопологи воды и метанола в областях звездообразования	16
<i>Сивкова Е.Э., Мурга М.С., Павлюченков Я.Н.</i> Временные шкалы разрушения и образования ПАУ вблизи массивных звезд	22
<i>Мурга М.С.</i> Фотостабильность и спектральные особенности полициклических ароматических углеводородов в сверхгидрогенизированном состоянии	28
<i>Кирсанова М.С.</i> Фронты диссоциации H_2 и CO в туманности Конская Голова	35
<i>Кирсанова М.С., Топчиева А.П., Павлюченков Я.Н.</i> Инфракрасное излучение компактных областей III S235A и S235C	40
<i>Сытов А.Ю., Кононов Д.А.</i> О возможных наблюдательных проявлениях взаимодействующих аккреционных дисков в двойных звездах Т Тельца с эллиптическими орбитами	45
Методы астрономии	53
<i>Жилкин А.Г.</i> Энтропийные поправки в МГД схеме Роу	54
<i>Жилкин А.Г., Курбатов Е.П.</i> Предельный переход МГД схемы Роу в газодинамический случай	60
<i>Жилкин А.Г.</i> Разностные схемы для уравнений магнитной гидродинамики с фоновым магнитным полем	66
<i>Наливкин М.А., Саванов И.С., Нароенков С.А., Шмагин В.Е.</i> UVEX: спектрограф низкого разрешения с диапазоном, расширенным в УФ область	72
<i>Наливкин М.А., Саванов И.С., Нароенков С.А.</i> Оценка предельного проникания спектрографа UVEX	79
<i>Нароенков С.А., Наливкин М.А.</i> Робот-телескоп Терскольской обсерватории ИНАСАН	87

<i>Сю Б., Ю Ф., Гао Ю., Ванг Ш., Жю Г., Джанг Ч., Шугаров А.С., Сачков М.Е., Саванов И.С.</i> Концепция телескопа, собираемого на орбите (OAST)	94
<i>Сытов А.Ю.</i> Численный метод расчета критерия Колмогорова-Смирнова в задаче популяционного синтеза двойных звезд	105
Экзопланеты	111
<i>Жылкин А.Г., Бискало Д.В.</i> Численная модель коронального выброса массы с учетом магнитного поля звездного ветра	112
<i>Жылкин А.Г., Бискало Д.В.</i> Модель магнитного поля звездного ветра с учетом токового слоя	118
<i>Кайгородов П.В., Ильина Е.А.</i> Структура течения в оболочке горячего юпитера при касательном столкновении с корональным выбросом массы	124
Переменные звезды	131
<i>Самусь Н.Н., Пастухова Е.Н., Киреева Н.Н.</i> Переменные звезды в шаровых скоплениях: особенности работы над каталогом	132
<i>Жарова А.В., Самусь Н.Н.</i> Новые звезды и переменные редких типов в ближайших галактиках по фототеке ГАИШ	137
<i>Зубарева А.М.</i> ПЗС-фотометрия сверхгорбов карликовой новой ASASSN-18iq	143
<i>Романовская А.М., Шуляк Д.В.</i> Химический состав и стратификация в атмосфере Ар-звезды HD 110066 (AX CVn)	149
<i>Фадеев Ю.А.</i> Начальное содержание гелия и распределение переменных типа RR Лиры шарового скопления M3 по периоду	156
<i>Фадеев Ю.А.</i> Нелинейные пульсации звезд на поздней стадии асимптотической ветви гигантов	162
<i>Канев Е.Н., Сачков М.Е., Саванов И.С.</i> К вопросу о разделении пульсационной и пятенной переменности	167
<i>Саванов И.С., Дмитриенко Е.С.</i> О долговременных циклах активности V899 Her	173
<i>Саванов И.С.</i> Об амплитудах переменности блеска звезд спектрального класса A	179

