

Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ АСТРОНОМИИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

**Сборник трудов мемориальной
конференции 2018 г.,
посвященной памяти
академика А.А. Боярчука**

Под редакцией Д.В. Бисикало и Д.З. Вибе

Москва
Янус-К
2018

УДК 52
ББК 22.6г
С 23

С23 Сборник трудов мемориальной конференции 2018 г., посвященной памяти академика А.А. Боярчука. / Сборник научных трудов ИНАСАН. Под редакцией Д.В. Бисикало и Д.З. Вибе – М.: Изд-во Янус-К, 2018, 444 с., илл.

ISBN 978-5-8037-0734-9

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

Первый выпуск сборника научных трудов ИНАСАН посвящен памяти выдающегося ученого и организатора науки академика Российской академии наук Александра Алексеевича Боярчука. Сфера научных интересов А.А. Боярчука охватывала астроспектроскопию, физику звезд, внеатмосферную астрономию, телескопостроение. Основоплагающий вклад сделан им в изучение взаимодействующих двойных звезд разных типов. Академик А.А. Боярчук был родоначальником многих тем, которые в дальнейшем стали масштабными направлениями исследований в Институте астрономии РАН. В сборнике представлены результаты работ, инициированных Александром Алексеевичем, а также достижения в тех областях, где им были достигнуты выдающиеся результаты и где продолжают работать его коллеги и ученики. Книга будет полезна для специалистов и аспирантов, занимающихся астрофизическими исследованиями, а также позволит получить представление о текущем состоянии дел по этим исследованиям в Институте астрономии РАН.

На обложке использованы иллюстрации из статей Пахомова (стр. 12) и Фатеевой и др. (стр. 192).

© ИНАСАН, 2018
© Коллектив авторов, 2018

ISBN 978-5-8037-0734-9

Предисловие



Академик Александр Алексеевич Боярчук с 1987 по 2003 г. был директором, а с 2003 г. и вплоть до своей кончины в 2015 г. — научным руководителем Института астрономии РАН. Александр Алексеевич Боярчук был выдающимся ученым, специалистом мирового уровня в области астрофизики и космических исследований, а также крупным организатором отечественной науки. Сфера его научных интересов охватывала астроспектроскопию, физику звезд, внеатмосферную астрономию, телескопостроение. Большой вклад в астрофизику сделан А.А. Боярчуком в области исследования взаимодействующих двойных звезд разных типов. Он являлся крупнейшим специалистом по внеатмосферной астрономии и пользовался исключительно большим авторитетом в области фундаментальных космических исследований. Под его научным руководством и при непосредственном участии был успешно осуществлен космический эксперимент «Астрон», представ-

лявший собой отечественную космическую астрофизическую обсерваторию для наблюдений в ультрафиолетовом диапазоне. Вплоть до последних дней А.А. Боярчук активно работал над международным космическим проектом нового поколения «Всемирная космическая обсерватория — ультрафиолет» («Спектр-УФ»).

Академик Александр Алексеевич Боярчук не просто руководил научными исследованиями в Институте астрономии РАН, но и был родоначальником многих тем, которые в дальнейшем выросли в самостоятельные направления. В сборнике представлены результаты исследований, которые ведутся в рамках тем, инициированных Александром Алексеевичем («Процессы взаимодействия в двойных звездах», «Методы внеатмосферной УФ-астрономии», «Астрохимия», «Протопланетные диски», «Образование звезд», «Экзопланеты»), а также достижения в тех областях, где Александром Алексеевичем были достигнуты выдающиеся результаты и где продолжают работать его коллеги и ученики («Исследование звезд методами спектроскопии», «Переменные звезды», «Проблемы развития астрономии в России»).

Сборник трудов конференции 2018 г. будет полезен для специалистов и аспирантов, занимающихся астрофизическими исследованиями, а также позволит получить представление о текущем состоянии дел по этим направлениям исследований в Институте астрономии РАН.

*Д.В. Бисикало, Д.З. Вибе
Институт астрономии РАН*

Звездная спектроскопия

О вкладе А.А. Боярчука в звездную спектроскопию

Машонкина Л.И.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Дается краткий обзор достижений А.А. Боярчука при изучении звезд разного типа спектроскопическими методами.

Alexander Boyarchuk and stellar spectroscopy

Mashonkina L.I.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract We review briefly achievements of Alexander Boyarchuk in studies of various type stars using spectroscopic methods.

1. Введение

А.А. Боярчук — воспитанник Ленинградского государственного университета (ЛГУ) и известной во всем мире школы В.В. Соболева по переносу излучения в атмосферах звезд. На выбор А.А. Боярчуком пути в науку повлиял еще один выдающийся ученый — Э.Р. Мустель, который был и научным руководителем, и соавтором в годы работы А.А. Боярчука в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР (КрАО), куда он пришел сразу после окончания ЛГУ в 1953 г. Изучению звезд спектроскопическими методами посвящены и самая первая работа, опубликованная в 1955 г.: «Спектр γ Cassiopeia» [1], и самая последняя, увидевшая свет уже после кончины А.А. Боярчука: «Содержание химических элементов в атмосферах холодных карликов с солнечной активностью» [2]. Признанием авторитета А.А. Боярчука в области звездной спектроскопии стало избрание его в 1974–1976 гг. Президентом комиссии 29 «Stellar spectra» Международного астрономического союза.

Объем этой статьи не позволяет рассказать обо всех спектроскопических исследованиях А.А. Боярчука. Мы упомянем лишь некоторые, которые, на наш взгляд, стали основополагающими для развития целых направлений в отечественной и мировой науке.

2. Спектроскопия по всей диаграмме Герцшпрунга-Рассела

Большая часть результатов, представленных ниже, получена с использованием спектральных наблюдений, выполненных А.А. Боярчуком или его коллегами в КраО на 48-дюймовом телескопе фирмы Карл Цейсс и Зеркальном телескопе им. акад. Г.А. Шайна (ЗТШ, диаметр 2.6 м).

Звезды ранних классов с эмиссионными линиями (типа Be) стали объектами изучения в кандидатской диссертации, защищенной в 1958 г. Были изучены изменение со временем контуров линий в спектрах избранных звезд и динамика движений в их оболочках [1, 3], определены ионизационные температуры и лучевые концентрации химических элементов [4], предложены метод расчета бальмеровского декремента [5] и обобщение метода Занстра определения температуры звезды, окруженной оболочкой [6], получены формулы и графики для определения физических параметров оболочек по эмиссионным запрещенным линиям [7].

Затменная переменная класса алголей β Lyr (HD 174638). Методом кривых роста впервые определено содержание гелия $\text{He}/\text{H} = 25$ по числу атомов [8], что в 250 раз больше космического содержания гелия и того, что наблюдается у непроэволюционировавших звезд. Двойные системы, компоненты которых очень близки и деформированы взаимной гравитацией, очень сложны для количественного анализа даже современными методами. Последующие определения химического состава показали, что в атмосфере вторичного компонента присутствуют продукты горения водорода в CNO-цикле и атмосфера обогащена гелием, но избыток He намного меньше: $\text{He}/\text{H} = 1.5$ [9, 10].

Новые звезды. Подробно изучались структура оболочек и их развитие, методом кривых роста обнаружены избытки углерода, азота и кислорода у Новой V1500 Cyg. Совместно с Э.Р. Мустелем А.А. Боярчук предложил модель оболочки Новой и методику вычисления объема оболочки [11], которая используется до настоящего времени (84 ссылки в ADS, вплоть до 2018 г.).

Симбиотические звезды. На основании детального изучения этих объектов разработана модель, в которой двойная система, состоящая из холодного гиганта и горячего карлика, окружена туманностью [12]. С тех пор ни одна конференция по симбиотическим звездам не обходится без обзорного доклада А.А. Боярчука, например [13], и ни одна монография — без главы, написанной А.А. Боярчуком, например

[14]. Модель А.А. Боярчука продолжает быть основой всех современных исследований симбиотические звезды. Исследование симбиотических звезд стало темой докторской диссертации (1969), а в 2001 г. А.А. Боярчук получил премию им. Ф.А. Бредихина РАН за выдающийся вклад в изучение этих объектов.

Химически-пекулярные звезды. Для линий Fe II, La II, Nd II и Eu II сделаны расчеты эквивалентных ширин с учетом зеемановского расщепления атомных уровней в магнитном поле [15], и показано, что этот эффект не может объяснить сильные линии металлов, наблюдаемые в спектрах Am, Ar и Vr звезд.

Красные гиганты. Под руководством А.А. Боярчука выполнен цикл работ (например, [16, 17]) по разработке метода определения параметров атмосфер таких объектов и определению содержания различных химических элементов у холодных гигантов, принадлежащих различным группам звездного населения Галактики — рассеянными скоплениям, звездам поля в тонком и толстом дисках, Ва-звездам, потоку Геркулеса.

3. F-сверхгиганты

Рассмотрим исследование атмосфер F-сверхгигантов чуть подробнее, так как решение связанных с ними проблем мотивировало развитие нового направления астрофизических исследований в нашей стране — формирование спектральных линий в атмосферах звезд в неравновесных условиях (не-ЛТР).

Проблема ионизационного равновесия Fe I/Fe II

При ЛТР-анализе F-сверхгигантов Боярчук и Любимков [18] обнаружили, что использование линий Fe I ведет к меньшим значениям микротурбулентной скорости ξ_t (до 1.5 км/с), чем те, что получаются по линиям Fe II. Кроме того, содержание по резонансным линиям Fe I в 2–3 раза ниже, чем по субординатным [19]. Они пришли к выводу: «Возможно, эти противоречия исчезнут, если отказаться в расчетах от предположения о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР)».

В сотрудничестве с Н.А. Сахибуллиным [20] была построена модель атома, очень простая по современным представлениям (12 уровней Fe I и основное состояние Fe II), но наиболее обширная на тот момент. Не-ЛТР расчеты показали повышенную ионизацию Fe I в атмосферах F-сверхгигантов. Причина в том, что доля нейтральных

атомов очень мала и даже малое превышение интенсивности ионизирующего излучения над функцией Планка ведет к избыточной фотоионизации (сверхионизации) уровней Fe I. Сверхионизация почти не меняет концентрацию Fe II. Уменьшение населенности уровней ведет к ослаблению линий Fe I и увеличению содержания, определяемого по этим линиям. У F-сверхгигантов разность между не-ЛТР и ЛТР содержанием может достигать до $\Delta_{\text{NLTE}} = +1 \text{ dex}$ [20]. Становится понятным, почему при ЛТР-анализе линий Fe I приходится уменьшать ξ_t , если содержание железа зафиксировано по линиям Fe II.

Проблема содержания натрия

Боярчук и Любимков [21] обнаружили, что у F-сверхгигантов содержание натрия больше солнечного с $[\text{Na}/\text{Fe}] = 0.3\text{--}0.7 \text{ dex}$ и избыток растет с ростом светимости. И вновь обратились к Н.А. Сахибуллину. С использованием его модели атома Na I [22] были проведены не-ЛТР расчеты и показано, что в области формирования спектральных линий основное и первое возбужденное состояния Na I перезаселены относительно равновесных населенностей, линии Na I усилены по сравнению с ЛТР, Δ_{NLTE} отрицательна и для типичных параметров атмосфер близка к -0.2 dex [23].

Учет отклонений от ЛТР уменьшает избытки натрия, обнаруженные у F-сверхгигантов, но проблема их происхождения остается. Еще в своей работе [21] Боярчук и Любимков предположили, что NeNa цикл, который был введен Марионом и Фаулером [24] как одна из возможных ядерных реакций на стадии горения водорода в ядрах массивных звезд, может быть ответственным за избышек натрия у F-сверхгигантов. Проблема заключалась лишь в том, что массы F-сверхгигантов $\sim 1.5 M_{\odot}$. Денисенков и Иванов [25] сделали расчеты и показали, что NeNa цикл в недрах звезд с $M \geq 1.5 M_{\odot}$ увеличивает содержание натрия в 5–6 раз. На более поздних стадиях эволюции синтезированный натрий выносится на поверхность.

4. Звездная спектроскопия в ИНАСАНе — развитие идей и подходов А.А. Боярчука

Исследования, начатые А.А. Боярчуком, получили продолжение и развитие в работах его учеников и последователей в Институте астрономии РАН. Это касается изучения красных гигантов с признаками активности и в широчайшем диапазоне металличности (Ю.В. Пахомов), холодных звезд с пятнистой и вспышечной активностью (И.С. Са-

ванов), не-ЛТР анализа звездных спектров для большого количества химических элементов на основе сложных моделей атома, который используется для решения разнообразных астрофизических проблем (Л.И. Машонкина, Т.М. Ситнова, С.А. Алексеева). Под руководством Т.А. Рябчиковой на качественно новый уровень подняты исследования химически-пекулярных звезд: это и трехмерное картирование содержания химических элементов, и изучение пульсаций и магнитного поля Ар звезд. Как продолжение работы А.А. Боярчука по созданию каталога линий Fe I и Fe II [26, 27] можно рассматривать активное участие ИНАСАН в создании и поддержании баз атомных данных VALD и VAMDC (Т.А. Рябчикова, Ю.В. Пахомов).

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН П-28, подпрограмма «Астрофизические объекты как космические лаборатории».

Список литературы

1. Н. Нопылов and А. А. Boyartchuk, *Izvestiya KrAO*, **15**, 190, 1955.
2. L. I. Antipova and A. A. Boyarchuk, *Astron. Rep.*, **60**, 145, 2016.
3. A. A. Boyartchuk and I. I. Pronik, *Izvestiya KrAO*, **31**, 3, 1964.
4. A. A. Boyartchuk, *Izvestiya KrAO*, **21**, 54, 1959.
5. A. A. Boyartchuk, *Izvestiya KrAO*, **35**, 45, 1966.
6. A. A. Boyarchuk, *Astrophysics*, **3**, 96, 1967.
7. A. A. Boyarchuk, R. E. Gershberg, N. V. Godovnikov, and V. I. Pronik, *Izvestiya KrAO*, **39**, 147, 1969.
8. A. A. Boyarchuk, *Sov. Astron.*, **3**, 748, 1959.
9. V. V. Leushin, M. Y. Nevskii, and L. I. Snezhko, *Astrofizicheskie Issledovaniia (Izvestiya SAO)*, **11**, 40, 1979.
10. S. Balachandran, D. L. Lambert, J. Tomkin, and M. Parthasarathy, *MNRAS*, **219**, 479, 1986.
11. E. R. Mustel and A. A. Boyarchuk, *Ap&SS*, **6**, 183, 1970.
12. A. A. Boyarchuk, *Astrophysics*, **2**, 50, 1966.
13. A. A. Boyarchuk, in M. Friedjung and R. Viotti, eds., *IAU Colloq. 70: The Nature of Symbiotic Stars, Ap&SS Library*, volume 95, 225 (1982).
14. A. A. Boyarchuk, in J. Sahade, G. E. McCluskey, and Y. Kondo, eds., *Ap&SS Library, Ap&SS Library*, volume 177, 189 (1993).
15. A. A. Boyarchuk, Y. S. Efimov, and V. E. Stepanov, *Sov. Astron.*, **4**, 766, 1961.
16. A. A. Boyarchuk, L. I. Antipova, M. E. Boyarchuk, and I. S. Savanov, *Astron. Rep.*, **42**, 517, 1998.
17. L. I. Antipova, A. A. Boyarchuk, Y. V. Pakhomov, and M. V. Yushkin, *Astron. Rep.*, **49**, 535, 2005.
18. A. A. Boyarchuk and L. S. Lyubimkov, *Astrophysics*, **18**, 228, 1982.

19. L. S. Lyubimkov and A. A. Boyarchuk, *Astrophysics*, **18**, 341, 1982.
20. A. A. Boyarchuk, L. S. Lyubimkov, and N. A. Sakhibullin, *Astrophysics*, **22**, 203, 1985.
21. A. A. Boyarchuk and L. S. Lyubimkov, *Bulletin CrAO*, **66**, 119, 1983.
22. N. A. Sakhibullin, *Sov. Astron.*, **31**, 666, 1987.
23. A. A. Boyarchuk, I. Gubeny, I. Kubat, L. S. Lyubimkov, and N. A. Sakhibullin, *Astrophysics*, **28**, 202, 1988.
24. J. B. Marion and W. A. Fowler, *ApJ*, **125**, 221, 1957.
25. P. A. Denisikov and V. V. Ivanov, *Sov. Astron. Lett.*, **13**, 214, 1987.
26. A. A. Boyarchuk and I. S. Savanov, *Bulletin CrAO*, **70**, 57, 1985.
27. A. A. Boyarchuk and I. S. Savanov, *Bulletin CrAO*, **74**, 48, 1986.

Статистический метод учета интерференционных полос в спектрах звезд

Пахомов Ю.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Представлен метод учета интерференционных полос в спектрах звезд, основанный на восстановлении звездного непрерывного спектра в исследуемом диапазоне длин волн. Такой подход возможен, благодаря использованию набора спектров звезд с различными лучевыми скоростями.

Statistical method for accounting for the interference fringes in stellar spectra

Pakhomov Yu.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract A method for accounting for the interference fringes in stellar spectra is presented. It is based on a restoration of stellar continuum spectrum in the investigated wavelength range. This is possible thanks to using spectra of a number of stars with different radial velocities.

1. Введение

В настоящее время основным приемником излучения в астрономических наблюдениях является прибор с зарядовой связью (ПЗС, CCD) — матрица, состоящая из фотодиодов на кристалле кремния. Светочувствительные элементы погружены в тончайшие слои «проводник-полупроводник». ПЗС прекрасно работает в белом свете, но в когерентных красных лучах возникает явление интерференции в слоях матрицы, наподобие колец Ньютона, которое проявляется в виде темных полос разных размеров и интенсивности на изображении. Спектр представляет собой монохромные изображения щели спектрографа, что приводит к выполнению условий когерентности и возникновению полос интерференции в красной части наблюдаемого спектра, примерно после 7000 Å. Этот эффект очень усложняет процедуру обработки ПЗС кадров, и избавиться от него почти невозможно. Все это делает изучение красной части спектров трудоемкой задачей, и многие наблюдатели избегают этой области. Лучшим выходом считается

применение ПЗС матриц с обратной засветкой, у которых свет сразу поглощается фоточувствительными элементами, минуя слой кремния. Однако эти ПЗС матрицы значительно дороже и имеют ряд ограничений, в частности, их чувствительность в красной области значительно снижается. Большинство же спектрографов оснащено обычными ПЗС матрицами. Поэтому проблема учета интерференционных полос является актуальной задачей.

Как правило, профиль интерференционных полос получают из спектров плоского поля. Этого часто бывает достаточно для длин волн до $7500\text{--}7600 \text{ \AA}$, где их интенсивность мала. Но дальше описать их профиль становится все сложнее. Форма и глубина интерференционных полос зависят от длины волны, толщины полупроводниковых слоев, расположения на поверхности ПЗС и угла падения света. К тому же уровень рассеянного света, который очень сложно учитывать в эшелле-спектрах, сильно различается в спектрах яркого плоского поля и гораздо более слабых звезд. Все это приводит к тому, что спектры интерференционных полос, восстановленные из спектров плоского поля и звезд, сильно различаются и становится невозможным применять традиционный подход. Более того, важным является диапазон $\lambda > 7500 \text{ \AA}$, где расположен ряд спектральных линий, используемых при изучении звездных атмосфер, например, триплет кислорода OI $7771\text{--}7775 \text{ \AA}$.

В данной работе представлено одно из возможных решений описанной выше проблемы.

2. Описание метода

Метод основан на восстановлении профилей интерференционных полос. Понятно, что если бы спектр звезды состоял только из непрерывного спектра, то наблюдаемый спектр, нормализованный на континуум, точно соответствовал бы профилям полос интерференции. Но поскольку таких звезд нет, то мы можем видеть профили полос только для небольших участков спектра, свободных от спектральных линий. Поэтому основная задача — восстановить непрерывный спектр звезды. Вследствие различия лучевых скоростей звезд их спектральные линии будут смещены в системе отчета наблюдателя. Соответственно, будут смещены и свободные участки непрерывного спектра. А при наличии спектров для некоторого набора звезд с разными лучевыми скоростями возможно получить информацию о континууме на большом участке исследуемого спектра. Во многих местах эта информация будет получена одновременно из спектров нескольких звезд и

может быть усреднена, что увеличивает отношение сигнала к шуму. Таким образом, статистика звездных спектров решает две задачи: восстанавливает профиль интерференционных полос и делает его более качественным. Восстановление среднего уровня непрерывного спектра ставит дополнительное условие для выбора звезд — они должны быть близких спектральных классов. Но это ограничение легко преодолевается тем фактом, что в длинноволновом диапазоне разница в континууме у звезд разных температур небольшая и может быть представлена некоторой гладкой зависимостью от длины волны.

Важным является также фактор рассеянного света в эшелле-спектрографе, учет которого крайне затруднителен. И чтобы свести к минимуму связанные с этим ошибки, необходимо иметь близкие экспозиции (произведение потока на время) спектров звезд.

Поскольку эффект зависит от положения на ПЗС матрице, то степень поглощения вследствие интерференции необходимо вычислять отдельно для каждого пикселя, а суммирование сигнала вдоль щели должно быть произведено в конце всей процедуры, а не в начале, как предполагается в стандартной обработке. Кроме того, звезда может смещаться на щели спектрографа, что приводит к изменению профилей полос в наблюдаемых спектрах. Поэтому все операции по обработке должны быть привязаны к координатам на ПЗС матрице, а не к смещающемуся изображению звезды.

На первом шаге определяется положение центра щели вдоль исследуемого эшелле-порядка. Далее для спектра каждой звезды на одинаковом расстоянии от центра щели выделяется спектр высотой лишь один пиксель. Из-за различия экспозиции все эти спектры будут разной, но близкой интенсивности. Выберем реперный спектр с лучшим отношением сигнала к шуму и интенсивностью $I_0(\lambda)$. Тогда отношение интенсивности спектра реперной звезды и i -й звезды $I_0(\lambda)/I_i(\lambda)$ будет почти постоянной величиной (небольшие отклонения связаны с различием спектров и различием уровней рассеянного света) в областях с общим непрерывным спектром. Сгладив эту величину методом медианной фильтрации и аппроксимировав полиномом небольшой степени, мы получим функцию $S_i(\lambda)$ и избавимся от шума. Приведенная интенсивность $I'_i(\lambda) = S_i(\lambda) * I_i(\lambda)$ совместит спектр i -й звезды и реперной. Такая процедура проводится для всех звезд. При этом для каждого приведенного спектра создается маска непрерывного спектра (0 — линия, 1 — континуум). Затем эти спектры попиксельно усредняются. Для вычисления среднего значения используются только те, маска которых на данном пикселе

равна 1. В результате получается усредненный непрерывный спектр $F_{\text{cont}}^j(\lambda) = \sum_i I_i^j(\lambda) \bar{I}_i / \sum \bar{I}_i$ с учетом интенсивности спектров, профиль которого описывает поведение интерференционных полос для конкретной точки j по высоте вдоль щели. Точность воспроизведения приведенного континуума зависит от количества используемых спектров. Величина $F_i^j(\lambda) = S_i(\lambda) * I_i(\lambda) / F_{\text{cont}}^j(\lambda)$ для исследуемой звезды i будет звездным спектром, нормированным относительно континуума, без влияния интерференции.

Подобная процедура повторяется для всех по отдельности пикселей j вдоль высоты щели. На последнем шаге все полученные нормированные спектры усредняются с весовыми коэффициентами w_j , пропорциональными интенсивности точки на профиле вдоль щели: $F_i = \sum_j F_i^j * w_j / \sum_j w_j$. Если исследуемая область расположена в перекрывающихся соседних порядках, то усредняются данные и по ним. В итоге получаем нормированный на континуум спектр, очищенный от влияния интерференции и пригодный для дальнейшего анализа.