<i>Саванов И.С.</i> О фотометрической переменности звезды спектрального класса А КIC 2061741	185
Тесные двойные звезды и околозвездные диски	193
<i>Исакова П.Б., Жилкин А.Г., Бисикало Д.В.</i> Структура течения в бездисковых промежуточных полярах	194
<i>Исакова П.Б., Жилкин А.Г., Бисикало Д.В.</i> Распределение зон аккреции на поверхности белых карликов в полярах	200
<i>Кудряшов А.Д.</i> Синтез и гамма-излучение радиоактивных ядер при вспышках новых звезд	205
<i>Сытов А.Ю., Фатеева А.М.</i> Моделирование околозвездной оболочки двойной системы UZ Tau E	212
<i>Сытов А.Ю., Фатеева А.М.</i> Влияние орбитальных параметров на взаимодействие аккреционных дисков в двойных звездах Т Тельца	219
<i>Кайгородов П.В.</i> Перетекание струи из точки L_1 через край аккреционного диска в полуразделенных двойных системах	225
<i>Соболев А.В., Жилкин А.Г., Бисикало Д.В.</i> Метод построения синтетической кривой блеска затменных поляр	231
Звезды и звездная эволюция	237
<i>Саванов И.С., Дмитриенко Е.С.</i> , Активность звезд солнечного типа в скоплении М67	238
<i>Саванов И.С., Дмитриенко Е.С.</i> О температуре звездных пятен	244
<i>Чугай Н.Н.</i> Спектр масс пульсаций скорости в колмогоровской турбулентности	250
Солнечная система	253
<i>Емельяненко В.В.</i> Распределение орбит комет и астероидов семейства Юпитера в околоземном пространстве	254
<i>Емельяненко В.В.</i> Диффузия долгопериодических комет и метеорных роев	260
<i>Емельяненко Н.Ю.</i> Сравнение гелиоцентрических орбит Луны и наблюдаемых малых тел в сближениях с планетами	264
<i>Емельяненко Н.Ю.</i> Модели низкоскоростных сближений малого тела с планетой	270

<i>Коваленко И.Д.</i> Мониторинг Венеры с орбит в окрестностях точек Лагранжа	276
<i>Чувашов И.Н.</i> Численный метод оценки вероятности столкновения объектов космического мусора в околоземном пространстве	282
<i>Шематович В.И.</i> Высыпание электронов в полярной атмосфере Земли: кинетическая Монте-Карло модель	288
<i>Шематович В.И.</i> Высыпание электронов в полярной атмосфере Земли: пробные расчеты при помощи кинетической Монте-Карло модели	294
Структура, динамика, кинематика и эволюция звездных систем	301
<i>Верещагин С.В., Тутуков А.В., Чупина Н.В.</i> Сценарий эволюции ОВ-ассоциаций	302
<i>Ковалева Д.А.</i> Красные сверхгиганты в нашей Галактике и в других галактиках	311
<i>Ковалева Д.А., Пискунов А.Э., Харченко Н.В.</i> Сравнение фотометрической и тригонометрической (Gaia DR2) шкал расстояний в Галактике	317
<i>Пискунов А.Э., Харченко Н.В.</i> Глобальный обзор звездных скоплений в Млечном Пути V: Приливные массы	324
<i>Харченко Н.В., Пискунов А.Э.</i> Глобальный обзор звездных скоплений в Млечном Пути IV: структурные параметры	330
<i>Постникова Е.С., Чупина Н.В., Верещагин С.В.</i> Каталог звезд скопления IC 2391	336
<i>Тутуков А.В., Ковалева Д.А.</i> Распределение визуально-двойных звезд по массам и разделению их компонентов	342
Астрономические данные	349
<i>Малков О.Ю.</i> Угловое разрешение каталогов HD, HIP и DM	350
<i>Чулков Д.А.</i> Объекты каталога орбит визуальных двойных звезд в GAIA DR2	360
<i>Сапожников С.А., Ковалева Д.А., Малков О.Ю.</i> Каталог визуальных двойных в Gaia DR2	366
Астрономические организации	373
<i>Самусь Н.Н., Малков О.Ю.</i> Астрономическое общество: текущая деятельность и перспективы	374

Contents

Formation of stars and planets	3
<i>Ryabukhina O.L., Zinchenko I.I., Pavlyuchenkov Ya.N.</i> Study of the structure and kinematics of filamentary cloud G351.78-0.54	4
<i>Ryabukhina O.L., Kirsanova M.S.</i> Molecular line emission in the central clump of the WB 673 filament	11
<i>Kochina O.V.</i> Deuterated isotopologues of water and methanol in star-forming regions	16
<i>Sivkova E.E., Murga M.S., Pavlyuchenkov Ya.N.</i> Destruction and formation time scales of PAHs around massive stars .	22
<i>Murga M.S.</i> Photostability and spectral features of superhydrogenated polycyclic aromatic hydrocarbons	28
<i>Kirsanova M.S.</i> H ₂ and CO dissociation fronts in the Horsehead Nebula	35
<i>Kirsanova M.S., Topchieva A.P., Pavlyuchenkov Ya.N.</i> Infrared emission of compact HII regions S235A and S235C	40
<i>Sytov A.Yu., Kononov D.A.</i> On possible observational manifestations of interacting accretion discs in T Tauri binaries with elliptic orbits	45
Methods for Astronomy	53
<i>Zhilkin A.G.</i> Entropy fixes in MHD Roe scheme	54
<i>Zhilkin A.G., Kurbatov E.P.</i> The limiting transition of the MHD Roe scheme to the gas-dynamic case	60
<i>Zhilkin A.G.</i> Difference schemes for the equations of magnetohydrodynamics with a background magnetic field	66
<i>Nalivkin M.A., Savanov I.S., Naroenkov S.A., Shmagin V.E.</i> UVEX: the low-resolution spectrograph with UV-extended spectral range	72
<i>Nalivkin M.A., Savanov I.S., Naroenkov S.A.</i> Estimation of limiting magnitude of the UVEX spectrograph	79
<i>Naroenkov S.A., Nalivkin M.A.</i> Robotic telescope of Terskol observatory of INASAN	87
<i>Xu B., Yu F., Gao Y., Wang Sh., Ju G., Zhang Ch., Shugarov A.S., Sachkov M.E., Savanov I.S.</i> The conceptual design of On-orbit Assembling Space Telescope (OAST)	94
<i>Sytov A.Yu.</i> Numerical method for discrete two-sample KS-test in binary stars population synthesis problem	105

Exoplanets	111
<i>Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.</i> Numerical model of the coronal mass ejection taking into account the magnetic field of the stellar wind	112
<i>Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.</i> Model for the magnetic field of the stellar wind with taking into account the current sheet . .	118
<i>Kaygorodov P.V., Ilyina E.A.</i> Flow structure in the hot Jupiter envelope, tangentially interacting with coronal mass ejection	124
Variable stars	131
<i>Samus N.N., Pastukhova E.N., Kireeva N.N.</i> Variable stars in globular clusters: Specifics of the catalog compilation . . .	132
<i>Zharova A.V., Samus N.N.</i> Novae and rare-type variables in nearby galaxies from the Sternberg Institute's plate collection	137
<i>Zubareva A.M.</i> CCD-photometry of ASASSN-18iq dwarf nova's superhumps	143
<i>Romanovskaya A.M., Shulyak D.V.</i> Chemical composition and stratification in the atmosphere of Ap star HD 110066 (AX CVn)	149
<i>Fadeyev Yu.A.</i> Initial helium abundance and period distribution of RR Lyr type variables in the globular cluster M3 . . .	156
<i>Fadeyev Yu.A.</i> Nonlinear pulsations of stars on the late AGB stage	162
<i>Kanev E.N., Sachkov M.E., Savanov I.S.</i> On the question of the separation of pulsation and spot variability	167
<i>Savanov I.S., Dmitrienko E.S.</i> Solar-type stars activity in M67 cluster	173
<i>Savanov I.S.</i> On the amplitudes of the brightness variability of A stars	179
<i>Savanov I.S.</i> Photometric variability of A type star KIC 2061741	185
Close binary stars and circumstellar disks	193
<i>Isakova P.B., Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.</i> Flow structure in diskless intermediate polars	194
<i>Isakova P.B., Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.</i> Surface distribution of accretion zones on white dwarfs in polars	200