3. Применение метода

Использование метода мы демонстрируем на примере спектров звезд HD 49933 и HD 142091, полученных с помощью эшелле-спектрографа Hamilton (разрешение $R = 60\,000$), установленного на 3-м телескопе Ликской обсерватории (Калифорнийский университет, США).

Мы использовали 14 спектров звезд этого же сета наблюдений [1, 2] с $S/N > 100$ для восстановления профилей интерференционных полос в районе линий OI 7771–5 Å, расположенных в двух соседних перекрывающихся порядках (97 и 98). Разрез высотой в один пиксель по центру этих порядков показан на рис. 1a и 1b. Толстой линией представлен восстановленный средний непрерывный спектр. Видно, что профили полос в двух порядках различные, глубина их достигает 40% и они в значительной мере определяют вид наблюдаемого спектра. На рис. 1c приведены оба однопиксельных спектра с уже учтенным эффектом, где присутствуют лишь четыре хорошо выраженные спектральные линии, профили которых очень близки. Шум в дальнейшем будет уменьшен при учете сигнала по всей высоте щели. Эти итоговые спектры, усредненные с весовыми коэффициентами по всем пикселям вдоль щели и по двум порядкам, показаны на рис. 1d. Для сравнения на нем помещен и спектр звезды HD 49933, полученный на эшелле-спектрографе ESPaDOnS с использованием ПЗС матрицы с обратной засветкой и лишенный влияния интерференционных полос. Среднеквадратичное отклонение остаточных интенсивностей

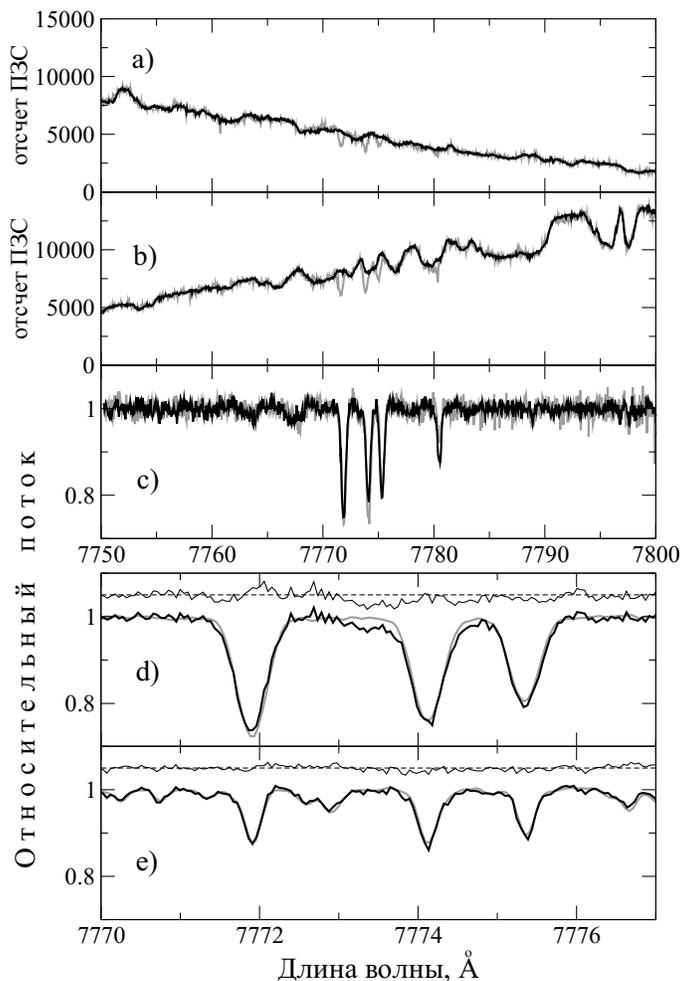


Рис. 1. Спектр звезды HD 49933 в эшелле-порядках 97 (a) и 98 (b), полученный путем однопиксельного разреза по центру порядков (серая кривая). Черная кривая — восстановленный непрерывный спектр. (c) — восстановленный непрерывный спектр. (c) — восстановленный спектр звезды HD 49933 (серая кривая — эшелле-порядок 97 и черная кривая — эшелле-порядок 98), полученный путем однопиксельного разреза по центру порядков. (d): итоговый восстановленный спектр звезды HD 49933 (черная кривая) по сравнению со спектром, полученным на ПЗС без эффекта интерференции (серая линия). Вверху — разность двух спектров. (e): то же самое для звезды HD 142091.

для HD 49933 составило $rms = 0.0114$, что близко к оригинальному значению $S/N = 110$, а для HD 142091 $rms = 0.0059$ при $S/N = 170$. Такое же сравнение для звезды HD 142091 приведено на рис. 1е. Из рисунков видно, что предложенный метод хорошо работает и восстановленные профили звездных спектральных линий согласуются с неискаженными.

4. Заключение

Предложен статистический метод учета интерференционных полос в спектрах звезд, основанный на восстановлении усредненного непрерывного спектра. Для этого нужно иметь спектры, полученные с близкими экспозициями, для звезд с разными лучевыми скоростями. Сравнение полученных результатов как со спектрами в пересекающихся порядках, так и полученными на других инструментах показывает работоспособность метода.

Список литературы

1. T. Sitnova, G. Zhao, L. Mashonkina, Y. Chen, et al., *ApJ*, **808**, 148, 2015.
2. G. Zhao, L. Mashonkina, H. L. Yan, S. Alexeeva, et al., *ApJ*, **833**, 225, 2016.

Неоднородность распределения неодима по поверхности roAp-звезды HD 24712 как следствие переменной стратификации

Рябчикова Т.А.¹, Алексеева С.А.²

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Институт космических исследований, Вэйхай, Китай*

Абстракт По спектрам высокого разрешения исследована стратификация содержания редкоземельного элемента Nd в атмосфере магнитной roAp-звезды HD 24712 в различные фазы вращения. Показано, что поверхностная неоднородность распределения Nd обусловлена изменением содержания в верхних слоях атмосферы звезды, которое коррелирует с изменением напряженности магнитного поля.

Surface inhomogeneity of Nd in roAp star HD 24712 as a consequence of variable vertical stratification

Ryabchikova T.A.¹, Alexeeva S.A.²

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

²*Institute of Space Sciences, School of Space Science and Physics, Shandong University, Weihai, China*

Abstract Vertical distribution of Nd abundance as a function of the rotation phase was studied in the atmosphere of roAp-star HD 24712 based on high-resolution spectra. It was shown that the observed surface Nd inhomogeneous distribution is mostly caused by the change of Nd abundance in the upper atmospheric layers, which correlates with the magnetic field variation.

1. Введение

В атмосферах roAp-звезд — пульсирующих магнитных химически-пекулярных звезд — с T_{eff} ниже 8200 К наблюдается так называемая аномалия редкоземельных элементов (РЗЭ-аномалия). Ее суть состоит в том, что содержание, определенное в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР) по линиям вторых ионов (двукратно ионизованных атомов), на 1–2 порядка выше, чем по линиям первых ионов [1]. В работах [2, 3] было показано, что согласовать содержание по обоим ионам можно при отказе от ЛТР только в случае неоднородного распределения РЗЭ по глубине атмосферы, а именно, при концентрации элемента в верхних слоях. Для одной из наиболее

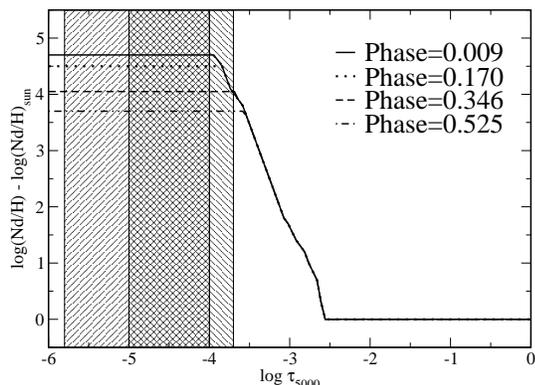


Рис. 1. Распределение содержания Nd в атмосфере HD 24712 для нескольких фаз вращения звезды. Диапазон глубин образования линий Nd II и Nd III обозначен косыми штрихами, наклоненными влево и вправо от вертикали, соответственно.

изученных α Ar-звезд HD 24712 в работе [2] было получено такое распределение для фазы вблизи максимума магнитного поля. Поскольку основной характеристикой Ar-звезд является переменность магнитного поля, а также неоднородное распределение по поверхности химических элементов, в особенности, РЗЭ, было решено исследовать вертикальное распределение (стратификацию) редкоземельного элемента Nd в различные фазы вращения HD 24712 и возможное влияние стратификации на проявление поверхностной неоднородности.

2. Наблюдения и методы анализа

В нашем исследовании были использованы спектры, полученные в одном из параметров Стокса (I) со спектрографом ESPaDOnS с разрешающей силой $R = 65\,000$. Детали наблюдений и обработки и фазы наблюдений представлены в работе [4]. Исследовано формирование линий Nd II и Nd III при отказе от ЛТР для 16 фаз, равномерно распределенных по периоду вращения. Не-ЛТР расчеты были проведены с использованием модели атома Nd и методики, описанной в [2]. Из этой же работы был взят список линий Nd II и Nd III и стартовый профиль стратификации, который затем подгонялся в каждой фазе наблюдений до наилучшего совпадения наблюдаемых и рассчитанных эквивалентных ширин всех линий. На рис. 1 представлены примеры распределения Nd в атмосфере HD 24712 для четырех фаз вращения от 0 до 0.525. Нулевая фаза соответствует максимуму продольного магнитного поля (проекция вектора поля на луч зрения, см. рис. 3).

Сравнение наблюдаемых эквивалентных ширин линий Nd II и Nd III с рассчитанными в ЛТР и не-ЛТР со стратификацией, полученной для тех же четырех фаз, показано на рис. 2. Для всех 16 фаз

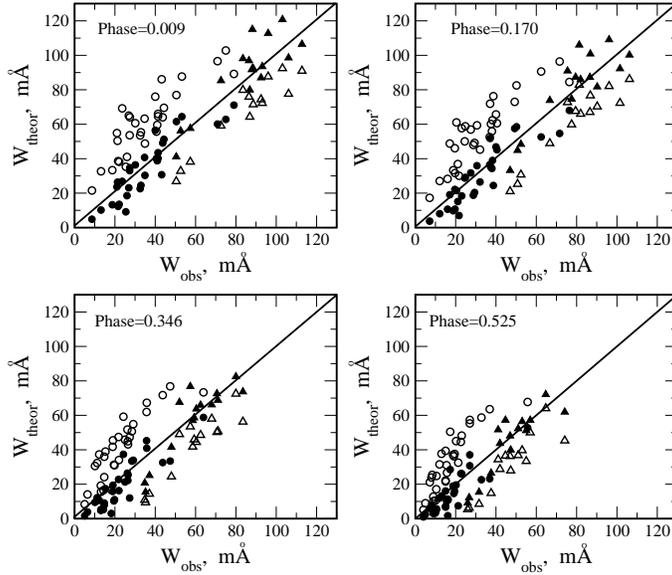


Рис. 2. Сравнение рассчитанных и наблюдаемых эквивалентных ширин линий Nd II (кружки) и Nd III (треугольники) для некоторых фаз вращения HD 24712. ЛТР расчеты показаны открытыми символами, не-ЛТР — заполненными символами.

вращения среднее квадратичное отклонение не-ЛТР эквивалентных ширин линий от линии равных значений составляет $\approx 8 - 9 \text{ m}\text{\AA}$, что в 3 раза меньше соответствующих отклонений в ЛТР расчетах.

3. Результаты исследования

Зеeman-доплеровское картирование (ZDI) HD 24712 по тем же наблюдениям было проведено в работе [5]. Магнитное поле имеет практически дипольную структуру, причем ось диполя наклонена таким образом, что наблюдатель видит только один полюс за период вращения: положительные значения проекции вектора поля на луч зрения, показанные на рис. 3 (верхняя панель). При этом кривая продольного поля, полученная по измеренным линиям всех элементов (открытые кружки), отличается от кривой, полученной только по линиям Nd (заполненные кружки), что свидетельствует о сильной поверхностной неоднородности распределения Nd. Действительно, согласно ZDI, Nd

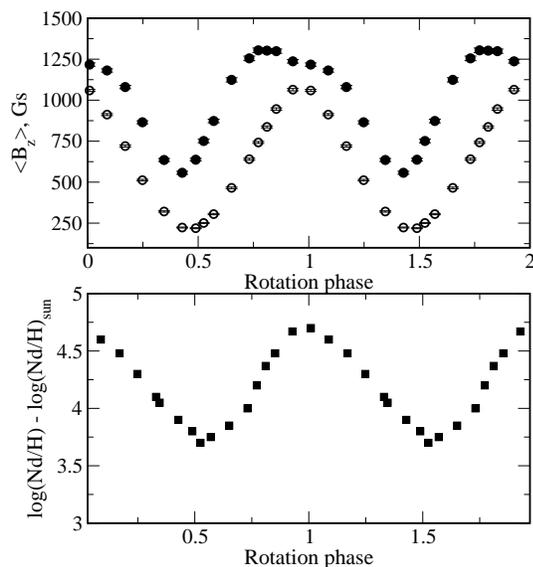


Рис. 3. Изменение магнитного поля (верхняя панель) и содержания Nd (заполненные квадраты) в верхних слоях атмосферы HD 24712 (нижняя панель) с фазой вращения звезды. На верхней панели значения магнитного поля, полученные по полному списку линий, показаны открытыми кружками, только по линиям Nd III — заполненными кружками.

сконцентрирован в довольно большом пятне в районе положительного магнитного полюса (см. рис. 6 и 7 из [5]). Для всех 16 фаз вращения звезды наблюдаемые эквивалентные ширины линий Nd II и Nd III хорошо согласуются с теоретическими в не-ЛТР расчетах, в которых профили стратификации Nd различаются содержанием элемента только в самых верхних слоях атмосферы: $\lg \tau_{5000} \leq -3.5$ (см. рис. 1). Изменение содержания Nd в верхних слоях атмосферы HD 24712 показано на рис. 3 (нижняя панель).

Для одной из фаз вблизи минимума магнитного поля мы исследовали, как изменение положения скачка содержания на $\Delta \lg \tau_{5000} = \pm 0.25$ dex и наклона градиента содержания повлияет на результаты не-ЛТР расчетов (рис. 4). Во всех случаях среднеквадратичное отклонение теоретических эквивалентных ширин от наблюдаемых увеличивалось на 25–50% по сравнению с лучшим решением.

4. Заключение

Не-ЛТР анализ стратификации содержания редкоземельного элемента Nd в различные фазы вращения гоАр-звезды HD 24712 показал, что неоднородное распределение этого элемента по поверхности, полученное в результате зееман-доплеровского картирования, вызвано изменением содержания в верхних слоях атмосферы $\lg \tau_{5000} \leq -3.5$, которое коррелирует с изменением напряженности магнитного поля.

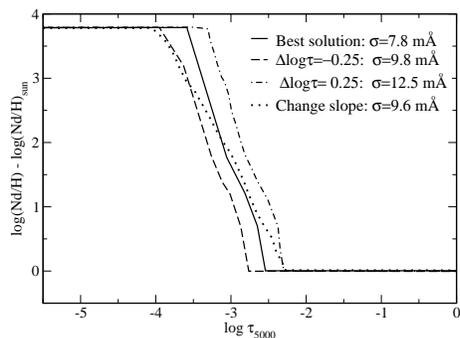


Рис. 4. Влияние изменения профиля стратификации на качество фитирования эквивалентных ширинок линий Nd II и Nd III.

Работа поддержана грантом РФФИ 15-02-06046.

Список литературы

1. T. Ryabchikova, N. Nesvacil, W. W. Weiss, O. Kochukhov, and C. Stütz, *A&A*, **423**, 705, 2004.
2. L. Mashonkina, T. Ryabchikova, and A. Ryabtsev, *A&A*, **441**, 309, 2005.
3. L. Mashonkina, T. Ryabchikova, A. Ryabtsev, and R. Kildiyarova, *A&A*, **495**, 297, 2009.
4. N. Rusomarov, O. Kochukhov, N. Piskunov, S. V. Jeffers, et al., *A&A*, **558**, A8, 2013.
5. N. Rusomarov, O. Kochukhov, T. Ryabchikova, and N. Piskunov, *A&A*, **573**, A123, 2015.

Анализ спектров бариевых карликов

Пахомов Ю.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Выполнен анализ спектров четырех звезд, которые в литературе отнесены к бариевым. Показано, что у HD 25475 нет заметного избытка бария. Усиление линий бария в спектре звезды HD 124570, возможно, вызвано активными областями фотосферы, а в случае HD 198583 — эффектами быстрого вращения звезды. И только одну звезду — HD 204613 можно отнести к классическим бариевым звездам.

Spectroscopic analysis of barium dwarfs

Pakhomov Yu.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract Spectroscopic analysis was performed for four dwarf stars in the literature referred to as barium stars. It was shown that HD 25475 has no notable overabundance of barium. Enhanced barium lines in spectrum of HD 124570 are probably caused by photospheric active regions, and in case of HD 198583 by effects of rapid rotation. The only star, HD 204613, can be attributed to classical barium stars.

1. Введение

Большая часть бариевых звезд составляет группу пекулярных звезд поздних спектральных классов, впервые выделенную Бидельманом и Киненом [1] при разработке двухмерной спектральной классификации. Они обнаружили, что в спектрах пяти G-K гигантов резонансная линия Ba II ($\lambda 4554 \text{ \AA}$) имела аномально высокую интенсивность. Кроме бария, в спектрах этих звезд усилены линии Sr II, Zr II, редкоземельных элементов: Y II, La II, Ce II, Pr II, Nd II, Sm II, а также линии молекул, содержащих углерод: CH, CN и C₂. Эти аномалии характерны для углеродных звезд асимптотической ветви гигантов, но наблюдаются и в атмосферах звезд на более ранних стадиях эволюции. Содержание тяжелых элементов находится в избытке, по уровню которого звезды разделяют на умеренно бариевые и классические. Считается, что наблюдаемые умеренные аномалии в содержании элементов тяжелее железной группы образуются в недрах звезды в процессе медленного захвата нейтронов (s-процесс) и выносятся наверх конвективным перемешиванием на стадии красного гиганта [2]. А для

Таблица 1. Характеристики наблюдений

HD	Дата набл.	m_V , mag	$B - V$	π , mas
25475	03.10.2006	8.00	0.451	5.98 ± 0.31
124570	18.09.2005	5.53	0.537	29.48 ± 0.28
198583	18.09.2005	7.77	0.514	4.55 ± 0.23
204613	14.02.2006	8.26	0.643	13.84 ± 1.43

Таблица 2. Параметры звезд программы

HD	T_{eff}	$\lg g$	V_{mic}	V_{mac}	$V \sin i$	[Fe/H]
25475	6500	3.75	1.4	4.0	91 ± 1	$+0.1 \pm 0.2$
124570	6350	4.20	1.35	3.5	7.0 ± 0.5	$+0.13 \pm 0.08$
198583	6500	3.50	1.4	4.0	75.8 ± 0.8	-0.1 ± 0.2
204613	6000	4.10	1.20	3.5	6.0 ± 0.4	-0.30 ± 0.08

классических бариевых звезд характерна двойственность, и химические аномалии связаны с переносом вещества с проэволюционировавшей звезды на второй компонент, наблюдаемый как бариевая звезда [3], которая может быть как гигантом (подавляющая часть таких звезд), так и в редких случаях карликом. Однако четкой границы между этими подгруппами нет. В настоящее время известно около 400 бариевых звезд [4], что составляет менее 1% от всех наблюдаемых нормальных красных гигантов. Сходные характеристики присущи и некоторым другим группам звезд, например, CH, CN-звездам — аналогам бариевых звезд в толстом диске и гало, в том числе, не только гигантам, но и карликам.

В настоящей работе проанализированы спектры четырех бариевых карликов, в спектрах которых ранее была обнаружена усиленная линия Ba II 4554Å, с целью выяснения природы этого усиления.

2. Наблюдения и анализ спектров

Спектральные наблюдения выполнялись на спектрографе NES ($R = 60000$, $\lambda = 5340\text{--}6692 \text{ \AA}$, $S/N \sim 200 - 300$), установленном в фокусе Нэсмита 6-м телескопа БТА (САО РАН). Для звезды HD 124570 были получены также спектры в диапазоне от 3980 до 6770 Å. В табл. 1 указаны дата наблюдений, видимая звездная величина, показатель цвета $B - V$ и параллакс.

Таблица 3. Относительное содержание ($[X/Fe]$) химических элементов в атмосферах звезд.

Элемент	N	HD 124570	N	HD 204613
C 1	2	-0.20 ± 0.08	1	-0.21
Na 1	4	0.04 ± 0.07	3	0.37 ± 0.06
Mg 1	2	0.12 ± 0.07	1	0.60
Al 1	2	0.11 ± 0.10		
Si 1	6	0.04 ± 0.08	6	0.46 ± 0.08
Ca 1	7	-0.04 ± 0.07	8	0.39 ± 0.02
Sr 1	1	0.12		
Y II	7	0.06 ± 0.08	2	1.14 ± 0.11
Zr II	2	0.30 ± 0.02		
Ba II	2	0.33 ± 0.02	3	1.56 ± 0.02
La II	2	0.09 ± 0.09	2	1.07
Ce II	2	0.54 ± 0.02		
Nd II	5	0.37 ± 0.10		
Eu II	1	0.25	1	1.15

Спектры звезд обрабатывались в программном пакете ESO-MIDAS. Анализ спектров, нормированных на континуум, проведен с помощью программы Winmag4 и программы вычисления синтетического спектра synthV (автор В.В. Цымбал). На первом этапе были оценены скорости макро- и микротурбулентности с использованием зависимостей из [5] и предварительных параметров из [6], проекция скорости вращения на луч зрения (табл. 2), а также лучевая скорость для приведения спектров в лабораторную шкалу длин волн. Две звезды — HD 25475 и HD 198583 — оказались быстро вращающимися, поэтому анализ их спектров в дальнейшем отличался от анализа спектров двух других звезд, использовался только метод синтетического спектра.

В этом случае параметры атмосферы оценивались с использованием данных ВУЖК-фотометрии и калибровок [7] и значений параллаксов, тогда как для звезд HD 124570 и HD 204613 из анализа спектральных линий Fe 1 и Fe II: эффективная температура T_{eff} из условия независимости содержания, определенного по индивидуальным линиям Fe 1, от потенциала возбуждения нижнего уровня; поверхностное ускорения силы тяжести $\lg g$ из равенства содержания, определенного по эквивалентным ширинам спектральных линий Fe 1 и Fe II; микротурбулентная скорость из условия независимости содержания, определенного по индивидуальным линиям Fe 1, от их экви-

Таблица 4. Содержание бария, определенное по индивидуальным линиям Ba II

HD	5853 Å	6141 Å	6496 Å	среднее	[Ba/Fe]
25475	-9.71	-9.60	-9.76	-9.69 ± 0.11	0.09
124570	-9.44	-9.41	–	-9.42 ± 0.02	0.33
198583	-9.08	-8.92	-9.20	-9.07 ± 0.11	0.91
204613	-8.66	-8.61	-8.64	-8.64 ± 0.02	1.56

валентной ширины. Для вычисления содержания по эквивалентным ширинам использовалась программа WIDTH (автор В.В. Цымбал), а также модели звездных атмосфер ATLAS9 [8] и параметры спектральных линий из базы данных VALD [9]. Все вычисления выполнены в приближении ЛТР. При вычислении содержания бария и европия учитывались эффекты изотопического сдвига и сверхтонкого расщепления [10]. Для звезд с быстрым вращением оценено только содержание железа и бария, а для остальных измерены также эквивалентные ширины спектральных линий и определено содержание ряда легких элементов и элементов нейтронного захвата. Результаты приведены в табл. 3.

Особое внимание уделено барию, так как по его резонансной линии определялась принадлежность звезды к классу бариевых звезд. В табл. 4 приведено содержание бария, определенное по индивидуальным линиям Ba II. Не-ЛТР поправки к содержанию не должны превышать 0.2 dex [11]. Из табл. 4 видно, что звезда HD 25475 не является бариевой, HD 124570 показывает лишь умеренный избыток бария, а звезды HD 198583 и HD 204613 — значительный избыток.

3. Обсуждение и заключение

Звезда HD 25475 при небольшом избытке бария, вероятнее всего, не является бариевой. В каталоге [12] она отнесена к магнитным звездам Ap/Gr класса. Возможной причиной усиления спектральных линий тяжелых элементов может быть меридиональная циркуляция и эффект Голдрейха-Шуберта-Фрике, вызванные быстрым вращением звезды [13].

Звезда HD 124570 обладает хромосферной активностью [14], двойственность не подтвердилась [15]. Учет не-ЛТР эффектов уменьшит избыток бария, а принимая во внимание возможные ошибки в параметрах атмосферы, можно заключить, что и эта звезда не является

бариевой. А наблюдаемое усиление линий Ва II может возникать в активных областях фотосферы с более низкой температурой.

Оставшиеся две звезды показывают сильные аномалии в содержании тяжелых элементов. Обе отнесены к СН-звездам [16], которые подобны бариевым, но принадлежат объектам толстого диска и гало. Однако HD 198583 имеет галактические скорости $UVW = (-14.9, 231.7, 8.4)$ км/с и содержание α -элементов, типичное для объектов тонкого диска. Линии углерода не усилены. По значению ускорения силы тяжести $\lg g = 3.5$ она является субгигантом. Авторы [17] причисляют ее к Gр звездам с усиленной линией Sr II 4077 Å на основе спектрального обзора, выполненного с помощью объективной призмы. Признаков двойственности не обнаружено [18]. Усиление линии легких s-элементов может быть вызвано, как и в случае звезды HD 25475, быстрым вращением.

Последняя звезда HD 204613 — представитель гало: $UVW = (4.8, 147.3, -70.5)$, и вычисленные элементы галактической орбиты показывают эксцентриситет 0.3 и максимальное удаление от плоскости Галактики 1.43 кпк. Кроме того, звезда имеет повышенное содержание α -элементов. Это двойная звезда с периодом 878 дней и компонентом небольшой массы [19], то есть является классической бариевой звездой.

Список литературы

1. W. P. Bidelman and P. C. Keenan, *ApJ*, **114**, 473, 1951.
2. A. A. Boyarchuk, Y. V. Pakhomov, L. I. Antipova, and M. E. Boyarchuk, *Astron. Rep.*, **46**, 819, 2002.
3. R. G. Izzard, T. Dermine, and R. P. Church, *A&A*, **523**, A10, 2010.
4. P. K. Lu, *AJ*, **101**, 2229, 1991.
5. T. Ryabchikova, N. Piskunov, Y. Pakhomov, V. Tsymbal, et al., *MNRAS*, **456**, 1221, 2016.
6. C. Soubiran, J.-F. Le Campion, N. Brouillet, and L. Chemin, *A&A*, **591**, A118, 2016.
7. I. Ramírez and J. Meléndez, *ApJ*, **626**, 465, 2005.
8. F. Castelli and R. L. Kurucz, in N. Piskunov, W. W. Weiss, and D. F. Gray, eds., *Modelling of Stellar Atmospheres, IAU Symposium*, volume 210, A20 (2003).
9. T. Ryabchikova, N. Piskunov, R. L. Kurucz, H. C. Stempels, U. Heiter, Y. Pakhomov, and P. S. Barklem, *Physica Scripta*, **90**, 054005, 2015.
10. Y. Pakhomov, N. Piskunov, and T. Ryabchikova, in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse, ASP Conf. Ser.*, volume 510, 518 (2017).

11. L. I. Mashonkina and L. Začs, *Ap&SS*, **236**, 185, 1996.
12. P. Renson and J. Manfroid, *A&A*, **498**, 961, 2009.
13. L. Piersanti, S. Cristallo, and O. Straniero, *ApJ*, **774**, 98, 2013.
14. G. Pace, *A&A*, **551**, L8, 2013.
15. N. Katoh, Y. Itoh, E. Toyota, and B. Sato, *AJ*, **145**, 41, 2013.
16. A. Bartkevicius, *Baltic Astronomy*, **5**, 217, 1996.
17. W. P. Bidelman, *AJ*, **88**, 1182, 1983.
18. P. North and A. Duquennoy, *A&A*, **244**, 335, 1991.
19. D. Pourbaix, A. A. Tokovinin, A. H. Batten, F. C. Fekel, et al., *A&A*, **424**, 727, 2004.

Химический состав и стратификация элементов в атмосферах Ap-звезд HD 188041 и HD 111133

Романовская А.М., Рябчикова Т.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Представлены результаты определения эффективных температур, ускорения свободного падения, химического состава, радиусов и светимости Ap-звезд HD 188041 и HD 111133, основанные на самосогласованном анализе спектральных и спектрофотометрических наблюдений в широком диапазоне длин волн с учетом аномального химического состава атмосфер и неоднородного распределения по глубине атмосферы химических элементов Ca, Cr, Fe, линии которых дают основной вклад в поглощение.

Chemical composition and element stratification in atmospheres of Ap-stars HD 188041 and HD 111133

Romanovskaya A.M., Ryabchikova T.A.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract We present the results of the effective temperature, the surface gravity, chemical composition, and radius determinations for Ap stars HD 188041 and HD 111133 based on self-consistent analysis of spectral and spectrophotometric observations over a wide wavelength range with taking into account the anomalous chemical composition of their atmospheres and the inhomogeneous distribution of chemical elements Ca, Cr, Fe, which give the main contribution to the line absorption.

1. Введение

Определение фундаментальных параметров звезд является одной из основных задач астрофизики. Для химически-пекулярных (CP) звезд эта задача усложняется аномальным химическим составом их атмосфер, требующим специальных методов анализа наблюдаемых спектров. Исследуемые объекты HD 188041 (V1291 Орла) и HD 111133 (EP Девы) — магнитные химически пекулярные звезды, имеющие аномальные интенсивности линий как Sr, Cr и Eu, так и некоторых других элементов.

Для объяснения аномального содержания элементов в магнитных звездах в 1970 г. Мишо [1] предложил механизм, в котором происходит диффузия атомов и ионов химического элемента под совокупным действием силы гравитационного давления, направленной к центру звезды, и силы лучевого давления, выталкивающей частицы во внешние слои атмосферы. При этом в атмосфере создаются градиенты содержания химического элемента. Мы исследовали аномалии химического состава и стратификацию элементов Ca, Cr, Fe в атмосферах Ар-звезд HD 188041 и HD 111133 с целью уточнить параметры атмосфер на основе сравнения наблюдаемых и теоретических распределений энергии в широком диапазоне длин волн. Эта процедура позволяет также определить радиус звезды.

2. Определение параметров атмосфер

Для Ар-звезд определение параметров не является тривиальной процедурой. Это итеративный процесс, состоящий из нескольких этапов.

- Расчет модели атмосферы звезды со стартовыми параметрами атмосферы.
- Определение содержания элементов через измерение эквивалентных ширин одиночных или малоблендированных линий или по синтетическому спектру.
- Расчет стратификации содержания элементов Ca, Cr, Fe по программе DDAFIT.
- Уточнение параметров атмосферы звезды (T_{eff} , $\lg g$) путем сравнения наблюдаемых потоков с рассчитанными для сетки моделей вокруг стартовых параметров путем вариации последних.

Если есть расхождение между наблюдениями и модельными расчетами, расчеты химсостава и стратификации проводятся заново с уточнением модели атмосферы до тех пор, пока итерации не сойдутся. Таким образом может проводиться от 1 до нескольких итераций.

Оценка содержания химических элементов

Анализ химического состава проводился по спектрам высокого разрешения, полученным со спектрографом UVES 8 м телескопа ESO.

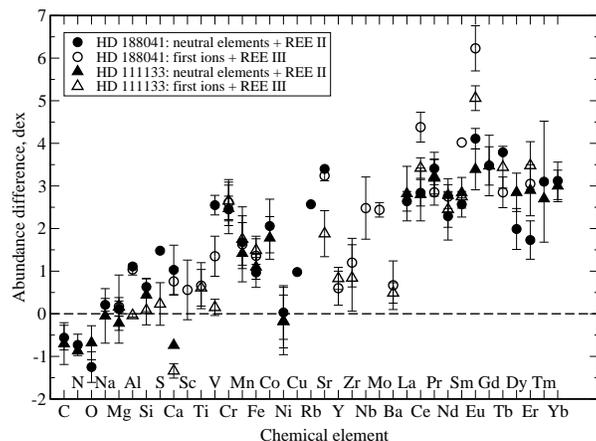


Рис. 1. Содержание элементов относительно солнечных значений в атмосферах HD 188041 (заполненные и открытые кружки) и HD 111133 (заполненные и открытые треугольники).

Детали наблюдений и обработки, а также стартовые параметры атмосфер обеих звезд приведены в работе [2]. В основном, рассматривались линии железа Fe, хрома Cr и кальция Ca, поскольку первые два элемента имеют наибольшее количество линий в спектрах Ар-звезд, а кальций имеет подходящие линии для исследования стратификации. Кроме этого, измерялись эквивалентные ширины линий элементов от C до Yb. Всего было определено или оценено содержание 37 химических элементов, причем для 17 элементов это было сделано по линиям двух стадий ионизации. При определении содержания учитывалось Зеемановское расщепление линий в магнитном поле.

На рис. 1 показано содержание элементов от C до Yb в атмосферах исследуемых звезд относительно Солнца в логарифмической шкале. Несмотря на различие эффективных температур ~ 1000 K, в целом, химический состав звезд одинаков в пределах ошибок определения и соответствует общим наблюдаемым аномалиям Ар-звезд: дефицит легких элементов CNO, практически солнечное содержание Na и Mg, избыток на порядок основных элементов железного пика и довольно значительный избыток редкоземельных элементов. Нет значительного нарушения ионизационного равновесия у тех редкоземельных элементов (Ce, Pr, Nd, Sm), у которых содержание для каждой стадии ионизации определяется по нескольким линиям. Исключение

составляет E_{II} , где содержание по линиям E_{III} более, чем на порядок, превышает содержание, полученное по линиям E_{II} . Такое поведение характерно для большинства Ар-звезд в диапазоне эффективных температур 7000–10000 К [3].

Измеренные значения содержания элементов учитывались при расчете модели атмосферы по программе *LLmodels*, а также при исследовании стратификации элементов Fe, Cr и Ca, поскольку линии других элементов могут влиять на результаты путем блендирования линий, используемых в стратификационном анализе.

Расчет стратификации элементов

Согласно теоретическим расчетам диффузии некоторых элементов [4], в первом приближении профиль стратификации может быть представлен ступенчатой функцией, которая описывается четырьмя параметрами: содержанием элемента в верхних и в нижних слоях атмосферы, положением скачка содержания в атмосфере и шириной этого скачка. Обычно расчет начинается с однородного содержания во всех слоях атмосферы, соответствующего среднему значению, которое затем варьируется совместно с остальными параметрами до достижения наилучшего согласия рассчитанных и наблюдаемых профилей спектральных линий. 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.

Стратификация содержания элементов была рассчитана по программе *DDAFIT*. Параметры ступенчатых функций, аппроксимирующих распределение Ca, Cr, Fe в атмосферах обеих звезд для итоговых моделей атмосфер, приведены в табл. 1. Для сравнения даны результаты определений других авторов.

Определение параметров атмосфер

Для сравнения наблюдаемых потоков от звезды с теоретическим потоком нам надо знать радиус звезды и расстояние до нее. Расстояние определяется через параллакс. Теоретические потоки в разных длинах волн рассчитываются с использованием модели атмосферы. Зная расстояние, в процедуре сравнения теоретического распределе-

Таблица 1. Стратификация Fe, Cr и Ca в атмосферах звезд HD 111133 и HD 188041. Приведены параметры ступенчатой функции распределения элементов (содержание в верхних и в нижних слоях атмосферы $\lg A = \lg(N/N_{\text{tot}})$, положение скачка содержания и ширина скачка).

HD	Элемент	Параметры стратификации				Параметры атм.		Ссылка
		$\lg A_{\text{up}}$	$\lg A_{\text{low}}$	$\lg \tau_{5000}$ (step)	$\Delta \lg \tau_{5000}$ (step)	T_{eff}	$\lg g$	
188041	Ca	-6.39	-3.65	-0.75	0.20	8770	4.2	Данная работа
	Cr	-7.52	-3.07	-0.87	0.40			
	Fe	-5.56	-2.28	-0.74	0.27			
	Ca	-7.4	-3.1	-1.2	2.5	8800	4.0	[2]
	Cr	-6.30	-4.15	-2.62		8500	4.5	[5]
111133	Ca	-10.00	-6.60	-1.67	0.03	9800	4.0	Данная работа
	Cr	-7.07	-3.09	-1.12	0.01			
	Fe	-5.03	-2.89	-1.20	0.07			
	Ca	-10.00	-6.30	-2.00	0.40	9930	3.65	[2]

ния энергии с наблюдаемым мы варьируем только параметры атмосферы и радиус звезды.

В результате такого детального анализа были получены следующие параметры:

HD 188041: $T_{\text{eff}} = 8770 \pm 150$ К, $\lg g = 4.2 \pm 0.2$, $R/R_{\odot} = 2.24 \pm 0.12$, $\lg(L/L_{\odot}) = 1.42 \pm 0.09$, $\langle B \rangle = 3.6$ кГс.

HD 111133: $T_{\text{eff}} = 9800 \pm 200$ К, $\lg g = 4.0 \pm 0.2$, $R/R_{\odot} = 3.06 \pm 0.37$, $\lg(L/L_{\odot}) = 1.87 \pm 0.14$, $\langle B \rangle = 4.2$ кГс.

Наблюдаемое распределение энергии сравнивается с рассчитанным по программе LLmodels для модели атмосферы HD 188041 на рис. 2.

3. Заключение

В работе проведен детальный спектроскопический анализ атмосфер двух магнитных пекулярных звезд HD 188041 и HD 111133 с применением самых современных методов анализа. Определено среднее по глубине атмосферы значение содержания для 37 химических элементов от углерода до иттербия. Проведен анализ распределения Ca, Cr, Fe по глубине атмосферы и показано наличие скачков содержания этих элементов в атмосферах обеих звезд, качественно и в некоторых случаях количественно согласующихся с предсказаниями теории диффузии. Определены параметры звезд — эффективная температура,

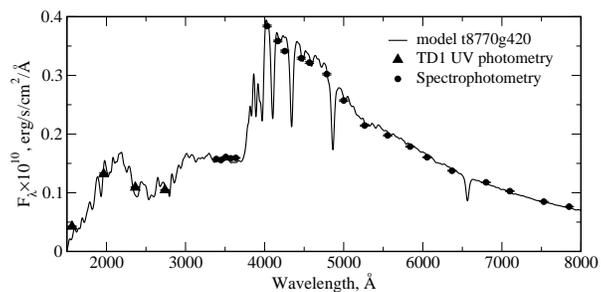


Рис. 2. Сравнение наблюдаемого распределения энергии (заполненные треугольники и кружки) с рассчитанным по программе LLmodels (сплошная линия) для модели атмосферы HD 188041 с параметрами 8770/4.2.

ускорение свободного падения, радиус, светимость, — что позволяет точнее определить их эволюционный статус.

Список литературы

1. G. Michaud, *ApJ*, **160**, 641, 1970.
2. T. Ryabchikova, O. Kochukhov, and S. Bagnulo, *A&A*, **480**, 811, 2008.
3. T. A. Ryabchikova and A. M. Romanovskaya, *Astron. Lett.*, **43**, 252, 2017.
4. J. Babel, *A&A*, **258**, 449, 1992.
5. I. S. Savanov, O. P. Kochukhov, and V. V. Tsymbal, *Astrophysics*, **44**, 206, 2001.

Поиск линии лития 6707 Å в спектрах красных гигантов

Пахомов Ю.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Проанализированы спектры 109 красных гигантов с целью обнаружения линии лития Li I 6707 Å, и для 16 из них получен положительный результат. Оценка содержания лития показала, что атмосферы двух красных гигантов богаты литием.

Search for lithium line at 6707 Å in spectra of red giants

Pakhomov Yu.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract Spectra of 109 red giants have been analysed to find the lithium Li I 6707 Å line, and positive result was obtained for 16 objects. Estimates of lithium abundance showed that atmospheres of two giants are Li-rich.

1. Введение

Литий (Li) — легкий элемент, следующий за водородом и гелием в периодической таблице химических элементов. Считается, что литий (изотоп ${}^7\text{Li}$) образовался в Большом взрыве. Литий может синтезироваться и в звездах (механизм Cameron & Fowler 1971), а также в реакциях скалывания, где образуется и другой менее распространенный изотоп лития — ${}^6\text{Li}$. В силу своих свойств литий легко горит в ядерных реакциях (при $T > 2.5$ млн. К), что проявляется в наблюдениях. Уже на стадии главной последовательности (ГП) видно эволюционное уменьшение его содержания, которое часто используют как индикатор возраста. У молодых звезд содержание $\lg \epsilon(\text{Li}) \approx 3.2$, а в атмосфере Солнца лития на два порядка меньше. При этом в метеоритах, представляющих собой начальный состав Солнечной системы, содержание лития сохраняется на первоначальном уровне. У карликов звездных скоплений наблюдается зависимость содержания лития $\epsilon(\text{Li})$ от эффективной температуры T_{eff} — резкое уменьшение при $T_{\text{eff}} < 5000 - 6000$ К из-за конвективного перемешивания [1]. При сходе звезды с ГП и переходе в область красных гигантов спектральные линии лития почти исчезают. Типичное для этой стадии эволюции

Таблица 1. Параметры литиевых красных гигантов. Типы звезд: VB — визуально-двойная, mba — умеренно бариевая, Her — поток Геркулеса, Thick — толстый диск, Mass — массивная, HR1614 — поток HR1614, oc — рассеянные звездные скопления, MR — с избытком металлов, RS CVn — типа RS Гончих Псов.

HD	T_{eff} К	$\lg g$ dex	[Fe/H] dex	$\lg \epsilon(\text{Li})$ dex	Спектрограф	Тип	Ссылка
5780	4260	2.45	-0.15	0.9	HRS	VB	
9856	4400	1.80	-0.17	0.5	NES	mba	[5]
10437	4710	2.40	0.19	3.6	HRS	Her	[6]
10550	4290	1.25	0.05	0.9	HRS	Thick	[7]
11885	4700	2.80	0.34	1.4	HRS	oc	
20644	4160	1.47	0.07	0.2	АСП-14	mba	[8]
72604	4310	1.63	-0.15	0.7	MAESTRO	oc	[9]
117440	4730	1.80	0.00	1.1	UVES	Mass	[10]
146388	4680	2.30	0.14	0.8	HRS	HR1614	[11]
161587	4270	1.47	0.11	0.7	HRS	oc	[9]
162113	4460	2.04	0.14	0.4	HRS	oc	[9]
162587	4900	2.39	0.12	1.0	UVES	oc	[9]
171767	4720	2.48	0.37	0.5	HRS	MR	[8]
180314	4800	2.70	0.22	1.1	HRS	Her	[6]
289114	4750	2.80	0.08	1.8	NES	RS CVn	[12]
320868	4200	1.50	-0.16	0.1	UVES	Thick	[8]

содержание — $\lg \epsilon(\text{Li}) < 1.0 - 1.5$. Объясняется этот факт развитием обширной конвективной оболочки, которая проникает до слоев с температурой, достаточной для горения лития.

Тем не менее, в некоторых немногочисленных случаях — около 1% от числа всех нормальных красных гигантов — в их спектрах наблюдается сильная резонансная линия $\text{Li } 1\ 6707 \text{ \AA}$ [2], а содержание $\lg \epsilon(\text{Li}) > 3$. Природа этого явления до сих пор не выяснена. Существуют предположения об образовании новых атомов во время вспышек у активных звезд, о роли вращения и конвекции, и рассматривается даже возможность падения коричневых карликов и крупных экзопланет на звезду [3, 4].

Исследования красных гигантов, проводимые в ИНАСАН, позволили накопить большой наблюдательный спектральный материал — более, чем для ста звезд. Спектры многих звезд получены впервые. Поэтому анализ спектров красных гигантов на предмет наличия

линии Li I 6707 Å и оценки содержания лития является актуальной задачей.

2. Наблюдения и анализ спектров

В работе использованы 109 спектров, полученных по нашим программам в 2000–2015 гг. в Крымской астрофизической обсерватории (2.6-м телескоп ЗТШ, спектрограф АСП-14, $R = 40000$), в Специальной астрофизической обсерватории (6-м телескоп БТА, спектрограф NES, $R = 40000$), в обсерватории Терскол (2-м телескоп «Цейсс-2000», спектрограф MAESTRO, $R = 45000$), в обсерватории Xinglong (2.16-м телескоп, спектрограф HRS, $R = 45000$), а также взятые из архивов Elodie ($R = 42000$) и UVES ($R = 80000$). Все спектры нормированы на континуум и приведены к лабораторной шкале длины волн. Для дальнейшей работы выделена небольшая область от 6680 Å до 6730 Å.

Подавляющее число спектров не имеют никаких особенностей в районе линии Li I 6707.7 Å. Но в нескольких спектрах линия поглощения присутствует: у 16 из 109 красных гигантов остаточная интенсивность в районе линии Li I 6707 Å превышала 0.1. На рис. 1 эти спектры показаны в порядке увеличения интенсивности линии лития. Для сравнения первым стоит спектр Арктура, в котором линия Li I 6707 Å отсутствует. В табл. 1 приведены характеристики этих звезд: T_{eff} , ускорение силы тяжести $\lg g$, металличность [Fe/H], содержание лития, инструмент, на котором получены наблюдения, тип звезды, относящийся к программе ее исследования, и ссылка на статьи.

Оценка содержания лития производилась методом синтетического спектра с помощью программ BinMag¹ (автор О.П. Кочухов) и synthV (автор В.В. Цымбал), моделей звездных атмосфер ATLAS9 и параметров спектральных линий из базы данных VALD [13]. Все вычисления выполнены в приближении ЛТГ с учетом эффектов изотопического сдвига (изотопы ⁶Li и ⁷Li) и сверхтонкого расщепления. В дальнейшем применялись не-ЛТГ поправки из работы [14].