<i>Kudryashov A.D.</i> Synthesis and gamma-radiation of radioactive nuclei in novae stars explosions	205
<i>Sytov A.Yu., Fateeva A.M.</i> Simulation of the circumbinary envelope of UZ Tau E binary star	212
<i>Sytov A.Yu., Fateeva A.M.</i> On the influence of orbital parameters of T Tauri binaries to circumstellar disk interaction .	219
<i>Kaygorodov P.V.</i> Stream-disk overflow in semidetached binaries	225
<i>Sobolev A.V., Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.</i> Method of constructing a synthetic light curve for eclipsed polars	231
Stars and Stellar Evolution	237
<i>Savanov I.S., Dmitrienko E.S.</i> Solar-type stars activity in M67 cluster	238
<i>Savanov I.S., Dmitrienko E.S.</i> Starspot temperature	244
<i>Chugai N.N.</i> Mass spectrum of velocity pulsations for Kolmogorov turbulence	250
Solar System	253
<i>Emel'yanenko V.V.</i> The orbital distribution of Jupiter-family comets and asteroids in near-Earth space	254
<i>Emel'yanenko V.V.</i> Diffusion of long-period orbits of comets and meteoroid streams	260
<i>Emel'yanenko N.Yu.</i> The Moon is a natural body moving in the constant satellite capture with the Earth	264
<i>Emel'yanenko N.Yu.</i> The models of low-velocity encounters of a small body with a planet	270
<i>Kovalenko I.D.</i> Monitoring of Venus from Lagrangian point orbits	276
<i>Chuvashov I.N.</i> Evaluation of rotation period of space debris objects using optical observations	282
<i>Shematovich V.I.</i> Precipitation of electrons into the Earth's polar atmosphere: kinetic Monte Carlo model	288
<i>Shematovich V.I.</i> Precipitation of electrons into the Earth's polar atmosphere: test calculations using the kinetic Monte Carlo model	294
Structure, dynamics, kinematics, and evolution of stellar systems	301
<i>Vereshchagin S.V., Tutukov A.V., Chupina N.V.</i> Scenario of OB-associations evolution	302

<i>Kovaleva D.A.</i> Red supergiants in Galaxy and in galaxies . . .	311
<i>Kovaleva D.A., Piskunov A.E., Kharchenko N.A.</i> Comparison of photometric and trigonometric (Gaia DR2) distance scales in the Galaxy	317
<i>Piskunov A.E., Kharchenko N.V.</i> Global survey of star clusters in the Milky Way V: Tidal masses	324
<i>Kharchenko N.V., Piskunov A.E.</i> Global survey of star clusters in the Milky Way. IV Structure parameters	330
<i>Postnikova E.S., Chupina N.V., Vereshchagin S.V.</i> Catalog of stars in the open star cluster IC 2391	336
<i>Tutukov A.V., Kovaleva D.A.</i> Distribution of visual binary stars over masses and separation between components	342
Astronomical Data	349
<i>Malkov O.Yu.</i> Angular resolution of HD, HIP and DM catalogues	350
<i>Chulkov D.</i> Objects of the Catalog of Orbits of Visual Binary Stars in Gaia DR2	360
<i>Sapozhnikov S.A., Kovaleva D.A., Malkov O.Y.</i> Catalogue of Visual Binaries in Gaia DR2	366
Astronomical Organizations	373
<i>Samus N.N., Malkov O.Yu.</i> Euroasian Astronomical Society: current activity and perspectives	374

Научное издание

Научные труды Института астрономии РАН. Том 3.

Сдано в набор 04.06.2019. Подписано в печать 18.10.2019
Формат 60x90/16. Бумага офсетная
Уч.-изд. п.л. 25. Физ. п.л. 24.25. Тираж 100. Заказ № 6451

Издательство «Янус-К»
127411, Москва, Учинская ул., д. 1
Отпечатано в ООО «ИНФОРМ-СОФТ»
119034, Москва, Еропкинский пер., д. 16