3. Обсуждение и заключение

Резонансная линия Li I 6707 Å чувствительна к параметрам звездной атмосферы. Из табл. 1 и рис. 1 видно, что интенсивная линия может присутствовать в спектре даже при относительно небольшом содержании лития в случае невысокой эффективной температуры. Особенно это заметно при сравнении с интенсивностью бленды Fe I и CN

¹<http://www.astro.uu.se/~oleg/binmag.html>

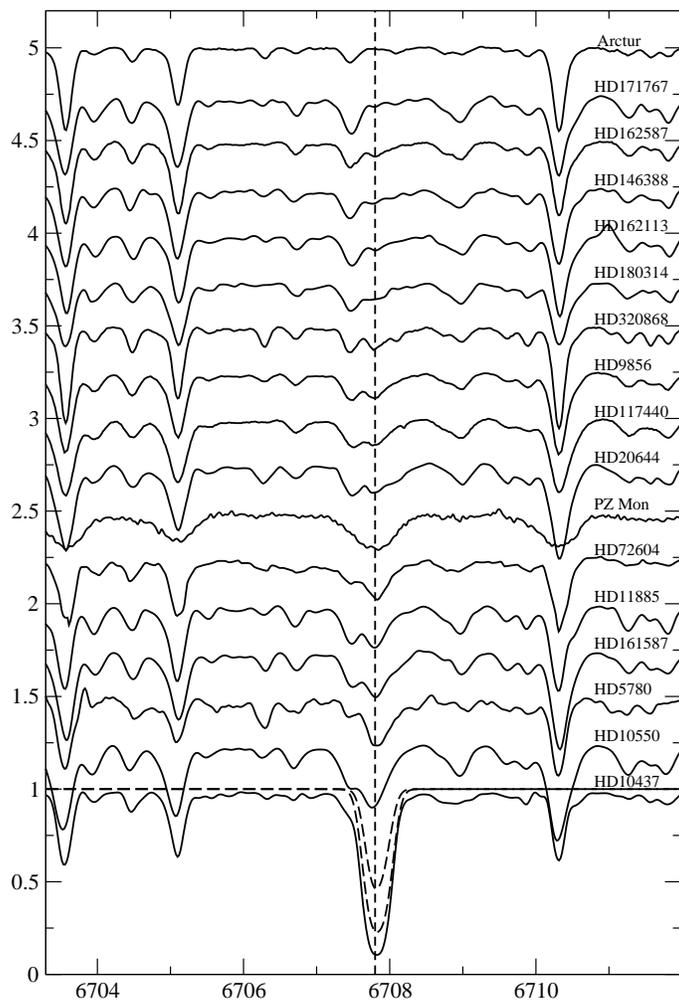


Рис. 1. Спектры красных гигантов в районе линии Li I 6707.77 Å (ее положение отмечено вертикальной штриховой линией). Спектры сдвинуты по вертикали на 0.25 относительно друг друга и расположены сверху вниз по мере усиления линии поглощения. Для сравнения на последнем присутствуют синтетические спектры, рассчитанные с $\lg \epsilon(\text{Li}) = 2$ и 3 (штриховые кривые).

с длинноволновой стороны от Li I 6707 Å, например, в спектрах одних из самых холодных звезд HD 10550 и HD 5780. У 14 из 16 звезд $\lg \epsilon(\text{Li}) < 1.5$, что типично для красных гигантов. Отсюда следует, что лития гораздо меньше в атмосферах остальных 93 красных гигантов начальной выборки. Звезда HD 289114 (или PZ Mop — переменная типа RS CVn) имеет значимый избыток, который связан с хромосферной активностью и двойственностью этого типа переменных. Звезда HD 10437 — абсолютный лидер по содержанию лития. Этот объект спектрального класса K1 III наблюдался при исследовании химического состава потока Геркулеса. Большой избыток лития в атмосфере HD 10437 был обнаружен независимо в работах [15, 6]. Природа такой аномалии пока не ясна. У этой звезды в линиях H и K Ca II наблюдаются признаки небольшой хромосферной активности, а по данным IRAS на $\lambda > 100 \mu$ присутствует избыток излучения.

Итак, две звезды нашей выборки являются литиевыми ($\lg \epsilon(\text{Li}) > 1.5$).

Список литературы

1. D. F. Gray, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres* (2005).
2. J. A. Brown, C. Sneden, D. L. Lambert, and E. Dutchover, Jr., *ApJS*, **71**, 293, 1989.
3. S. Randich and R. Pallavicini, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, **62**, 75, 1991.
4. C. H. F. Melo, P. de Laverny, N. C. Santos, G. Israelian, S. Randich, J. D. Do Nascimento, Jr., and J. R. de Medeiros, *A&A*, **439**, 227, 2005.
5. L. I. Antipova, A. A. Boyarchuk, Y. V. Pakhomov, and M. V. Yushkin, *Astron. Rep.*, **49**, 535, 2005.
6. Y. V. Pakhomov, L. I. Antipova, and A. A. Boyarchuk, *Astron. Rep.*, **55**, 256, 2011.
7. Y. V. Pakhomov, *Astron. Lett.*, **38**, 101, 2012.
8. Y. V. Pakhomov, L. I. Antipova, A. A. Boyarchuk, G. Zhao, and Y. Liang, *Astron. Rep.*, **53**, 685, 2009.
9. Y. V. Pakhomov, L. I. Antipova, A. A. Boyarchuk, D. V. Bizyaev, G. Zhao, and Y. Liang, *Astron. Rep.*, **53**, 660, 2009.
10. A. A. Boyarchuk, L. I. Antipova, and Y. V. Pakhomov, *Astron. Rep.*, **52**, 630, 2008.
11. L. I. Antipova and A. A. Boyarchuk, *Astron. Rep.*, **59**, 1015, 2015.
12. Y. V. Pakhomov, *Astron. Lett.*, **41**, 633, 2015.
13. T. Ryabchikova, N. Piskunov, R. L. Kurucz, H. C. Stempels, U. Heiter, Y. Pakhomov, and P. S. Barklem, *Physica Scripta*, **90**, 054005, 2015.
14. K. Lind, M. Asplund, and P. S. Barklem, *A&A*, **503**, 541, 2009.
15. Y. B. Kumar, B. E. Reddy, and D. L. Lambert, *ApJL*, **730**, L12, 2011.

Атомография, или справочник моделей атомов для не-ЛТР расчетов

Ситнова Т.М.¹, Машонкина Л.И.¹, Пшибылла Н.², Камп И.³

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Институт астрофизики и физики частиц Инсбрукского университета, Австрия*

³*Астрономический институт им. Каптейна Гронингенского университета, Нидерланды*

Абстракт По имеющимся в литературе данным мы составили наиболее полный к настоящему моменту список работ, в которых представлены модели атомов различных химических элементов, которые используются для расчетов статистического равновесия в ограниченной задаче, когда модель атмосферы задана, а исследуемый элемент считается примесью и не влияет на структуру атмосферы. Такой список будет полезен тем, кто интересуется моделированием спектральных линий при отказе от предположения о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР) и хочет узнать текущее состояние дел, а также тем, кто хочет оценить ошибки или скорректировать содержание элемента, полученное в ЛТР приближении.

Bibliography of model atoms for non-LTE line-formation calculations

Sitnova T.M.¹, Mashonkina L.I.¹, Przybilla N.², Kamp I.³

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

²*Institut für Astro- und Teilchenphysik, Universität Innsbruck, Austria*

³*Kapteyn Astronomical Institute, University of Groningen, Groningen, The Netherlands*

Abstract We collected the most complete list of papers, which first present the model atoms for the statistical equilibrium calculations within the restricted line-formation problem, where a model structure is fixed and the investigated chemical element is treated as a trace one. This overview can be useful for those, who are interested in the non-local thermodynamic equilibrium (non-LTE) line formation modelling and estimating and/or correcting errors of chemical abundances derived under the LTE assumption.

1. Введение

За последние десятилетия достигнут значительный прогресс в точности определения физических параметров и химического состава звезд,

благодаря запуску новых телескопов, оснащенных спектрографами высокого разрешения, а также усовершенствованию методов расчета теоретического спектра. Одним из таких методов стал так называемый не-ЛТР подход, основы которого были заложены Д. Михаласом в 1970-е годы. В отличие от локального термодинамического равновесия (ЛТР), где населенности атомных уровней подчиняются законам Больцмана и Саха, при не-ЛТР подходе населенность каждого уровня в модели атома вычисляется путем решения системы уравнений статистического равновесия совместно с уравнением переноса излучения на частотах всех радиативных переходов. Необходимость совместного решения обусловлена тем, что коэффициенты поглощения и излучения в линии зависят от населенностей уровней, которые, в свою очередь, зависят от радиативных скоростей, т.е. от средней интенсивности излучения. Здесь мы рассматриваем только ограниченную не-ЛТР задачу, в которой модель атмосферы задана, а исследуемый элемент считается примесью и не влияет на ее структуру. Постановка и решение полной не-ЛТР задачи описаны, например, в книгах Михаласа [1] и Хубени и Михаласа [2].

Не-ЛТР может приводить как к усилению, так и ослаблению спектральных линий по сравнению с ЛТР в зависимости от рассматриваемого атома/иона, атомных параметров самой линии, а также параметров атмосферы. Для атомов и ионов доминирующей стадии ионизации не-ЛТР, скорее всего, приведет к усилению линий и более низкому содержанию в не-ЛТР по сравнению с ЛТР (отрицательным не-ЛТР поправкам к содержанию). Для тех атомов, доля которых в общем содержании элемента мала в данных физических условиях, например, нейтральный магний (Mg I) в атмосферах звезд спектральных классов от А до К, основным механизмом отклонения от ЛТР является сверхионизация, которая ведет к ослаблению линий и положительным не-ЛТР поправкам. Однако есть и исключения, например, нейтральный натрий, линии которого усиливаются в не-ЛТР. В данном случае сверхионизация неэффективна из-за низких сечений фотоионизации Na I. Механизмы отклонения от ЛТР описаны в [1, 2, 3, 4].

Определить точную величину и знак не-ЛТР поправки к содержанию для заданной линии при заданных параметрах атмосфер можно только путем детальных расчетов статистического равновесия с учетом всех взаимодействий исследуемого атома с окружающими частицами и фотонами. Не-ЛТР метод более физически обоснован и реалистичен по сравнению с ЛТР приближением и поэтому требует большого числа входных атомных данных, а также времени для по-

Таблица 1. Список моделей атомов со ссылками на работы, в которых они впервые были представлены, а также с указанием объектов, для которых проводились не-ЛТР расчеты.

Ссылка	Исследуемые объекты
Li I De la Reza et al. (1981) [5]	FGK звезды
Li I Steenbock & Holweger (1981) [6]	Солнце, FGK звезды
Li I Pavlenko (1992) [7]	K гиганты
Li I Carlsson et al. (1994) [8]	FGK звезды
усовершенствована Lind et al. (2009) [9]	FGK звезды
^{+3D} Asplund et al. (2003) [10]	HD 140283, HD 84937
Li I Mashonkina et al. (2002) [11]	гоАр звезды
Li I Shi et al. (2007) [12]	FGK карлики

Полная версия таблицы доступна на сайте spectrum.inasan.ru/nLTE/
 Работы, где впервые не-ЛТР задача была решена с учетом конвекции помечены символом ^{+3D}

строения и тестирования моделей атомов, изучения механизмов, определяющих населенности атомных уровней в атмосферах звезд с разными параметрами атмосфер.

2. Модели атомов

Под моделью атома мы подразумеваем набор энергетических уровней, связанно-связанных и связанно-свободных радиативных и столкновительных переходов между ними и рецепты для расчета скоростей этих переходов. Мы собрали работы, в которых впервые были представлены оригинальные модели атомов различных химических элементов. Табл. 1 содержит ссылки на более чем на 150 статей с моделями атомов для 36 химических элементов (H-O, Ne-Si, S, Ar-Ga, Sr, Zr, Ba, Eu, Pr, Nd, Pb, Th). Модели атомов перечислены в порядке увеличения заряда ядра элемента.

Полезно отметить, что на сайтах spectrum.inasan.ru/nLTE/ и nlte.mpa.de представлены не-ЛТР поправки к содержанию для разных линий нескольких элементов в зависимости от параметров атмосферы.

3. Заключение

С 1970-х годов, когда появились первые работы, достигнут значительный прогресс в не-ЛТР исследованиях, как по количеству рассмотренных атомов и ионов, так и по диапазону параметров атмосфер звезд,

для которых проводились не-ЛТР расчеты. Можно определить ключевые моменты развития не-ЛТР моделирования, которые привели к принципиальному увеличению точности определения содержания:

- Метод ускоренной Λ -итерации [13], который позволил рассчитывать статистическое равновесие для моделей атомов с количеством уровней, превышающим сотню.
- Проект TOPBASE, систематические квантово-механические расчеты сечений фотоионизации [14].
- Оценена важность учета неупругих столкновений с атомами водорода, предложен эмпирический метод оценки эффективности этого процесса [6].
- Первые квантово-механические расчеты неупругих столкновений с атомами водорода, доказавшие эффективность этого процесса [15]. К настоящему времени уже имеются данные для Li I, Be I, Na I, Mg I, Al I, Si I, K I, Ca I, Mn I, Fe I, Rb I и Ba I-II.
- Показана важность учета высоковозбужденных уровней для более правильного вычисления степени ионизации в не-ЛТР на примере Fe I [16].
- Решена задача 3D+не-ЛТР на примере Li I [10]. К настоящему времени аналогичные расчеты имеются для O I, Na I, Mg I, Al I, Ca I, Fe I.

Однако еще для многих атомов и ионов отклонения от ЛТР не изучены, либо изучены, но в узком диапазоне параметров атмосфер. Мы также отмечаем, что для FGK-звезд отклонения от ЛТР изучены для большего числа элементов по сравнению с тем, что имеется в литературе для AB-звезд. Например, для линий Mg I существуют расчеты не-ЛТР поправок к содержанию [17] для всей сетки моделей атмосфер MARCS [18], т.е. в диапазоне параметров FGK-звезд, в то время как в диапазоне $T_{\text{eff}} > 8000$ К не-ЛТР расчеты есть только для Веги, Сириуса, η Льва, 21 Пегаса и HD 92207 [19, 20].

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН П-28.

Список литературы

1. D. Mihalas, *Stellar atmospheres /2nd edition/* (1978).
2. I. Hubeny and D. Mihalas, *Theory of Stellar Atmospheres* (2014).

3. L. Mashonkina, in R. Monier, B. Smalley, G. Wahlgren, and P. Stee, eds., *EAS Publications Series, EAS Publications Series*, volume 43, 189–197 (2010).
4. M. Bergemann and T. Nordlander, *NLTE Radiative Transfer in Cool Stars*, 169–185 (2014).
5. R. de La Reza, C. A. O. Torres, and I. C. Busko, *MNRAS*, **194**, 829, 1981.
6. W. Steenbock and H. Holweger, *A&A*, **130**, 319, 1984.
7. Y. V. Pavlenko, *Sov. Astron.*, **36**, 605, 1992.
8. M. Carlsson, R. J. Rutten, J. H. M. J. Bruls, and N. G. Shchukina, *A&A*, **288**, 860, 1994.
9. K. Lind, M. Asplund, and P. S. Barklem, *A&A*, **503**, 541, 2009.
10. M. Asplund, M. Carlsson, and A. V. Botnen, *A&A*, **399**, L31, 2003.
11. L. I. Mashonkina, A. V. Shavrina, V. Khalack, N. S. Polosukhina, V. V. Tsymbal, and V. Vygonets, *Astron. Rep.*, **46**, 27, 2002.
12. J. R. Shi, T. Gehren, H. W. Zhang, J. L. Zeng, and G. Zhao, *A&A*, **465**, 587, 2007.
13. C. J. Cannon, *ApJ*, **185**, 621, 1973.
14. M. J. Seaton, Y. Yan, D. Mihalas, and A. K. Pradhan, *MNRAS*, **266**, 805, 1994.
15. A. K. Belyaev, J. Grosser, J. Hahne, and T. Menzel, *Physical Review A*, **60**, 2151, 1999.
16. L. Mashonkina, T. Gehren, J.-R. Shi, A. J. Korn, and F. Grupp, *A&A*, **528**, A87, 2011.
17. Y. Osorio and P. S. Barklem, *A&A*, **586**, A120, 2016.
18. B. Gustafsson, B. Edvardsson, K. Eriksson, U. G. Jørgensen, Å. Nordlund, and B. Plez, *A&A*, **486**, 951, 2008.
19. N. Przybilla, K. Butler, S. R. Becker, and R. P. Kudritzki, *A&A*, **369**, 1009, 2001.
20. L. Mashonkina, *A&A*, **550**, A28, 2013.

О среднем числе рассеяний фотона

Чугай Н.Н.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Предложен простой вывод выражения для среднего числа рассеяний фотона, падающего в случайном направлении на границу облака. Результат применим к задаче о рассеянии фотона в произвольных выпуклых телах. Подчеркивается сходство представленного метода с подходом, используемым в теории рассеяния нейтронов в ядерных реакторах. В заключение, предлагается короткое доказательство теоремы Коши о средней хорде.

On the mean number of photon scattering

Chugai N.N.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract I propose a simple derivation of the expression for the mean scattering number of a photon striking randomly on the cloud boundary. The result is applicable to the problem of the photon scattering in an arbitrary convex body. It is emphasized that the presented method is similar to the approach used in the theory of neutrons scattering in nuclear reactors. In conclusion, a concise proof of the Cauchy theorem on average secant is presented.

1. Введение

При изучении астрофизических явлений может возникнуть потребность в оценке среднего числа рассеяний фотона, падающего извне на границу среды. Например, для сверхновой, расширяющейся в плотном околозвездном газе, при интерпретации спектра нужно учитывать нагрев оболочки рентгеновским излучением внешней ударной волны. Кванты жесткого рентгеновского излучения ($h\nu > 30$ кэВ), влетающие в оболочку сверхновой, передают энергию газу при комптоновском рассеянии, так что потеря энергии фотона определяется полным числом рассеяний. Разумеется, можно моделировать этот процесс методом Монте-Карло. Вместе с тем, во многих подобных случаях достаточно знания аналитической оценки числа рассеяний.

В рамках аналитического подхода задача о числе рассеяний фотонов отраженного и проходящего излучения, падающего на плоский слой, рассматривалась В.В. Соболевым. Это решение (см. ниже) можно было бы использовать для оценки среднего числа рассеяний. Од-

нако, данное решение относится лишь к слою и получено в одномерном приближении. Между тем, в задаче о среднем числе рассеяний фотонов излучения, падающего извне на границу среды, оказывается возможным получить решение в общем виде для выпуклого тела произвольной формы [1]. Поскольку такой подход опубликован лишь в виде краткого приложения, целесообразно вновь вернуться к нему и, в частности, сопоставить его с аналитическим решением. Имеется и второй мотив для данного сообщения. Дело в том, что хотя в астрофизической литературе упомянутый вывод не встречается, через некоторое время после публикации [1] В.В. Иванов сообщил мне важную ссылку, в которой описан аналогичный подход¹. В этой книге рассматривается задача о средней длине пути нейтрона в блоке ^{238}U . Используемый метод (там же указано, что авторство принадлежит И.И. Гуревичу) — по сути такой же, как и в моем случае. В этой связи также было бы интересно сопоставить оба подхода к решению сходных задач.

2. Задача и метод решения

Пусть имеется однородная газовая сфера (результат применим к любому выпуклому телу) с концентрацией частиц n , в которой может происходить консервативное рассеяние фотонов с сечением σ , независимым от частоты, как, например, при томсоновском рассеянии. Предполагается, что сфера находится в поле изотропного излучения с плотностью фотонов n_{ph} . Вопрос: каково среднее число рассеяний фотона, падающего извне на границу сферы. Решение [1] основано на утверждении, что в стационарном случае концентрации фотонов в объеме и вне его равны. Полное число рассеяний фотонов в сфере в единицу времени тогда равно

$$N_{\text{tot}} = n_{\text{ph}}cn\sigma V, \quad (1)$$

где c — скорость света, а V — объем сферы. С другой стороны, в сферу в единицу времени влетает (и такое же количество покидает ее) число фотонов, равное

$$\Phi = \frac{1}{4}n_{\text{ph}}cS, \quad (2)$$

¹А.Д. Галанин. Теория ядерных реакторов на медленных нейтронах. Атомиздат, Москва, 1957

где S — площадь поверхности сферы. Среднее число рассеяний одного фотона составляет $N = N_{\text{tot}}/\Phi$ или

$$N = 4(V/S)\sigma n. \quad (3)$$

Выражение (3) позволяет легко получить среднее число рассеяний в поле изотропного излучения для выпуклого тела любой геометрии. Например, в случае цилиндра радиуса a и длиной $l \gg a$ получаем $N = 2\tau$, где $\tau = \sigma na$. Подобным образом может быть найдено решение задачи о среднем числе рассеяний в плоском слое. Для этого рассмотрим рассеяние в диске с высотой h , оптической толщиной $\tau = \sigma nh$ и радиусом r . В пределе $h/r \ll 1$ получаем $N = 2\tau$. Моделирование рассеяния методом Монте-Карло, которое проведено специально для данной работы, подтверждает полученные результаты.

Интересно сопоставить результат для плоского слоя с аналитическим решением задачи о числе рассеяний для проходящего излучения (N_1) и диффузно отраженного (N_2) в одномерном приближении². Эти числа равны, соответственно,

$$N_1 = \frac{6\tau + 6\tau^2 + \tau^3}{12 + 6\tau}, \quad (4)$$

$$N_2 = \frac{6 + 6\tau + 2\tau^2}{6 + 3\tau}. \quad (5)$$

С учетом вероятности диффузного отражения в одномерном приближении $p_r = \tau/(2 + \tau)$ и вероятности прохождения $p_t = 2/(2 + \tau)$ среднее число рассеяний оказывается равным $N = p_t N_t + p_r N_r = \tau$. Эта величина в два раза меньше полученной выше. Различие обусловлено отличием одномерной задачи от трехмерной.

Каким будет результат, если на границу падает излучение от далекого источника? Для сферы результат не изменится в силу сферической симметрии. Для плоского слоя в случае падения излучения по нормали к слою моделирование методом Монте-Карло показывает, что среднее число рассеяний можно представить в виде $N = 2\tau\phi(\tau)$ с множителем $\phi(\tau)$, близким к единице. В частности, $\phi(1) = 0.82$, а $\phi(10) = 1.19$.

Обратимся теперь к решению задачи о средней длине пути нейтрона в блоке с рассеивающими ядрами, приведенному в книге А.Д. Галанина. Рассмотрим объем V , ограниченный поверхностью S . Пусть

²В.И. Соболев. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. Государственное издательство технико-теоретической литературы, Москва, 1956

плотность нейтронов n вне объема однородна и скорости нейтронов v изотропны. Тогда поток нейтронов внутрь объема $nvS/4$ должен быть равен nV/t , где t — среднее время пребывания нейтрона в объеме. Заметим, здесь используется равенство плотностей нейтронов в объеме и вне его. Выражая t через среднюю длину пути нейтрона в объеме $t = l/v$, из равенства

$$nvS/4 = nV(v/l) \quad (6)$$

немедленно находим среднюю длину пути нейтрона в объеме

$$l = 4V/S. \quad (7)$$

Хотя здесь речь идет лишь о длине пути, среднее число рассеяний нейтрона в объеме легко получить, зная среднюю длину свободного пробега $\lambda = 1/(\sigma n_{\text{нuc}})$, где σ — сечение рассеяния, $n_{\text{нuc}}$ — концентрация рассеивающих ядер, а именно, $N = l/\lambda = 4(V/S)\sigma n_{\text{нuc}}$. Это выражение эквивалентно среднему числу рассеяний фотона (3). Разумеется, средний путь фотона в объеме также равен $4V/S$.

3. Заключение

Выше был приведен простой вывод выражения для среднего числа рассеяний фотона, падающего в случайном направлении на границу объема. Ценность данного подхода в том, что результат является достаточно общим и применим к задачам о рассеянии в выпуклых телах произвольной формы. Представленный метод, по сути, воспроизводит подход, известный в теории рассеяния нейтронов в ядерных реакторах.

В завершение, нельзя пройти мимо важного обстоятельства. Описанный метод вычисления средней длины пути фотона (нейтрона) применим и в том случае, когда сечение рассеяния равно нулю и фотоны свободно пролетают сквозь объем. В этом случае средний путь фотона в объеме $\bar{l} = 4V/S$ тождественно равен средней хорде при пересечении объема случайной прямой. Соответствующее выражение известно в геометрической теории вероятностей [2] и обычно фигурирует под названием теоремы Коши о средней хорде. По сути, только что приведено наиболее короткое доказательство этой теоремы. Упрощение достигается за счет того, что в качестве множества случайных прямых в трехмерном пространстве выступает однородное распределение фотонов с изотропным полем скоростей в сочетании с естественным требованием равенства плотности фотонов в объеме и вне объема в стационарных условиях.

Список литературы

1. N. N. Chugai, *Sov. Astron.*, **36**, 63, 1992.
2. M. G. Kendall and P. A. P. Moran, *Geometrical probability* (1963).

Переменные звезды

Проблемы классификации переменных звезд

Самусь Н.Н.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Кратко излагается история разработки классификации переменных звезд в специализированных каталогах. Обновленная система классификации была предложена автором Международному астрономическому союзу в 2006 г. Обсуждаются пути ее дальнейшей модернизации.

Problems of variable-star classification

Samus N.N.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract I briefly describe the history of variable-star classification in special catalogs. A revised classification scheme was suggested by the author to the International Astronomical Union in 2006; I discuss directions of its further development.

1. Введение

Классификация переменных звезд, принятая в каталогах, развивалась в течение длительного времени без каких-либо решений Международного астрономического союза (МАС) или иных координирующих органов. В результате возникла достаточно запутанная система чисто эмпирической классификации, основанной почти исключительно на фотометрических данных, с некоторым привлечением информации о спектре звезды. Система с очевидностью нуждается в кардинальной модернизации, которая, однако, требует предварительного решения проблемы дальнейшей судьбы Общего каталога переменных звезд (ОКПЗ), а также, возможно, проблемы определения переменной звезды.

Напомним, что, несмотря на более чем двухвековую историю каталогов переменных звезд, не существует общепринятого и утвержденного МАС определения переменной звезды. Несколько модернизированное определение автора¹ звучит следующим образом:

¹<http://heritage.sai.msu.ru/ucheb/Samus/index.html>

«Звезда называется переменной, если освещенность, создаваемая ею на границе земной атмосферы, изменяется настолько, что эти изменения могут быть обнаружены фотометрическими наблюдениями с поверхности Земли или из космоса, при точности, обеспечиваемой этими наблюдениями, за время, охваченное наблюдениями такой точности.»

В таком определении, соответствующем реальной практике составления каталогов переменных звезд, отсутствует четкое ограничение на минимальную амплитуду фотометрических изменений, которая должна быть превышена, чтобы звезда могла быть объявлена переменной. В ОКПЗ [1] на момент написания статьи наименьшую амплитуду (0.004^m peak-to-peak в лучах V) имеет α Aql (Альтаир). Поскольку для включения в ОКПЗ необходимо хотя бы предварительное установление типа переменности, очевидно, преимущество получают периодические переменные звезды, в то время как непериодическая микропеременность масштаба 0.005^m , по-видимому, распространена самым широким образом (см., например, [2]).

Современные звездные каталоги уже включают свыше миллиарда звезд. Если принять, что при современной точности орбитальных фотометрических измерений можно выявить периодические или непериодические изменения блеска у двух третей всех звезд, то общее число обнаружимых переменных звезд уже сейчас составляет сотни миллионов, что выходит далеко за пределы возможностей и ОКПЗ (51853 переменных звезд на 2016 г. [3]), и Международного регистра переменных звезд (VSX, [4]), накладывающего более мягкие критерии изученности для включения в список и насчитывающего около 530000 переменных звезд по состоянию на 25 февраля 2018 г. По нашему мнению [5], будущее за очень большими звездными каталогами, в которых информация о переменности блеска будет представлять собой малую часть всей включаемой информации.

2. Классификация переменных звезд

Первые небольшие списки всех известных переменных звезд — мини-каталоги — появились во второй половине XVIII века. В каталоге Ф. Аргеландера в середине XIX века было всего 18 звезд, для которых приведены периоды переменности, но на типы список не разделен.

В 1926–1941 гг. немецкое астрономическое общество («Astronomische Gesellschaft») ежегодно публиковало каталог переменных звезд (с эфемеридами на ближайшие годы). В этих изданиях уже применяется феноменологическая классификация, имеющая некоторые общие

черты с современной. Однако (см. [6]) описание системы классификации в каталогах весьма неполное, содержит лишь около десятка типов, причем перечислены лишь типы со сравнительно короткими периодами, в то время как в каталоге встречаются и другие типы. Ссылок на работы, где система классификации описана подробно, в этих каталогах нет.

После второй мировой войны составление каталогов переменных звезд было поручено советским астрономам. Уже в первых двух советских изданиях ОКПЗ система классификации стала намного более детальной и хорошо описанной, хотя в тексте каталога подчеркивался ее предварительный характер. На 12-й Генеральной ассамблее МАС в Гамбурге (1964) по предложению Б.В. Кукаркина система классификации была зафиксирована [7] резолюцией комиссии 27 и вскоре, с небольшими изменениями, включена в том I 3-го издания ОКПЗ [8]. В 4-м издании ОКПЗ [9] система классификации воспроизведена с дополнениями, наиболее существенным из которых стала разработанная П.Н. Холоповым более детальная классификация молодых эруптивных переменных звезд.

В 2006 г. автор поставил перед комиссиями МАС 27 (Переменные звезды) и 42 (Тесные двойные системы) вопрос о необходимости пересмотра классификационной схемы. С предварительным вариантом классификации, представленным нами, обсуждавшимся на двух Генеральных ассамблеях МАС и в результате не утвержденным и не отвергнутым, можно ознакомиться на сайте ОКПЗ². С тех пор обе комиссии, обсуждавшие проект, прекратили существование, и в нынешней структуре МАС отсутствует комиссия, полностью охватывающая тематику переменных звезд. В современной версии ОКПЗ 5.1 [1] для каждой переменной звезды приводятся два варианта классификации, традиционный³ и новый, по версии 2006 г.

3. Проблемы классификации и пути их решения

Уверенная классификация переменной звезды требует знания ее эволюционного статуса и механизма переменности. Очевидно, что для практического использования в каталогах переменных звезд годятся лишь упрощенные схемы, допускающие установление типа переменности по фотометрическому поведению с учетом спектрального класса и класса светимости (или даже только показателя цвета, в отсутствие информации о светимости).

²<http://www.sai.msu.su/gcvs/future/classif.htm>

³<http://www.sai.msu.su/gcvs/gcvs/vartype.htm>

Серьезным недостатком существующих классификационных схем является использование критериев, носящих качественный характер. Так, для переменных типа RV Тау важнейшим критерием, отличающим их от классических цефеид и цефеид населения II, является чередующаяся глубина минимумов, но ограничения на минимальное различие глубин минимумов не установлено. Отличие подтипа RVB от RVA состоит в том, что первые меняют средний уровень блеска с периодом, во много раз превышающим пульсационный; минимальная величина изменений среднего уровня блеска не оговорена. Совсем трудным для пользователя является понимание разделения между полуправильными переменными типа SRA (хорошо выраженная периодичность) и SRB (плохо выраженная периодичность), а также между этими двумя типами и типом LB (медленная неправильная переменность). Одним из критериев, выделяющих затменные переменные типа EB, названо различие в глубине главного и вторичного минимума. В результате возникают трудности при указании типа переменной звезды с плохо выраженным началом и концом затмения, периодом около суток и отсутствием заметного различия глубины минимумов. Этот перечень может быть продолжен. Возможный путь решения проблемы — объединение плохо выделенных подтипов.

В предложенной П.Н. Холоповым классификации молодых переменных звезд, вместо традиционной для ОКПЗ классификации по прототипам, применяется сочетание символов, описывающих свойства звезды (ранний или поздний спектральный класс, быстрые или медленные изменения блеска, наличие или отсутствие связи с туманностью). Первым символом для всех этих типов, однако, является буква I, означающая неправильную переменную звезду. Вне ОКПЗ часть этих звезд попадает в тип NTTTS (naked T Tauri stars), и в их изменениях блеска обнаруживается явная периодичность.

В IV издании ОКПЗ, по предложению М.С. Фролова, было проведено различие между звездами типа δ Щита, подобными встречающимся в рассеянных скоплениях (амплитуды peak-to-peak не более 0.1^m), названными DSCTC, и прочими переменными этого типа (DSCT). Сейчас принято проводить разделение по амплитуде 0.2^m , называя звезды с меньшей амплитудой переменными типа δ Sct, а с большей — звездами типа HADS (High-Amplitude Delta Scuti). Здесь классификацию запутывает необходимость отделять также звезды населения II (тип SX Phe), причем проведение разделения оказывается неоднозначным [10].

Наблюдения постоянно выявляют новые разновидности звездной переменности, которые необходимо включать в классификацию. Нуждается в значительной ревизии классификация карликовых новых. В последние годы обнаружено несколько затменных переменных звезд, у которых одновременно выявляются два совершенно различных орбитальных периода (см., например, [11]). Возможно, речь идет о двух разных звездах почти точно на одном луче зрения, но не исключены и более экзотические объяснения. Pietrukowicz et al. [12] обнаружили новый тип очень горячих пульсирующих переменных звезд с цефеидоподобными кривыми блеска сравнительно большой амплитуды и периодами порядка получаса (BLAPs).

4. Заключение

Система классификации переменных звезд нуждается в непрерывном обновлении. Основными направлениями этого обновления должны быть постепенный переход от типов, определяемых звездой-прототипом, к типам, выделенным по физическим критериям; отказ от критериев, определенных чисто качественно; постоянное введение в каталоги новых типов переменности, выявляемых в астрофизических исследованиях. В то же время система должна обладать определенной консервативностью, обеспечивающей ее понимание внешними пользователями. Исследователи, работающие с избранными ими классами звездной переменности, обычно стремятся ко все более детальной и углубленной классификации, в то время как широкие круги пользователей ОКПЗ заинтересованы в обозримой классификации с не слишком большим числом типов. Будущее покажет, как разрешится это противочечие в запросах пользователей.

Список литературы

1. N. N. Samus', E. V. Kazarovets, O. V. Durlevich, N. N. Kireeva, and E. N. Pastukhova, *Astron. Rep.*, **61**, 80, 2017.
2. G. Basri, L. M. Walkowicz, N. Batalha, R. L. Gilliland, et al., *AJ*, **141**, 20, 2011.
3. E. V. Kazarovets, N. N. Samus, O. V. Durlevich, N. N. Kireeva, and E. N. Pastukhova, *Information Bulletin on Variable Stars*, **6155**, 2015.
4. C. L. Watson, A. A. Henden, and A. Price, *JAAVSO*, **35**, 414, 2007.
5. N. N. Samus and S. V. Antipin, *Highlights of Astronomy*, **16**, 687, 2015.
6. H. Schneller, *Kleine Veroeffentlichungen der Universitaetssternwarte zu Berlin Babelsberg*, **7**, 2.ii, 1942.
7. P. T. Oosterhoff, *Transactions of the International Astronomical Union, Series B*, **12**, 269, 1966.

8. B. V. Kukarkin, P. N. Kholopov, Y. N. Efremov, N. P. Kukarkina, et al., *General Catalogue of Variable Stars. Volume 1. Constellations Andromeda – Grus*. (1969).
9. P. N. Kholopov, *Obshchii katalog peremennykh zvezd, 4th ed., Vol. I* (1985).
10. L. A. Balona, *MNRAS*, **459**, 1097, 2016.
11. B. Pilecki and D. M. Szczygiel, *Information Bulletin on Variable Stars*, **5768**, 2007.
12. P. Pietrukowicz, W. A. Dziembowski, M. Latour, R. Angeloni, et al., *Nature Astronomy*, **1**, 0166, 2017.

К проблеме классификации переменных звезд с двойной периодичностью, пульсирующих в первом и втором обертонах: IY Tauri

Хруслов А.В.^{1,2}

¹*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва, Россия*

²*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Абстракт Обнаружена двойная периодичность короткопериодической переменной IY Tau, показывающей пульсации одновременно в модах первого и второго обертонов. Группа переменных, морфологически близких IY Tau, может рассматриваться вместе с группой классических цефеид.

Classification problem for double-mode variables pulsating in the first and second overtones: IY Tauri

Khruslov A.V.^{1,2}

¹*Sternberg Astronomical Institute of the MSU, Moscow, Russia*

²*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

Abstract Double-mode variations were detected for the short-period variable IY Tau that simultaneously pulsates in the first and second overtone modes. I consider the group of variable stars resembling IY Tau morphologically; it is possible to interpret them together with the group of classical Cepheids.

1. Введение

Долгое время подавляющее большинство известных цефеид с двойной периодичностью были звездами, пульсирующими в основной моде и первом обертоне (F/1O). Двойную периодичность CO Aug, первой цефеиды, пульсирующей в модах первого и второго обертонов (1O/2O), открыл Мантегацца в 1983 г. [1]. В последующих работах [2, 3, 4, 5, 6] было обнаружено не более полутора десятков 1O/2O цефеид Галактики, при том что в Магеллановых Облаках в ходе осуществления проекта OGLE-III их было найдено на порядок больше (203 в БМО [7] и 215 в ММО [8], что более чем в три раза превышает число F/1O цефеид в них).

Несколько 1O/2O цефеид были также найдены OGLE-III при исследовании центральных областей Галактики [9]. На сегодняшний день число F/1O и 1O/2O цефеид Галактики практически сравнялось (около 30 звезд в каждой группе). Относительно меньшее количество 1O/2O цефеид в Галактике по сравнению с ММО и БМО объясняется значительно большей сложностью их обнаружения из-за малых амплитуд колебаний во втором обортоне.

У галактических 1O/2O цефеид периоды пульсаций первого обортона находятся в пределах $1^d.8 > P_1 > 0^d.2$. В Магеллановых Облаках, где светимость звезды может быть оценена непосредственно по ее наблюдаемому блеску, OGLE-III было обнаружено достаточно много 1O и 1O/2O цефеид с короткими периодами ($P_1 > 0^d.23$). Однако однородность группы 1O/2O цефеид Галактики и принадлежность к ней некоторых короткопериодических переменных пока остаются дискуссионными.

Одной из короткопериодических 1O/2O цефеид Галактики является IY Tauri, двойная периодичность которой обнаружена нами по данным нескольких фотометрических обзоров.

2. IY Tau, история исследований

Переменность IY Tau (AN 43.1936, $\alpha = 05^h42^m23^s.13$, $\delta = +27^\circ56'47''.6$, J2000.0) была открыта Гоффмейстером [10], нашедшим пределы изменения блеска $13^m.0 - 13^m.5$ (B_{pg}). Майнунгер [11] относит переменную к звездам типа RR Лиры, дает сводку из 18 максимумов и следующие элементы изменения блеска: $JD(\max) = 2426005.368 + 0^d.3764897 \times E$.

Общий каталог переменных звезд [12] ссылается на [11], дает тип RRAB и параметр асимметрии $M - m = 0^P.16$. Шмидт [13] по 12 ПЗС-наблюдениям классифицирует звезду как вероятную переменную типа RRC и оценивает параметр $M - m$ как $0^P.338$ или $0^P.418$. Кривая блеска, приведенная в [14], показывает $M - m = 0^P.50$. В списке исследованных переменных Qatar Exoplanet Survey (QES) [15] переменная имеет тип RRC, дан период $0^d.37651$. В 2011 г. С. Отеро в базе данных www.aavso.org/vsx/, используя данные различных электронных архивов, дал период $0^d.376498$. Позднее, в 2016 г., он изменил классификацию переменной на DCEP, учитывая форму кривой блеска, не характерную для звезд типа RR Лиры, и привел следующие элементы: $HJD(\max) = 2454068.624 + 0^d.37651 \times E$.

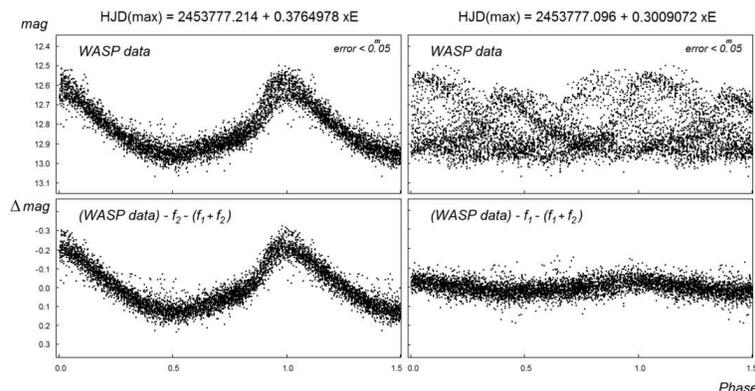


Рис. 1. Кривые блеска IY Тау по данным 1SWASP.

3. Двойная периодичность IY Тау

Переменность IY Тау нами исследована по данным фотометрических обзоров NSVS [16], 1SWASP [17], QES [15], ASAS-SN [18, 19]. По данным 1SWASP, QES и ASAS-SN уверенно обнаруживается двойная периодичность (по данным NSVS период P_2 не найден, вероятно, из-за больших ошибок наблюдений и малого количества оценок блеска). Отношение периодов $P_2/P_1 = 0.7992$ характерно для пульсаций в первом и втором обертонах. Кривая блеска не типична для звезд типа RR Лиры, параметр $M - m = 0^P.48$. Кроме двух основных колебаний, обнаружена частота взаимодействия $f_1 + f_2$. Кривые блеска по данным 1SWASP приведены на рис. 1. Спектры мощности для частоты f_2 , представленные на рис. 2, однозначно подтверждают ее наличие.

Наряду с этим, нами проанализированы все имеющиеся в литературе данные по переменности IY Тау. Около JD 2450000 период первого обертона изменился скачкообразно. Для последнего интервала наблюдений JD 2450000–2458200 нами получены новые элементы обоих колебаний. Все предыдущие наблюдения хорошо удовлетворяют элементам ОКПЗ.

Пределы изменения блеска: $12^m.32 - 12^m.75$ (R , NSVS), $12^m.54 - 13^m.00$ (1SWASP), $12^m.45 - 12^m.84$ (QES), $12^m.56 - 13^m.05$ (V , ASAS-SN). Элементы изменения блеска и амплитуды обоих колебаний приведены в табл. 1.

Таблица 1. Элементы изменения блеска и амплитуды IY Tau

Частота		f_1	f_2
Период, сут		0.3764978	0.3009072
Эпоха (HJD)	NSVS	2451555.124	–
	1SWASP	2453777.214	2453777.096
	QES	2455922.122	2455922.262
	ASAS-SN	2457400.262	2457400.249
Полуамплитуда	NSVS	0.128	–
	1SWASP	0.168	0.028
	QES	0.143	0.011
	ASAS-SN	0.205	0.011

4. Звезды типа IY Tauri

Среди $10/20$ цефеид малых периодов, как и среди монопериодических цефеид первого обертона, можно выделить подгруппу переменных, имеющих морфологически сходные кривые блеска, на которых хорошо заметен горб в начале восходящей ветви, из-за чего, несмотря на довольно быстрый последующий подъем блеска, параметр $M - m$ таких звезд близок к $0^P.5$: $0^P.49 > (M - m) > 0^P.47$. Пока не совсем ясно, отличаются ли существенно такие звезды от $10/20$ цефеид с более «цефеидными» кривыми блеска. Подобных звезд немало среди $10/20$ цефеид Галактики и среди переменных Магеллановых Облаков. К новому типу можно также отнести ряд звезд Галактики, ранее классифицированных как переменные других типов (например, V1719 Cyg, V798 Cyg и др.).

IY Tau , как характерный представитель таких звезд, может рассматриваться в качестве прототипа подкласса короткопериодических цефеид с двойной периодичностью. Все звезды типа IY Tau имеют небольшие периоды ($0.8 > P_1 > 0.2$ сут), расположены вблизи галактической плоскости, имеют морфологическое сходство кривых блеска.

Список литературы

1. L. Mantegazza, *A&A*, **118**, 321, 1983.
2. M. Beltrame and E. Poretti, *A&A*, **386**, L9, 2002.
3. G. Hajdu, J. Jurcsik, and A. Sodor, *IBVS*, **5882**, 2009.
4. A. V. Khruslov, *Peremennye Zvezdy Prilozhenie*, **9**, 17, 2009.
5. A. V. Khruslov, *Peremennye Zvezdy Prilozhenie*, **9**, 31, 2009.
6. A. V. Khruslov, *Peremennye Zvezdy Prilozhenie*, **10**, 16, 2010.
7. I. Soszynski, R. Poleski, A. Udalski, M. K. Szymanski, et al., *Acta Astron.*, **58**, 163, 2008.

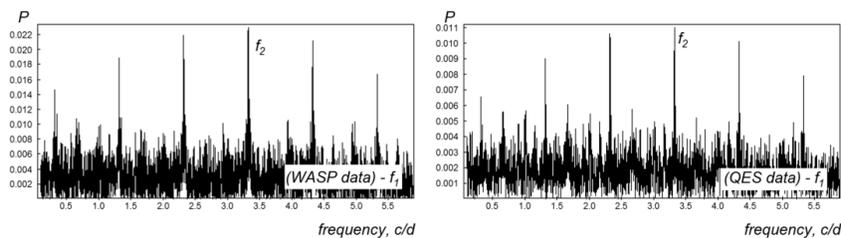


Рис. 2. Спектры мощности колебания второго обертона (данные ISWASP и QES).

8. I. Soszyński, R. Poleski, A. Udalski, M. K. Szymański, et al., *Acta Astron.*, **60**, 17, 2010.
9. P. Pietrukowicz, W. A. Dziembowski, P. Mróz, I. Soszyński, et al., *Acta Astron.*, **63**, 379, 2013.
10. C. Hoffmeister, *Astronomische Nachrichten*, **259**, 37, 1936.
11. L. Meinunger, *Sternwarte Sonneberg Mitteilungen ueber Veraenderliche Sterne*, **3**, 137, 1966.
12. N. N. Samus', E. V. Kazarovets, O. V. Durlevich, N. N. Kireeva, and E. N. Pastukhova, *Astron. Rep.*, **61**, 80, 2017.
13. E. G. Schmidt, *AJ*, **102**, 1766, 1991.
14. E. G. Schmidt and D. E. Reiswig, *AJ*, **106**, 2429, 1993.
15. D. M. Bramich, K. A. Alsubai, A. Arellano Ferro, N. R. Parley, A. Collier Cameron, K. Horne, D. Pollacco, and R. G. West, *IBVS*, **6106**, 2014.
16. P. R. Woźniak, W. T. Vestrand, C. W. Akerlof, R. Balsano, et al., *AJ*, **127**, 2436, 2004.
17. O. W. Butters, R. G. West, D. R. Anderson, A. Collier Cameron, et al., *A&A*, **520**, L10, 2010.
18. B. J. Shappee, J. L. Prieto, D. Grupe, C. S. Kochanek, et al., *ApJ*, **788**, 48, 2014.
19. C. S. Kochanek, B. J. Shappee, K. Z. Stanek, T. W.-S. Holoiien, et al., *PASP*, **129**, 104502, 2017.

Поиск третьего компонента в системе PZ Mon — двойной синхронной звезды типа RS CVn

Пахомов Ю.В., Горыня Н.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт В 2015–2017 гг. выполнены новые измерения лучевых скоростей системы PZ Mon. Уточнен орбитальный период второго компонента $P = 34.123 \pm 0.002$ дня. Анализ остаточных скоростей не выявил наличия третьего компонента в системе.

Search for the third component in the PZ Mon system — a synchronous binary star of RS CVn type

Pakhomov Yu.V., Gorynya N.A.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract In 2015–2017, new measurements of the radial velocities were performed for the PZ Mon system. An orbital period of the second component is improved and amounts now to $P = 34.123 \pm 0.002^d$. Analysis of residual velocities did not show a presence of the third component in the system.

1. Введение

PZ Mon (HD 289114, $V \approx 9$ mag, K2 III) — активный красный гигант типа RS CVn [1]. Долгое время эту звезду классифицировали как красный карлик с быстрой иррегулярной переменностью небольшой амплитуды [2]. Только к 2007 г. были обнаружены несколько фотометрических периодов PZ Mon с помощью анализа периодограмм [3]. Самый длинный, около 50 лет, прослеживается по фотопластинкам с 1899 г., имеет значительную амплитуду около 1^m и отождествляется с переменной активностью звезды. Два других периода — ~ 22 года и ~ 6.7 лет — имеют амплитуду около 0.1^m и, скорее всего, также связаны с активностью. Данные проекта ASAS-3 [4] позволили выявить и самый короткий период — ~ 34 дня, который отождествлялся авторами с вращением запятненной звезды. Дальнейшие фотометрические и спектральные наблюдения PZ Mon подтвердили величину и природу этого периода (измеренная скорость вращения 10.5 км с^{-1} соответствует уточненному периоду 34.14 дней и наклону оси вра-

Таблица 1. Лучевые скорости PZ Моп в 2015–2017 гг.

MJD	V_r , км с ⁻¹	MJD	V_r , км с ⁻¹
57326.590	28.76±0.35	57496.220	31.07±0.41
57327.622	30.02±0.27	57501.236	26.81±0.27
57340.621	18.89±0.30	57700.656	30.53±0.56
57477.292	20.87±0.52	57703.653	30.19±0.26
57478.311	18.20±0.40	57819.305	19.62±0.23
57485.264	22.81±0.22	57820.255	20.56±0.28
57488.254	26.49±0.45	58037.639	25.82±0.41
57495.222	31.17±0.20	58038.630	29.41±0.29

щения $\sin i=0.92$) [1]. Спектральные наблюдения PZ Моп позволили обнаружить переменность лучевой скорости с периодом 34.15 дней [5], в пределах ошибок совпадающим с фотометрическим периодом. Совместный анализ кривых блеска и лучевых скоростей привел к выводу, что переменность вызвана запятненной областью фотосферы, которая стабильно находится со стороны второго компонента массой всего 0.09 от массы PZ Моп [5, 6]. Такое соотношение масс является минимальным среди всех известных синхронных систем типа RS CVn, что делает PZ Моп уникальной звездой. Ее исследования, как фотометрические, так и спектральные, важны для изучения природы синхронизации и влияния двойственности на фотосферную и хромосферную активность.

Ранее в [5] указывалось, что разброс значений лучевых скоростей относительно вычисленных значений больше, чем ошибки их измерений. Одной из возможных причин может быть наличие третьего компонента. В данной работе представлены новые наблюдения лучевых скоростей, которые призваны 1) уточнить орбитальный период системы PZ Моп и 2) провести анализ остаточных скоростей с целью поиска возможного третьего компонента.

2. Наблюдения

Наблюдения были выполнены в 2015–2017 гг. в пяти сетах с помощью Измерителя Лучевых Скоростей (ИЛС) [7], установленного на телескопе «Цейсс-1000» Симеизской обсерватории. Измеренные лучевые скорости были исправлены за орбитальное движение и вращение Земли и приведены к барицентру солнечной системы. Нуль-пункт лучевых скоростей контролировался путем наблюдений нескольких звезд-стандартов каждую ночь. Результаты представлены в табл. 1,

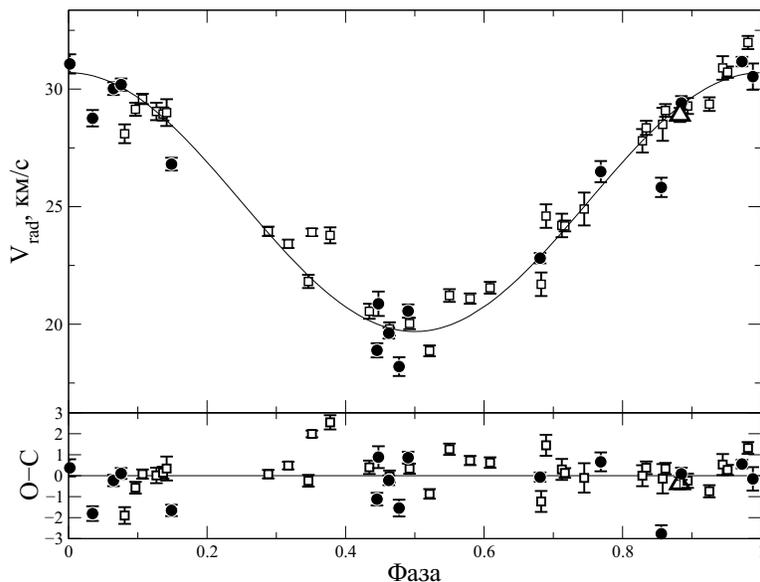


Рис. 1. Кривая лучевых скоростей PZ Mon (вверху) и остаточные скорости (внизу). Треугольник — самое раннее измерение 1998 г., открытые квадраты — предыдущие измерения авторов, заполненные кружки — новые данные. Сплошной линией показана аппроксимация данных.

где приведены юлианские даты MJD (JD-2400000.0) и лучевые скорости с ошибками измерения. Всего наши планомерные наблюдения лучевых скоростей PZ Mon охватывают период около 7 лет, начиная с 2011 г. Использовались следующие инструменты: ИЛС, эшелле-спектрографы NES на 6-м телескопе БТА САО РАН и MAESTRO на 2-м телескопе «Цейсс-2000» Терскольского филиала ИНАСАН. В литературе известно лишь одно значение, полученное в 1998 г. [8] на солнечном телескопе.

3. Обсуждение

На рис. 1 показаны старые и новые значения на кривой лучевых скоростей. Новые измерения позволили лучше описать максимум и минимум, а также оценить разброс значений. Сплошной линией показана аппроксимация $V_r = \gamma + K \cos(2\pi\Phi)$, где $\gamma = 25.2 \text{ км с}^{-1}$ — средняя скорость системы, $K = 5.5 \text{ км с}^{-1}$ — полуамплитуда, Φ — фаза. Лу-

чевые скорости симметричны относительно центра ($\Phi = 0.5$) и относительно γ -скорости в пределах разброса данных, что свидетельствует о значении эксцентриситета орбиты, близком к нулю. Дисперсия значений лучевой скорости относительно аппроксимации составляет 0.97 км с^{-1} , что значительно больше средней ошибки измерений — 0.35 км с^{-1} . Этот наблюдаемый факт может свидетельствовать или о большей реальной ошибке или о присутствии еще одного компонента в системе. Пятнистость поверхности звезды не может быть причиной таких расхождений, поскольку амплитуда изменений лучевой скорости даже при компактном расположении пятен не превышает 0.15 км с^{-1} [6].

При такой дисперсии данных, полученных за последние 7 лет, ошибка определения периода ожидается не меньше 0.02 дня. И определяющим фактором будет единственное наиболее отстоящее по времени измерение 1998 г., фаза которого очень чувствительна к изменению периода. Но поскольку оно располагается вблизи максимума кривой лучевых скоростей, то будет два решения, соответствующих расположению на восходящей части кривой или нисходящей. Первое решение — 34.123 ± 0.002 дня — ближе всего к фотометрическому периоду 34.13 ± 0.02 дня. Второе решение — 34.154 ± 0.002 дня — совпадает в пределах ошибок. То есть, оба решения подтверждают синхронность орбитального вращения маломассивного компонента и собственного вращения звезды. Для более точного вывода необходим фотометрический мониторинг PZ Mon, но активная долгота, отражающая минимум блеска звезды, хотя и стабильна, но претерпевает небольшие смещения [6], что сильно сказывается на точности определения фотометрического периода.

Для выявления третьего компонента остаточные скорости O–C (показаны внизу на рис. 1) были проанализированы с помощью перебора периода P_2 от 0.5 до 100 суток, сдвига фаз от 0.0 до 1.0 и аппроксимированы функцией $K_2 \cos(2\pi(\Phi - \Phi_0))$ при $K_2 = 0.5$ и 1 км с^{-1} . Лучшее согласие было найдено при значениях $P_2 = 6.34$ дня и $\Phi_0 = 0.96$ с дисперсией 0.78, что также больше ошибок измерений лучевых скоростей. Кроме того, некоторые точки слишком далеко отстояли от теоретической зависимости. Поэтому можно заключить, что попытка поиска третьего компонента не увенчалась успехом, и разброс значений лучевых скоростей связан с другими причинами.

4. Заключение

Выполнены новые измерения лучевой скорости активного красного гиганта PZ Моп, которые позволили уточнить орбитальный период второго компонента $P = 34.123 \pm 0.002$ дня. Проанализированы остаточные скорости, наличие третьего компонента в системе не выявлено.

Список литературы

1. Y. V. Pakhomov, N. N. Chugai, N. I. Bondar', N. A. Gorynya, and E. A. Semenko, *MNRAS*, **446**, 56, 2015.
2. N. N. Samus, E. V. Kazarovets, O. V. Durlevich, N. N. Kireeva, and E. N. Pastukhova, *VizieR Online Data Catalog*, **1**, 2009.
3. N. I. Bondar' and V. V. Prokof'eva, *Odessa Astron. Publ.*, **20**, 14, 2007.
4. G. Pojmanski, *Acta Astron.*, **47**, 467, 1997.
5. Y. V. Pakhomov and N. A. Gorynya, *Astron. Lett.*, **41**, 677, 2015.
6. Y. V. Pakhomov, K. A. Antonyuk, N. I. Bondar', N. V. Pit', I. V. Reva, and A. V. Kusakin, *Astron. Lett.*, **44**, 35, 2018.
7. A. A. Tokovinin, *Sov. Astron.*, **31**, 98, 1987.
8. S. H. Saar, *Information Bulletin on Variable Stars*, **4580**, 1998.

Результаты исследования оптической переменности V1357 Cyg = Cyg X-1

Карицкая Е.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Представлен обзор наших результатов изучения переменности системы Cyg X-1 в оптическом диапазоне по многолетним фотометрическим и спектральным наблюдениям. Помимо орбитальной переменности, обусловленной эллипсоидальностью оптической звезды, в оптическом диапазоне наблюдается переменность на различных временных шкалах — от десятков лет до часов. Нам удалось наложить ограничения на параметры системы, лучше представить себе процесс перетекания вещества в этой тесной двойной.

Results from studying optical variations of Cyg X-1

Karitskaya E.A.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract A review of our results on optical variations of Cyg X-1, based on many-year photometric and spectroscopic observations, is presented. Besides orbital variations due to the ellipsoidal shape of the optical star, the object demonstrates variations on different time scales, from dozens of years to hours. We were able to impose limits on the system parameters and to understand the processes of mass flow in the X-ray binary better.

1. Введение

Cyg X-1 = V1357 Cyg = HDE 226868 — массивная рентгеновская двойная ($P_{\text{orb}} = 5.6^d$), релятивистский компонент которой является исторически первой обнаруженной черной дырой, прототипом рентгеновских двойных такого рода. Открытый в 1962 г. в результате ракетного эксперимента, рентгеновский источник отождествлен со сверхгигантом HDE 226868 в 1971 г. [1]. Еще до отождествления, в 1955 г. в работе [2], для звезды приведен спектральный класс В0Ib и заподозрена переменность. С момента оптического отождествления появилось огромное количество работ по фотометрии и спектроскопии этого уникального объекта. Были обнаружены различные виды переменности. В данной статье автор постарался отразить наш вклад в их изучение.

2. Орбитальная кривая блеска

Средняя орбитальная кривая блеска с $P_{\text{orb}} = 5.6^d$ имеет форму двойной волны с равными максимумами и близкими по глубине минимумами, обусловленной эффектом эллипсоидальности — вращения приливо деформированного сверхгиганта в поле тяжести вырожденного компонента. В наших работах [3, 4] эффект эллипсоидальности изучался в деталях в рамках модели Роша в приближении двух точечных масс, синхронно двигающихся по круговой орбите. Также предполагался линейный закон потемнения к краю и справедливость теоремы фон Цейпеля. Были рассчитаны таблицы амплитуд A и глубин минимумов ΔA для различных параметров. При наличии рентгеновского затмения задача определения параметров была бы полностью решена. Тогда бы использовалось отношение длительности затмения ΔP к P_{orb} . Однако в системе Cyg X-1 рентгеновские затмения не наблюдаются. В [3], сопоставляя расчетные и наблюдаемые A и ΔA , мы оценили угол наклона системы $25^\circ < i < 67^\circ$; отношение масс $0.2 < q < 0.8$; степень заполнения полости Роша $0.8 < \mu < 1$; массу оптического компонента $M_o > 17M_\odot$; массу рентгеновского компонента $7M_\odot < M_x < 27M_\odot$. Использовались расстояние до объекта $d > 2$ кпк, эффективная температура сверхгиганта $T_{\text{eff}} < 35000$ К, функция масс $0.23 M_\odot$, амплитуда $A = 0.035 - 0.050^m$ и разница глубин минимумов $\Delta A < 0.005^m$.

Орож и др. [5] получили параметры Cyg X-1 на основе полной динамической модели. Применялось расстояние до объекта, полученное на основе радиопараллакса, $d = 1.86 \pm 0.12$ кпк [6]. В [5] проведены точные аппроксимации фотометрических наблюдений и кривых скоростей теоретическими кривыми в четырех идеализированных моделях. Они не учитывают ни переменный вклад аккреционной структуры, оказывающийся сравнимым с вкладом эффекта эллипсоидальности, ни другую переменность, искажающую кривые блеска и радиальных скоростей. Как показано в [7], доверять выбору [5] приоритетной модели D, обладающей восемью свободными параметрами, проблематично.

Примечательно, что полученные в [5] значения параметров для всех четырех моделей перекрывают всю область допустимых значений, приведенную нами 43 года назад в работе [3]. Угол наклона остается неопределенным, $27^\circ < i < 67^\circ$. К сожалению, наша работа привлекла тогда мало внимания, возможно, из-за того, что была опубликована в ПАЖ — издании, которое только начало выходить. В отличие от статьи [8], опубликованной в *Astrophys. J.*, нами были

найлены области допустимых значений для всех основных параметров системы. Наш метод основывался на амплитуде A и разнице глубин минимумов ΔA и не использовал форму орбитальной кривой блеска, которая оказалась переменной. Поэтому работа [3] продолжает оставаться актуальной.

3. Другие виды переменности Cyg X-1

Переменность формы орбитальной кривой блеска отмечается с самого начала наблюдений. В моей работе [9] по имевшимся тогда наблюдательным данным был даже найден период $78^d.4/39^d.2$ в изменении формы орбитальной кривой блеска. По ней шла волна в сторону увеличения орбитальных фаз. Такой же период найден Кемпом [10] в изменении линейной поляризации за те же годы.

В [11] по однородным данным найден период $P = 294^d$ в рентгеновском диапазоне (3–6 keV). На основе фотометрических наблюдений по кооперативной программе, наблюдений из публикаций Кемпа, Лютого и др., в работе [12] было подтверждено существование этого периода в оптическом диапазоне. В интервале 1971–1985 гг. было собрано 1912 точек в полосе B . Переменность среднего уровня блеска с $P = 294^d$ и амплитудой $\sim 0.01^m$ и бегущая волна в орбитальной кривой блеска с примерно такой же амплитудой согласуются с моделью наклонного ($j > 10\text{--}15^\circ$) прецессирующего аккреционного диска, рассеивающего и отражающего излучение сверхгиганта. Модель рассчитана Карицкой [13]. Так как волна бежит в сторону увеличения орбитальной фазы, наблюдается прямая прецессия, в направлении орбитального движения, что противоречит механизму вынужденной прецессии. В нашей работе [14] предложен другой механизм — взаимодействие перетекающего вещества с аккреционным диском.

В рамках международной программы в 1994–1998 гг. было получено 2258 $UBVR$ наблюдений Cyg X-1 в течение 407 ночей, включая наши наблюдения на Тянь-Шаньской обсерватории ГАИШ и Звенигородской станции ИНАСАН. В [15, 16, 17] проведено сравнение с изменениями потока в рентгеновском диапазоне 1.3–12 кэВ. Помимо орбитальных, были найдены изменения с $P = 147^d$, а также с $P = 50^d$ в 1996 г., который в 1997–1998 гг. исчез. Менее уверенно найдены и другие периодичности, повторяющиеся в оптическом (во всех полосах) и в рентгеновском диапазонах. Обнаружены также различные вспышки и дипы. Кросс-корреляционный анализ показал запаздывание рентгеновской переменности по отношению к оптической на 7^d в 1996 г. и на 12^d в 1997–1998 гг. Уровень значимости составил 99.99% [16]. При

исследовании были вычтены рентгеновская вспышка 1996 г. (переход в мягкое состояние) и средняя орбитальная кривая блеска. Такое же запаздывание обнаружено между рентгеновскими и оптическими вспышками. Естественно предположить, что это запаздывание связано с временем прохождения вещества через аккреционную структуру. Однако оно оказалось слишком малым для общепринятой модели аккреции с α -диском. Поэтому мы предполагаем, что большая часть аккрецирующей материи проходит выше диска, через высокие широты.

В [17, 16] найдены свидетельства неустойчивости перетекания вещества: изменения формы рентгеновской кривой блеска при переходе в мягкое состояние, связанные с появлением дополнительного поглощения у фазы 0.75. В ноябре 1996 г. в оптике был обнаружен дип длительностью в неделю [18], совпадающий с 20% ослаблением в рентгене. Его глубина сравнима с вкладом внешних частей диска в светимость, что говорит о сильном изменении аккреционной структуры.

Вспышки в оптике длительностью в несколько суток ($\sim 0.04^m$), совпадающие с 20% рентгеновскими дипами и запоздавшими подъемами рентгеновского излучения, свидетельствуют о неустойчивости перетекания вещества. В работе [17] предложен сценарий, в котором отдельная порция выброшенного звездой вещества при достижении внешних частей аккреционной структуры взаимодействует с ней, образуя ударную волну и горячий сгусток, ответственный за оптическую вспышку. Ударная волна разбрасывает вещество, поглощающее мягкое рентгеновское излучение, создавая дип. Оставшееся вещество, достигая внутренних частей диска, приводит к рентгеновской вспышке.

Более мощная, короткая вспышка 14.05.1997 (0.12^m B, U) [19], по-видимому, подобна солнечным вспышкам [20]. Другие вспышки длительностью в несколько часов ($\sim 0.025^m$), совпадающие с рентгеновскими, вероятно, возникают при переработке рентгеновского излучения на внешних частях аккреционной структуры.

Нами собран однородный 44-летний ряд UBV -наблюдений, выполненных на Крымской станции ГАИШ. Он состоит из 35-летнего ряда В.М. Лютого, продолженного Н.В. Метловой. В нашей работе [21] была обнаружена переменность на шкале годы-десятки лет, которая продолжается до сих пор [22]. Использование спектральных наблюдений, полученных в трех обсерваториях, модельных не-ЛТР расчетов профиля линии $\text{HeI}\lambda 4713\text{\AA}$ и сопоставление их с фотометрией показали, что с 1997 г. по 2003 г. радиус сверхгиганта вырос

на $\sim 1-4\%$, в то время как температура упала на 1300–2400 К [21]. Увеличение степени заполнения полости Роша привело к интенсификации неустойчивости перетекания массы, что объясняет увеличение рентгеновской активности. Согласно [22], на общее падение среднего уровня блеска накладываются изменения на меньших временах. Найдена связь между глубиной линии поглощения, блеском в полосе U и неустойчивостью рентгеновского потока, которая включается при падении излучения в полосе U и уменьшении глубины линии $\text{HeI}\lambda 4713\text{\AA}$. И наоборот, неустойчивость выключается при увеличении блеска в U и глубины этой линии. Это согласуется с переменностью фундаментальных параметров сверхгиганта. Однако все осложняется присутствием переменного по количеству оптически тонкого горячего газа.

Работа поддержана грантом РФФИ 15-02-02145.

Список литературы

1. C. T. Bolton, *Nature*, **235**, 271, 1972.
2. W. W. Morgan, A. D. Code, and A. E. Whitford, *ApJS*, **2**, 41, 1955.
3. N. G. Bochkarev, E. A. Karitskaia, and N. I. Shakura, *Sov. Astron. Lett.*, **1**, 118, 1975.
4. N. G. Bochkarev, E. A. Karitskaia, and N. I. Shakura, *Sov. Astron.*, **23**, 16, 1979.
5. J. A. Orosz, J. E. McClintock, J. P. Aufdenberg, R. A. Remillard, M. J. Reid, R. Narayan, and L. Gou, *ApJ*, **742**, 84, 2011.
6. M. J. Reid, J. E. McClintock, R. Narayan, L. Gou, R. A. Remillard, and J. A. Orosz, *ApJ*, **742**, 83, 2011.
7. E. A. Karitskaya, *Baltic Astronomy*, **25**, 89, 2016.
8. Y. Avni and J. N. Bahcall, *ApJ*, **197**, 675, 1975.
9. E. A. Karitskaya, *Astron. Tsirk.*, **1088**, 1, 1979.
10. J. C. Kemp, L. C. Herman, and M. S. Barbour, *AJ*, **83**, 962, 1978.
11. W. C. Friedhorsky, J. Terrell, and S. S. Holt, *ApJ*, **270**, 233, 1983.
12. J. C. Kemp, E. A. Karitskaya, M. I. Kumsiashvili, V. M. Lyutyi, T. S. Khruzina, and A. M. Cherepashchuk, *Sov. Astron.*, **31**, 170, 1987.
13. E. A. Karitskaya, *Sov. Astron.*, **25**, 80, 1981.
14. E. A. Karitskaya and N. G. Bochkarev, *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*, **93**, 255, 1989.
15. E. A. Karitskaya, V. P. Goranskii, K. N. Grankin, and S. Y. Mel'nikov, *Astron. Lett.*, **26**, 22, 2000.
16. E. A. Karitskaya, I. B. Voloshina, V. P. Goranskii, K. N. Grankin, et al., *Astron. Rep.*, **45**, 350, 2001.
17. E. Karitskaya, in D. S. Wiebe, ed., *Modern Problems in Stellar Evolution*, 181 (1998).

18. E. A. Karitskaya and V. P. Goranskij, *Information Bulletin on Variable Stars*, **4404**, 1996.
19. N. Bochkarev, E. Karitskaya, and V. Lyuty, in D. S. Wiebe, ed., *Modern Problems in Stellar Evolution*, 187 (1998).
20. N. Bochkarev and E. Karitskaya, in *40th COSPAR Scientific Assembly, COSPAR Meeting*, volume 40 (2014).
21. E. A. Karitskaya, V. M. Lyuty, N. G. Bochkarev, V. V. Shimanskii, et al., *IBVS*, **5678**, 2006.
22. E. A. Karitskaya, N. G. Bochkarev, V. P. Goranskij, N. V. Metlova, V. G. Klochkova, and M. V. Yushkin, in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse, ASP Conf. Ser.*, volume 510, 408 (2017).

Активность молодых M карликов с планетными системами: EPIC 247267267

Саванов И.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Исследована активность молодого объекта EPIC 247267267 из ассоциации Cas-Tau с возрастом порядка 46 ± 8 млн. лет. Эта система (вместе с K2-33) является одной из наиболее молодых планетных систем, обнаруженных методом транзитов. Прослежена непрерывная эволюция активных областей на поверхности EPIC 247267267, и найден период его вращения 8.9 ± 0.5 суток. Построены карты температурных неоднородностей на поверхности EPIC 247267267. Площадь S запятненной поверхности звезды составляет около 4.5%. Положение EPIC 247267267 на диаграммах S – возраст, S – период вращения и S – числа Россби в целом соответствует общему характеру зависимостей, установленных нами ранее для M карликов и ряда молодых звезд с планетными системами.

Activity of young dwarfs with planetary systems: EPIC 247267267

Savanov I.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The activity of the young M dwarf EPIC 247267267 from the Cas-Tau association with an age of about 46 ± 8 million years was investigated. This system (together with K2-33) is one of the youngest planetary systems discovered by the method of transit. We traced continuous evolution of active regions on the surface of EPIC 247267267 and found the period of star's rotation 8.9 ± 0.5 days. From the maps of the surface temperature inhomogeneities on EPIC 247267267 we estimated the area S of cool spots to be equal to about 4.5%. EPIC 247267267 position in the diagrams S – age, S – period rotation and S – Rossby number corresponds to the general nature of the relations established earlier for M dwarfs and several young stars with planetary systems.

1. Введение

Начиная с 2014 г., в ходе продолжения миссии «Kepler» (K2) были выполнены фотометрические исследования более чем 300000 звезд, включающих объекты молодых скоплений и ассоциаций. К числу наиболее выдающихся результатов, полученных в ходе анализа данных наблюдений, следует отнести обнаружение методом транзитов планет

у звезд, принадлежащих молодым скоплениям и ассоциациям (с возрастом до 1 млрд. лет). Обзоры результатов исследований планетных систем, входящих в молодые скопления и ассоциации, приведены, например, в двух независимых публикациях [1] и [2]. Несомненно, что в таких молодых системах среди многих факторов, в значительной мере влияющих на физические и химические свойства формирующихся планет, следует учитывать магнитную активность центральной молодой звезды (выражающуюся в ее избыточном УФ и рентгеновском излучении), которая может изменять физические свойства атмосфер близких планет и даже приводить к разрушению их атмосфер.

Одним из первых неожиданных результатов исследований по данным К2 явилось обнаружение значительно больших размеров молодых экзопланет по сравнению с ранее выполненными наблюдениями телескопа «Kepler» [3]. Являются ли эти планеты более крупными вследствие того, что они молоды, или миссия К2 пока зарегистрировала только объекты с большими радиусами (эффект наблюдательной селекции), остается актуальным вопросом. Важным шагом в решении данной проблемы, согласно [3], было бы сопоставление оценок плотности молодых и более старых планет, но, к сожалению, достоверных одновременных оценок для радиусов и масс молодых экзопланет пока не получено. Особый интерес среди молодых экзопланет могут представлять объекты типа молодых нептунунов с возрастом менее 100 млн. лет, у которых центральные части еще продолжают охлаждаться (см. ссылки в [3]), а атмосферы на ранней стадии испытывают сильное испарение.

Очевидно, что результаты изучения активности центральной звезды должны быть учтены при моделировании воздействия излучения звезды на эволюцию экзопланет. В связи с этим, наше внимание привлекло исследование [2], в котором представлены результаты обнаружения одной из наиболее молодых планетных систем — EPIC 247267267 из ассоциации Sco-Cen (возраст ее членов порядка 50–90 млн. лет). Спектральный класс звезды оценивается как K6.5. Ее блеск в фильтре V равен 13.332 ± 0.015^m . Радиус планеты, согласно [2], составляет около 3 радиусов Земли, а период обращения — 4.8 суток. Мы провели исследование EPIC 247267267 на основе доступного материала из архива космического телескопа «Kepler».

2. Наблюдательные данные и их анализ

Кривая блеска объекта приведена в верхней части рис. 1. Обработка данных была аналогичной выполненной нами ранее для карликов

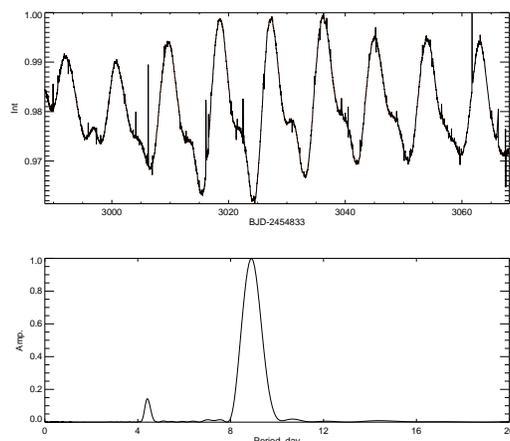


Рис. 1. Вверху: кривая блеска EPIC 247267267. Внизу: нормированный спектр мощности для данных о переменности блеска звезды.

поздних спектральных классов в [4, 5]. При анализе нами было отобрано в совокупности 3605 единичных измерений блеска. Рассчитанные спектры мощности (рис. 1, внизу) указали на наличие пика, соответствующего величине периода $P = 8.9 \pm 0.5$ суток. Найденная нами величина вращения периода звезды хорошо согласуется с результатами [2] — $P = 8.88 \pm 0.40$. При этом, на спектре мощности имеются пики в диапазоне, соответствующем половинному фотометрическому периоду вращения звезды, что свидетельствует о присутствии на поверхности звезды двух активных областей, отстоящих друг от друга примерно на 180° . Весь наблюдательный материал для EPIC 247267267 был разделен на 8 сетов, соответственно, каждый из которых последовательно охватывал один период вращения звезды.

Каждая из индивидуальных кривых блеска была проанализирована нами с помощью программы iPH [6], которая решает обратную задачу восстановления температурных неоднородностей звезды по кривой блеска в двухтемпературном приближении. Согласно [2] температура фотосферы звезды EPIC 247267267 по разным оценкам лежит в интервале величин от 4108 ± 70 К до 4288 ± 50 К. Мы приняли среднее из них значение 4198 К, при этом температура пятен бралась равной 3750 К. Восстановление карт температурных неоднородностей поверхностей EPIC 247267267 было проведено нами со

значением угла наклона оси вращения звезды к лучу зрения i в 82° , полученным по оценкам из [2]. Мы не зарегистрировали значительных изменений положения активных областей на поверхности звезды, за исключением систематического сдвига обеих областей на первой из восстановленных карт. Отметим, что этой карте соответствует и наиболее пекулярная кривая блеска с примерно равными по глубине минимумами. Для EPIC 247267267 площадь поверхности звезды S , занимаемая пятнами, составляет около 4.5% от полной видимой поверхности звезды. Амплитуда A переменности блеска объекта менялась в пределах от 2 до 4%.

3. Связь параметра запятненности с вращением, возрастом и эффективной температурой

Как и в [7], мы рассмотрели положение EPIC 247267267 на диаграммах S – возраст, S – период вращения и S – числа Россби. Связь параметров запятненности объектов S и их возраста t представлена на верхней панели рис. 2. Свойства групп объектов на этой диаграмме обсуждались в [7]. Положение EPIC 247267267 на диаграмме представлено светлым квадратом (возраст звезды разными методами оценивается в 111–171 млн. лет). При этом средний возраст ассоциации Cas-Tau, согласно последнему результату из [2], равен 46 млн. лет.

С учетом того, что для EPIC 247267267 величина параметра S составляет около 4.5% от полной видимой поверхности звезды (крупный светлый квадрат на рис. 2 (вверху)), в целом ее положение на диаграмме запятненность-возраст соответствует общему характеру зависимости для очень молодых звезд из [7] (с возрастом до 200 млн. лет). На диаграмме зависимости параметра запятненности от периода вращения звезды (рис. 2, средняя панель) можно выделить группу быстро вращающихся объектов, периоды вращения P которых меньше 10–12 суток. Эти объекты характеризуются большими значениями параметра S . Все рассматриваемые нами звезды попадают в эту группу и примерно соответствуют средней зависимости для карликов спектрального класса M со сходными по величине периодами вращения (возможно лишь, что K2-25 имеет несколько меньшую активность).

На нижней панели рис. 2 представлена диаграмма, характеризующая связь параметров S и R_o для исследуемых звезд, которая, как было показано в [7], повторяет классическую зависимость между рентгеновской светимостью активных звезд и их числами Россби.

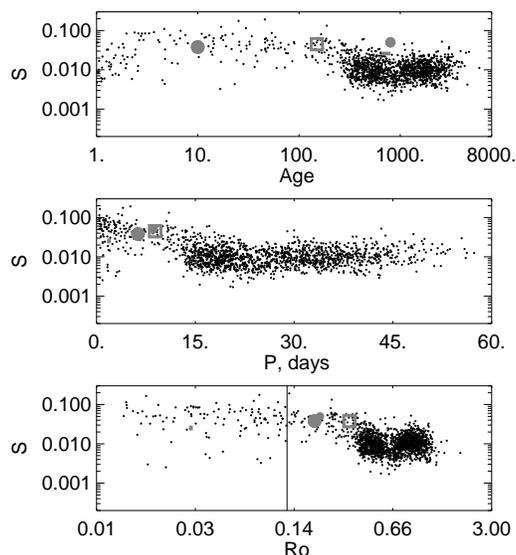


Рис. 2. Сверху: Зависимость параметра запятненности S для карликов спектрального класса M и их возраста t (возраст приводится в млн. лет). Средняя диаграмма: Зависимость S от периода вращения P звезды. Внизу: Зависимость S от чисел Россби. Вертикальная линия соответствует величине параметра Ro (насыщения) = 0.13. На всех диаграммах положение EPIC 247267267 отмечено крупным светлым квадратом, K2-25 — отрезком светлой линии. Большой светлый кружок представляет данные для EPIC 211901114, средний светлый кружок — для K2-33.

4. Заключение

Исследование объекта EPIC 247267267 предоставляет уникальную возможность изучения молодых планетных систем. В [2] сделан вывод о принадлежности звезды к ассоциации Cas-Tau, средний возраст которой оценивается всего в 46 ± 8 млн. лет. Это, вероятно, делает рассматриваемую систему (вместе с K2-33), одной из наиболее молодых планетных систем, обнаруженных в настоящее время методом транзитов. Нами была прослежена непрерывная эволюция активных областей на поверхности EPIC 247267267, и найден период его вращения 8.9 ± 0.5 суток. Построены карты температурных неоднородностей на поверхности EPIC 247267267, и установлено наличие концентрации пятен на двух долготах. Площадь S запятненной поверхности звезды,

составляет около 4.5% от площади ее полной видимой поверхности. Положение EPIC 247267267 на диаграммах S – возраст, S – период вращения и S – числа Россби в целом соответствует общему характеру зависимостей, установленных нами ранее для M карликов, и еще трех молодых звезд, обладающих планетными системами.

Работа поддержана грантом РФФИ 17-52-45048 ИНД-а «Вспышки и активность звезд спектральных классов от F до M».

Список литературы

1. A. C. Rizzuto, A. W. Mann, A. Vanderburg, A. L. Kraus, and K. R. Covey, *AJ*, **154**, 224, 2017.
2. T. J. David, E. E. Mamajek, A. Vanderburg, J. E. Schlieder, et al., *ArXiv e-prints*, 2018.
3. A. W. Mann, E. Gaidos, A. Vanderburg, A. C. Rizzuto, et al., *AJ*, **153**, 64, 2017.
4. I. S. Savanov and E. S. Dmitrienko, *Astron. Rep.*, **55**, 890, 2011.
5. I. S. Savanov and E. S. Dmitrienko, *Astron. Rep.*, **56**, 116, 2012.
6. I. S. Savanov and K. G. Strassmeier, *Astronomische Nachrichten*, **329**, 364, 2008.
7. E. S. Dmitrienko and I. S. Savanov, *Astron. Rep.*, **61**, 122, 2017.

Эволюция звезд населения II и изменение периода радиальных пульсаций после гелиевой вспышки

Фадеев Ю.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Проведены расчеты эволюции звезды с массой $0.8M_{\odot}$ от главной последовательности до горизонтальной ветви нулевого возраста. Отдельные модели эволюционной последовательности были использованы как начальные условия при решении уравнений радиационной гидродинамики и нестационарной турбулентной конвекции, описывающих радиальные звездные пульсации. Показано, что в течение трех последних максимумов энерговыделения, которые завершают гелиевую вспышку, эволюционный трек звезды несколько раз пересекает полосу пульсационной неустойчивости. Полученные теоретические оценки скорости изменения периода сравниваются с наблюдениями переменных типа RR Лиры в шаровом звездном скоплении М3.

Evolution of population II stars and radial pulsation period change after the helium flash

Fadeyev Yu.A.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract Evolutionary computations from the main sequence to the zero-age horizontal branch were done for the star with mass $0.8M_{\odot}$. Selected models of the evolutionary sequence were used as initial conditions in solution of the equations of radiation hydrodynamics and time-dependent turbulent convection for radial stellar oscillations. The evolutionary track is shown to cross the pulsational instability strip several times during the last three luminosity maxima of the helium flash. Obtained theoretical estimates of the period change rate are compared with observations of RR Lyrae variables in the globular cluster M3.

1. Введение

Один из наиболее важных тестов теории звездной эволюции связан с вековыми изменениями периода, которые наблюдаются у некоторых пульсирующих переменных звезд. Использование в таком случае теории звездных пульсаций позволяет установить эволюционный статус пульсирующей переменной звезды и определить ее фундаментальные

параметры. В настоящее время работы по определению скорости изменения периода охватывают пульсирующие переменные различных типов, колебания которых происходят как в радиальных, так и в нерадиальных модах [1].

Одними из наиболее многочисленных пульсирующих переменных, наблюдаемых в шаровых звездных скоплениях, являются звезды типа RR Лиры. По современным представлениям, это звезды с массой $M \approx 0.6M_{\odot}$, находящиеся на эволюционной стадии термоядерного горения гелия в ядре. Реакции 3α -процесса, в результате которых гелий превращается в углерод, начинаются в условиях сильного электронного вырождения, а слабая температурная зависимость давления вырожденного газа является причиной гелиевой вспышки, т.е. взрывообразного роста генерации энергии [2]. Значительные потери энергии из центральной части звезды вследствие нейтринного излучения приводят к тому, что сначала гелиевая вспышка охватывает слои около внешней границы вырожденного ядра. За первым максимумом энерговыделения в 3α -реакциях следуют еще несколько максимумов с постепенно убывающей амплитудой до тех пор, пока стационарное термоядерное горение гелия не достигнет центральной части звезды [3].

Во время первого максимума гелиевой вспышки энерговыделение водородного слоевого источника, который является основным источником светимости звезды, уменьшается настолько, что светимость звезды падает на два-три порядка величины. На диаграмме Герцшпрунга-Рессела (Г-Р) звезда покидает ветвь красных гигантов и перемещается в сторону горизонтальной ветви. Во время следующих максимумов энерговыделения гелиевых реакций эволюционный трек описывает петли, которые могут пересекать полосу пульсационной неустойчивости [4]. По оценкам, основывающимся на эволюционных расчетах, в шаровом скоплении М3 около 1.5% переменных типа RR Лиры находятся на заключительной стадии гелиевой вспышки с быстрыми изменениями периода пульсаций [5]. К сожалению, оценки скорости изменения периода \dot{P} на этой непродолжительной стадии эволюции никем не проводились. Цель данной работы заключается в том, чтобы на основе согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций определить характерные для этой стадии эволюции значения \dot{P} .

2. Результаты расчетов

В данной работе были проведены расчеты эволюции звезды с массой $0.8M_{\odot}$. Предполагалось, что начальные содержания гелия и более тя-

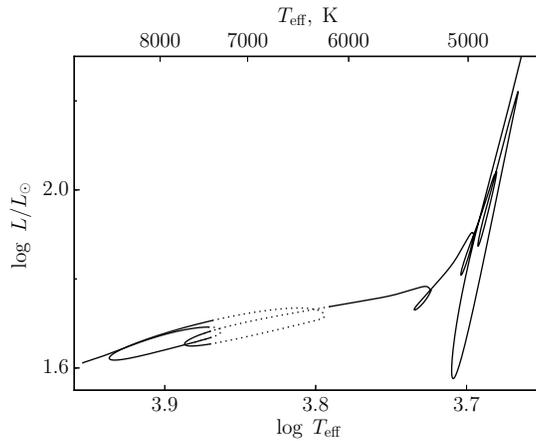


Рис. 1. Заключительный участок эволюционного трека после гелиевой вспышки на диаграмме Г-Р. Пунктирными линиями отмечены стадии пульсационной неустойчивости.

желтых элементов составляют $Y = 0.25$ и $Z = 0.001$, что соответствует составу звезд шарового звездного скопления М3 [6], а потеря массы описывается формулой Раймерса [7] при значении параметра $\eta_{\text{R}} = 0.45$. Отдельные модели эволюционной последовательности использовались как начальные условия при решении уравнений радиационной гидродинамики и нестационарной конвекции, описывающих радиальные звездные пульсации. Основные уравнения и метод их решения описаны в [8].

В момент основного максимума гелиевой вспышки ($L_{\text{He}} \approx 8 \times 10^9 L_{\odot}$) светимость звезды составляет $L \approx 2 \times 10^3 L_{\odot}$, поэтому для удобства графического представления на рис. 1 показан финальный участок эволюционного трека с конечной точкой, соответствующей стадии горизонтальной ветви нулевого возраста. Интерес представляют последние три максимума L_{He} , из-за которых эволюционный трек описывает петли вдоль горизонтальной ветви и несколько раз пересекает полосу пульсационной неустойчивости.

На рис. 2 показаны результаты гидродинамических расчетов нелинейных звездных пульсаций. Представлены графики изменения периода Π и логарифмической скорости изменения периода $\dot{\Pi}/\Pi$. Разрыв в

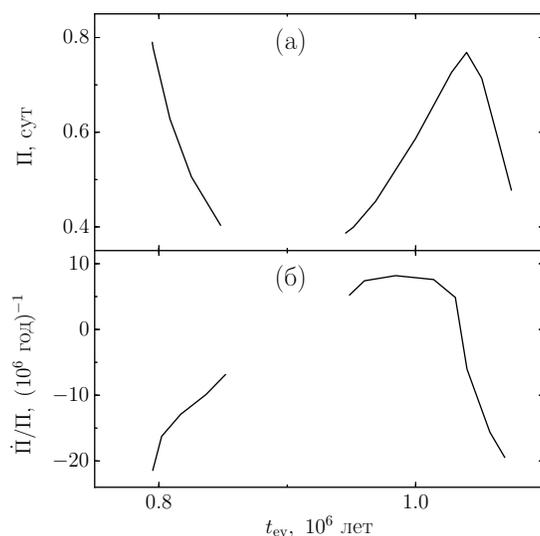


Рис. 2. Период радиальных пульсаций P (а) и логарифмическая скорость изменения периода \dot{P}/P (б) в функции времени эволюции t_{ev} , которое отсчитывается от основного максимума L_{He} .

графиках соответствует эволюции звезды за пределами полосы неустойчивости.

3. Заключение

Согласно расчетам звездной эволюции, скорость изменения периода пульсаций переменных типа RR Лиры на стадии стационарного термоядерного горения гелия составляет $|\dot{P}| < 0.1 \text{ сут}/(10^6 \text{ год})$ [9]. Наблюдательные оценки \dot{P} , приведенные в [10] для 77 звезд RR Лиры шарового скопления M3, не противоречат теории. Вместе с тем, заслуживает внимания переменная звезда V42, у которой скорость изменения периода более, чем на порядок, превосходит предел, установленный теорией ($\dot{P} = -1.132 \times 10^{-6} \text{ сут/год}$). Представляется очень вероятным, что переменная V42 принадлежит к числу звезд, которые находятся на стадии эволюции, непосредственно предшествующей началу стационарного термоядерного горения гелия в ядре.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН П-28, подпрограмма «Астрофизические объекты как космические лаборатории».

Список литературы

1. H. R. Neilson, J. R. Percy, and H. A. Smith, *JAASO*, **44**, 179, 2016.
2. M. Schwarzschild and R. Härm, *ApJ*, **136**, 158, 1962.
3. H.-C. Thomas, *Zeitschrift für Astrophys.*, **67**, 420, 1967.
4. M. Catelan, in F. Roig and D. Lopes, eds., *Graduate School in Astronomy: XI Special Courses at the National Observatory of Rio de Janeiro (XI CCE)*, *AIP Conf. Ser.*, volume 930, 39–90 (2007).
5. V. Silva Aguirre, M. Catelan, A. Weiss, and A. A. R. Valcarce, *A&A*, **489**, 1201, 2008.
6. M. Catelan, F. Grundahl, A. V. Sweigart, A. A. R. Valcarce, and C. Cortés, *ApJ*, **695**, L97, 2009.
7. D. Reimers, *Circumstellar envelopes and mass loss of red giant stars*, 229–256 (1975).
8. Y. A. Fadeyev, *MNRAS*, **449**, 1011, 2015.
9. R. A. Koopmann, Y.-W. Lee, P. Demarque, and J. M. Howard, *ApJ*, **423**, 380, 1994.
10. J. Jurcsik, G. Hajdu, B. Szeidl, K. Oláh, et al., *MNRAS*, **419**, 2173, 2012.

Фундаментальные параметры Полярной звезды — цефеиды с вековым изменением амплитуды пульсации

Сачков М.Е.¹, Канев Е.Н.¹, Клочкова В.Г.², Панчук В.Е.²

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, КЧР, Россия*

Абстракт На основе спектроскопических наблюдательных данных, полученных авторами на 6-м телескопе БТА САО РАН с привлечением опубликованных данных о лучевых скоростях и измерениях блеска, полученных другими авторами, произведена оценка пульсационного радиуса и моды пульсации ближайшей к Солнцу классической цефеиды — Полярной звезды.

Fundamental parameters of Polaris, the Cepheid with century-long pulsational amplitude changes

Sachkov M.E.¹, Kanev E.N.¹, Klochkova V.G.², Panchuk V.E.²

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

²*Special Astrophysical Observatory RAS, Nizhny Arkhyz, KChR, Russia*

Abstract Based on the original spectroscopic data obtained by authors using 6-m BTA telescope of SAO RAS and on published data on radial velocities and brightness we estimated a pulsational radius and a mode of pulsation of the nearest classical Cepheid Polaris.

1. Введение

Зависимость периода пульсации от светимости у классических цефеид является одной из важнейших эмпирических зависимостей астрономии, на которой основана шкала расстояний во Вселенной. Благодаря этому, к цефеидам постоянно приковано внимание исследователей. Полярная звезда (α Ursae Minoris) занимает особое место среди цефеид. Эта ближайшая к Солнцу и ярчайшая цефеида имеет относительно короткий период пульсации 3.969 суток. Т.е., она может служить основой для установления нуль-пункта зависимости «период-светимость». Вместе с тем, Полярная проявляет ряд существенных особенностей. Малая амплитуда пульсации и практически

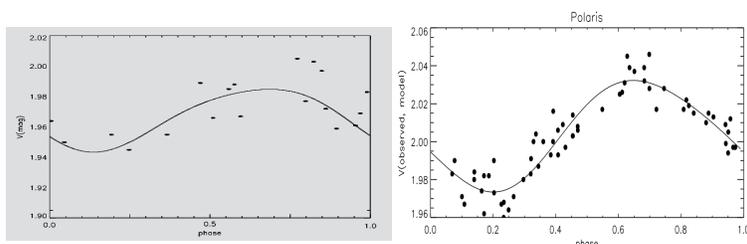


Рис. 1. Модельные (сплошная линия) и наблюдательные (точки) кривые блеска Полярной в полосе V по данным 1990 г. (слева) и 2010 г. Фаза пульсации представлена в долях периода 3.969 сут.

синусоидальная форма кривой блеска позволяют отнести ее к подклассу DCEPS. Большинство таких звезд пульсируют не в основном тоне, а в первом оберitone. В то же время, Полярная является членом двойной или тройной системы [1]. За более чем сто лет наблюдений амплитуда пульсаций Полярной по измерениям лучевых скоростей, существенно менялась, уменьшаясь от 12 км/с (измерения начала XX в.) до 0.4 км/с (измерения в 2000 г.), а затем увеличиваясь от этого значения до более чем 2 км/с к настоящему времени [2]. Целью нашей работы было посмотреть, как изменилось значение пульсационного радиуса этой цефеиды с 1990 до 2010 гг. при значительном изменении амплитуды пульсации, а также определить моду пульсации.

2. Радиус и мода пульсации

В настоящее время не существует однозначного мнения о том, в какой моде пульсирует Полярная. Гидродинамическое моделирование Полярной как короткопериодической цефеиды определяет, что она пульсирует в основном тоне (фундаментальной моде) [3]. Измерения параллакса Полярной с помощью инструментов космического телескопа им. Хаббла интерпретируются как пульсации во втором оберitone [1]. В то же время другое моделирование с использованием того же значения параллакса может аргументировать в пользу пульсаций в первом оберitone [4].

Нами проведена оценка радиуса Полярной на основе нашей модификации метода Бааде-Весселинка-Балоне. Суть метода: используя связь эффективной температуры и болометрической поправки с ис-

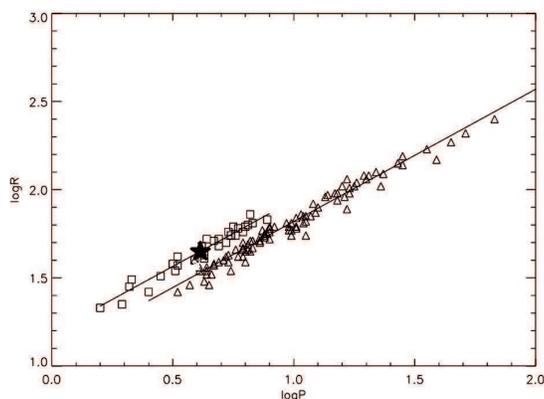


Рис. 2. Зависимость период-радиус классических цефеид по данным [9]. Положение Полярной (отмечено звездочкой) соответствует пульсациям первого обертона.

правленным за поглощение показателем цвета (например, $(B - V)_0$) выразить закон Стефана-Больцмана для светимости через непосредственно наблюдаемые величины $V, B - V, V_R$ для определения пульсационного радиуса звезды. Более подробно метод описан в работах [5, 6]. Результаты моделирования кривой блеска Полярной в 1990 и 2010 гг. представлены на рис. 1. Значение пульсационного радиуса Полярной по данным 1990 г. ($45 \pm 8 R_\odot$) в пределах ошибок определения совпадает со значением, полученным по данным 2010 года ($47 \pm 1 R_\odot$). Измерения лучевых скоростей проведены нами по спектрам, полученным на БТА в 2009–2011 гг. (150 спектров, 28 наблюдательных ночей). Наблюдения получены на спектрографе НЭС [7]. Данные по лучевым скоростям за 1990 г. взяты из каталогов, представленных в работе [8]. Значения блеска и показателей цвета взяты из базы данных AAVSO.

Метод определения мод пульсаций цефеид по их положению на диаграмме период-радиус предложен в [9]. Положение Полярной соответствует пульсациям первого обертона (рис. 2).

3. Заключение

Полученные значения пульсационного радиуса Полярной по данным 1990 и 2010 г. практически совпадают и позволяют сделать вывод о

неизменности радиуса, хотя амплитуда пульсаций в эти эпохи отличалась существенно. Полученные значения соответствуют пульсациям в первом оберitone.

Программа повышения точности доплеровских измерений на спектрографе NES поддержана грантом Правительства Российской Федерации №14.W03.31.0017.

Список литературы

1. H. E. Bond, E. P. Nelan, N. Ramage Evans, G. H. Schaefer, and D. Harmer, *ApJ*, **853**, 55, 2018.
2. I. A. Usenko and V. G. Klochkova, *MNRAS*, **387**, L1, 2008.
3. Y. A. Fadeyev, *MNRAS*, **449**, 1011, 2015.
4. R. I. Anderson, *ArXiv e-prints*, 2018.
5. M. E. Sachkov, A. S. Rastorguev, N. N. Samus', and N. A. Gorynya, *Astron. Lett.*, **24**, 377, 1998.
6. E. N. Kanev, *Astronomische Nachrichten*, **334**, 896, 2013.
7. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, and M. V. Yushkin, *Astron. Rep.*, **61**, 820, 2017.
8. N. A. Gorynya, N. N. Samus', M. E. Sachkov, A. S. Rastorguev, E. V. Glushkova, and S. V. Antipin, *Astron. Lett.*, **24**, 815, 1998.
9. M. E. Sachkov, *Astron. Lett.*, **28**, 589, 2002.

Переменные типа FU Ori: от пятнистых звезд к пятнистым дискам

Ибрагимов М.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Дается краткий обзор и анализ 40-летней истории фотометрических наблюдений переменных типа FU Ori (фуоры). Квазипериодические вариации блеска фуоров имеют две составляющие: долговременные (около 1600 дней, «большие периоды») и кратковременные вариации (20–500 дней, «малые периоды»). Большие периоды устойчивы, малые меняются со временем. Обсуждается постепенное увеличение значений (в 5–25 раз за 10–20 лет) и амплитуд малых периодов (в 10 раз за 10–20 лет). Для интерпретации малых периодов предложена гипотеза запятненного диска. Гипотеза позволяет объяснить наблюдаемые особенности малых периодов и получить важные количественные оценки. Получена оценка α -параметра (3×10^{-3} , первая в истории наблюдательная оценка этого параметра) и оценка изменения размеров излучающей области диска V1057 Cyg (от $\sim 20R_{\odot}$ в 1990 до $\sim 170R_{\odot}$ в 2010 г.). Проведена оценка изменения температурных контрастов для пятен на диске («поздние» пятна имеют на порядок больший контраст в сравнении с «ранними» пятнами).

FU Ori type variables: from spotted stars to spotted disks

Ibrahimov M.A.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract Brief review and analysis of 40 yrs of photometric observations of FU Ori type variables (FUors) was made. Quasiperiodic variations in FUor light curves have two components: long-term (~ 1600 days, “long periods”) and short-term variations ($\sim 20 - 500$ days, “short periods”). Long periods are stable, short ones change with time. Gradual increase of short period values and amplitudes (5–25 and 10 times in 10–20 yrs, respectively) is discussed. Spotted disk hypothesis is proposed to explain short periods. The hypothesis allows to account for observed features of short periods and to derive important quantitative estimates. Estimation of α -parameter (3×10^{-3} , first time made observational estimation of the parameter) and estimation of changes of V1057 Cyg radiative disk dimension (from $\sim 20R_{\odot}$ in 1990 to $\sim 170R_{\odot}$ in 2010) were obtained. Change of temperature contrasts for disk spots was estimated (“late” spots have by order of magnitude larger contrast in comparison with “early” spots).

1. Введение

Переменные звезды типа FU Ori (FUor или фуор) это эруптивные объекты в стадии эволюции до Главной последовательности (ГП). Феномен фуора заключается в том, что в результате фуорной вспышки типичная Т Тау-звезда с К-спектром повышает светимость на 4–6 величин, превращается в объект с F-G-спектром гиганта или сверхгиганта и сохраняет высокое состояние блеска в течение многих десятилетий. Предполагается, что фуорные вспышки являются рекуррентными и звезды в стадии до ГП могут претерпевать от десятков до сотен и тысяч фуорных вспышек. Поэтому природа и эволюция фуоров являются актуальными и важными для понимания основ ранней звездной эволюции.

В 1985 г. для фуоров была предложена модель «активного диска» [1], которая в настоящее время является общепризнанной. Она включает в себя три основных элемента — центральная звезда типа Т Тау ($\sim 0.5M_{\odot}$, $\sim 3R_{\odot}$), массивный протозвездный диск ($\sim 0.1M_{*}$, ~ 100 а.е., $\dot{M} \sim 10^{-8}M_{\odot}/\text{год}$) и протяженная общая оболочка. В рамках этой модели феномен фуора представляет собой процесс активации/деактивации диска. До вспышки диск деактивированный — пассивный переизлучающий диск вокруг карлика Т Тау-типа. После вспышки диск активированный — разогретый до звездных температур излучающий диск, излучение диска доминирует, излучение центральной звезды подавляется. Вспышка (увеличение темпа аккреции на 3–4 порядка до $\dot{M} \sim 10^{-4}M_{\odot}/\text{год}$) играет роль спускового механизма (триггера) для активации диска.

Наблюдения фуоров в целом подтверждают модель активного диска. При этом соотношение основных работ по спектральным и фотометрическим исследованиям фуоров составляет примерно 10:1. Причина «перекоса» в сторону спектральных исследований кроется в том, что наблюдаемые спектральные особенности и характеристики у разных фуоров в целом одинаковы и хорошо укладываются в модель активного диска. При этом фотометрическое поведение у разных фуоров заметно различается и не поддается однозначному описанию в принятой модели. За исключением факта фуорной вспышки на 4–6 величин, фотометрия фуоров в целом как бы «непонятна» и «неудобна» (отчего и «перекос» в статьях) для модели активного диска.

В период 1974–2011 гг. в основном усилиями российских астрономов Е.Н. Копацкой и А.А. Архарова (АИ СПбГУ/ГАО РАН), Е.А. Колотилова (КраО РАН/ГАИШ МГУ) и М.А. Ибрагимова (АИ АН РУз/ИНАСАН) ([2] и ссылки в ней) был набран представительный

и однородный материал по высокоточным многоцветным оптическим и инфракрасным фотометрическим наблюдениям трех классических фуоров FU Ori, V1057 Cyg и V1515 Cyg. Ниже излагаются результаты поиска (квази)периодических вариаций блеска фуоров на основе набранного материала и (пожалуй, впервые в литературе) дается их совокупная интерпретация в рамках модели активного диска.

2. Две составляющие в вариациях блеска фуоров

Анализ временных рядов фуоров свидетельствует о существовании двух основных составляющих — долговременных и кратковременных квазипериодических вариаций блеска. Долговременные вариации блеска (далее для простоты «большие периоды») имеют характерные времена $\sim 10^3$ дней и устойчивы (не меняются со временем). Кратковременные вариации блеска (далее «малые периоды») демонстрируют разные характерные времена от ~ 10 до $\sim 5 \times 10^2$ дней и эволюционируют со временем.

Большие периоды были установлены Хохолом и Тремко для FU Ori [3] (1937–1972 гг., 1645 дней), Ибрагимовым и Шевченко для V1057 Cyg [4] (1970–1990 гг., 1587 дней) и Кобацкой и др. для V1057 Cyg [2] (1995–2011 гг., 1631 день). Величина больших периодов составляет ~ 1600 дней (около 4.5 лет) и отражает, скорее всего, периодику в изменениях системы в целом или самого диска. Для объяснения больших периодов в рамках модели активного диска предложена гипотеза о периодической конденсации «новой пыли» на луче зрения из вещества, эжектируемого системой во время вспышки и после нее [5].

Исследования малых периодов фуоров привели к обнаружению их эволюции, которая состоит в следующем:

1) Для V1057 Cyg и V1515 Cyg наблюдается постепенное увеличение значения малых периодов. Увеличение периодов для V1515 Cyg за 10 лет составило от $\sim 10 - 20$ до ~ 100 дней. Увеличение периодов для V1057 Cyg за 20 лет составило от ~ 20 дней в 1990 г. к ~ 150 дням в 2000 г. и до ~ 500 дней в 2010 г.

2) Для V1057 Cyg и V1515 Cyg наблюдалось постепенное (и синхронное с увеличением периодов) изменение амплитуды малых периодов. Амплитуды за 10–20 лет с 1990-х по 2010-е годы увеличились в 10 раз от ~ 0.05 до ~ 0.5 mag.

Эволюция малых периодов у фуоров впервые была замечена и сообщена автором настоящей работы в 1995 г. (автореферат канд. дисс., ГАО РАН, Санкт-Петербург, 1995, стр. 11–12). Интерпретация наблюдаемой эволюции малых периодов приводится ниже.

3. Гипотеза запятненного диска

Для интерпретации малых периодов и их эволюции модель активного диска предлагается дополнить пятнами на диске. Из истории известно, что применение понятия пятен для молодых звездных объектов уже сыграло положительную роль (вращательная модуляция запятненных фотосфер молодых объектов). Предлагается распространить продуктивный пятненный подход на диски и по аналогии с запятненными фотосферами ввести представление о запятненном активном диске. Природа пятен не рассматривается в данной работе, краткое описание запятненного диска приведено ниже:

а) диск, как целое, представляет собой систему дисковых кольцевых сегментов (колец): кольцо находится на расстоянии R от центра, имеет размер $dR \ll R$ и нагрето до температуры (R);

б) пятно понимается как локализованная зона неоднородности в кольце: пятно привязано к кольцу, скорость пятна равна кеплеровской скорости кольца, пятно имеет характерный размер dr ($dr^2 \ll RdR$), температура пятна отличается от температуры кольца на величину dT , отношение dT/T представляет собой относительный контраст пятна.

В картине запятненного диска мелкомасштабная кривая блеска флуора интерпретируется как суперпозиция пятна или группы пятен, накладывающихся на общее фоновое излучение активного диска. Такая картина в сопоставлении с наблюдениями позволяет сделать следующие качественные выводы:

1) Малые периоды флуоров есть результат вращательной модуляции запятненного активного диска. Излучение диска модулируется кеплеровским вращением пятна (или группы пятен), расположенным на кольце (группе колец) и обладающим относительным контрастом dT/T .

2) На меньших интервалах от максимума вспышки отчетливее выражены пятна с меньшими расстояниями от центра диска («ранние пятна»). Ранние пятна имеют меньшие периоды и меньшие амплитуды (меньший относительный контраст dT/T). У V1057 Cyg и V1515 Cyg ранние пятна показывают периоды $\sim 10 - 20$ дней и амплитуды ~ 0.05 mag.

3) На больших интервалах от максимума вспышки (значительное ослабление общего блеска, случай V1057 Cyg) более выраженными становятся пятна с большими расстояниями от центра диска («поздние пятна»). Поздние пятна имеют большие периоды и большие амплитуды (большой относительный контраст dT/T). В случае

V1057 Cyg поздние пятна обладают периодом ~ 500 дней и амплитудой ~ 0.5 mag.

Ниже приводятся некоторые важные, впервые полученные количественные оценки для гипотезы запятненного диска.

Оценка α -параметра. Наблюдаемые малые периоды фуоров соответствуют так называемой динамической временной шкале диска (времена кеплеровского вращения диска). При этом наблюдаемое изменение малых периодов (от ~ 20 до ~ 500 дней на 20-летнем интервале 1990–2010 гг., случай V1057 Cyg) должно происходить в так называемой тепловой временной шкале диска (времена изменений температурной структуры в диске). Отношение между этими временами дает оценку α -параметра:

$$\alpha \sim t_{\text{dyn}}/t_{\text{th}} \sim 20^d / ((2010 - 1990) \times 365^d \cdot 25) \sim 3 \times 10^{-3}.$$

Полученная величина прекрасно согласуется с численными оценками α -параметра, полученными для дисков фуоров (от 10^{-2} до 10^{-4} с предпочтением значений в интервале $10^{-3} - 10^{-4}$). Полученная выше оценка α -параметра является первой в истории оценкой этой важной величины, определенной не косвенным путем численных подгонок, а напрямую из наблюдений.

Оценка размеров излучающей области активного диска V1057 Cyg. Ранние и поздние пятна V1057 Cyg показывают характерные периоды $P_{1990} \sim 20$ и $P_{2010} \sim 500$ дней, соответственно. Тогда по третьему закону Кеплера отношение характерных размеров для соответствующих зоны излучения раннего и позднего диска составляет:

$$R_{2010}/R_{1990} = (P_{2010}/P_{1990})^{2/3} \sim (500/20)^{2/3} \approx 8.5.$$

Таким образом, в пятенной картине текущий размер излучающего (в оптике) диска V1057 Cyg примерно на порядок больше его размера в прошлом. Популярная в 1990-е годы оценка характерного размера диска V1057 Cyg составляла $R_{1990} \sim 20R_{\odot}$ (например [6]). Отсюда следует, что на современном этапе у этого фуора излучают области диска с размерами $R_{2010} \sim 170R_{\odot}$. Изменение размеров излучающей области диска составило от ~ 0.1 до ~ 0.8 а.е.

Оценки температурных контрастов для ранних и поздних пятен. Из геометрии запятненного диска можно показать, что изменение амплитуды малых периодов не зависит от изменения размеров пятен и полностью определяется изменением температурных контрастов пятен. Тогда наблюдаемые амплитуды ранних и поздних пятен

Δm_{pp} и Δm_{np} можно записать как:

$$\Delta m_{\text{pp}} = -2.5 \lg[(\text{pp} + dT_{\text{pp}})/T_{\text{pp}}]^4 = -10 \lg(1 + (dT/T)_{\text{pp}}) \approx -0.05,$$

$$\Delta m_{\text{np}} = -2.5 \lg[(\text{np} + dT_{\text{np}})/T_{\text{np}}]^4 = -10 \lg(1 + (dT/T)_{\text{np}}) \approx -0.5.$$

После разложения в ряд (до квадратичных членов), решения полученных квадратных уравнений и отбора физически осмысленных решений получаем следующие оценки температурных контрастов для ранних и поздних пятен, соответственно:

$$(dT/T)_{\text{pp}} \sim 0.01, \quad (dT/T)_{\text{np}} \sim 0.1.$$

Таким образом, в картине запятненного диска наблюдаемое увеличение амплитуды малых периодов в 10 раз интерпретируется соответствующим увеличением температурного контраста между ранними и поздними пятнами в те же 10 раз.

Список литературы

1. L. Hartmann and S. J. Kenyon, *ApJ*, **299**, 462, 1985.
2. E. N. Kopatskaya, E. A. Kolotilov, and A. A. Arkharov, *MNRAS*, **434**, 38, 2013.
3. D. Chochol and J. Tremko, in L. V. Mirzoyan, ed., *Flare Stars, Fuors and Herbig-Haro Objects*, 240–244 (1980).
4. M. A. Ibragimov and V. S. Shevchenko, *Astrophysics*, **27**, 337, 1987.
5. E. A. Kolotilov, *Sov. Astron. Lett.*, **16**, 12, 1990.
6. G. H. Herbig, P. P. Petrov, and R. Duemmler, *ApJ*, **595**, 384, 2003.

Вспышки и пятна М карликов

Саванов И.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Высокоточные фотометрические наблюдения с космическим телескопом «Kepler» открыли широкие возможности исследования пятенной и вспышечной активности звезд поздних спектральных классов. Новые независимые наборы данных об активности карликов спектрального класса М дали возможность подтверждения полученных нами ранее выводов о корреляции параметров, характеризующих активность звезд. Исследованы диаграммы зависимостей между параметром нормированной энергии вспышки ($L_{\text{fl}}/L_{\text{bol}}$), вращением, числами Россби и запятненностью объектов.

Spots and flares on M dwarfs

Savanov I.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract High-precision photometric observations with the Kepler Space Telescope opened unprecedented opportunities to study the spots and flare activity of late type stars. New independent datasets for activity of M dwarfs made it possible to confirm the earlier conclusions about correlations of the stellar activity parameters. In our paper we analyse the relations between the normalized energy of the flare ($L_{\text{fl}}/L_{\text{bol}}$), rotation, spottedness and Rossby numbers.

1. Введение

Высокоточные фотометрические наблюдения с космическим телескопом «Kepler» предоставили беспрецедентные возможности исследования вспышечной активности звезд. К числу наиболее удивительных открытий в этой области следует отнести обнаружение 365 сверхвспышек (с энергиями $10^{33} - 10^{36}$ эрг) у 148 звезд спектрального класса G [1]. Эта работа впервые позволила выполнить статистические оценки параметров сверхвспышек для звезд этого спектрального класса, а также послужила началом многочисленных исследований вспышек на звездах по наблюдениям с телескопом «Kepler». Например, результаты нашего анализа звезд, обладающих сверхвспышками, опубликованы в [2, 3, 4]. Результаты обширных исследований вспышечной активности по наблюдениям с космическим телескопом «Kepler» можно найти также в исследованиях [5, 6].

Авторы [5] изучили 540 карликов спектрального класса М, для которых они проанализировали 103817 вспышек. В числе многих результатов было показано, что поведение рассматриваемого ими параметра нормированной энергии вспышки ($L_{\text{fl}}/L_{\text{bol}}$) сопоставимо с обнаруженным ранее для величин рентгеновской светимости: на диаграммах зависимости этих параметров от периода вращения объекта Р имеются режимы насыщения, сверхнасыщения и роста. Подобное поведение параметра запятненности от Р было установлено нами ранее в [7]. Было найдено, что максимум вспышечной активности наблюдается для карликов спектрального класса М4, что, в принципе, согласуется с предсказаниями теории турбулентного динамо. Авторы [5] сделали заключение о корреляции между величинами параметра, характеризующего амплитуду переменности блеска объекта R_{var} , и параметра, соответствующего нормированной энергии вспышки $L_{\text{fl}}/L_{\text{bol}}$.

В наших исследованиях вместо R_{var} мы предпочли использовать непосредственно величины найденного нами параметра запятненности объектов S. Параметр S определяется как отношение площади всех пятен на поверхности к площади всей видимой поверхности звезды. По предложенной нами методике оценки S ранее [7] мы выполнили анализ активности 1570 звезд-карликов спектрального класса М. Анализ выполнен на основе наблюдательного материала, полученного с космическим телескопом «Kerler». Было проведено изучение изменений параметра S с возрастом объектов и с периодом их вращения. К числу важнейших результатов анализа следует отнести наш вывод о том, что диаграмма, характеризующая связь параметра S и числа Россби R_o , повторяет классическую зависимость рентгеновской светимости активных звезд от величины R_o . Режим насыщения на этой диаграмме достигается при той же величине параметра R_o (насыщения) = 0.13. Полученная нами зависимость S– R_o в дальнейшем расширит возможности анализа зависимости рентгеновской светимости активных звезд от числа Россби и найдет применение для уточнения параметров, характеризующих действие динамо механизмов (например, уточнения числа динамо N_D).

2. Площади пятен, вращение и числа Россби

Независимый набор данных об активности карликов спектрального класса М (включающий информацию о их вспышечной активности) [5] дает, прежде всего, возможность независимого подтверждения основных заключений, сделанных нами в [7].

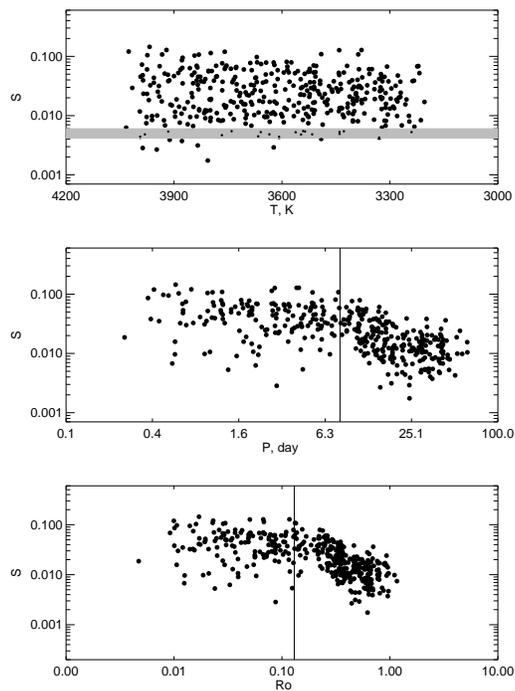


Рис. 1. Сверху: Зависимость запятненности S карликов спектрального класса M от эффективной температуры T_{eff} . Величины S выражены в долях от полной видимой поверхности звезды. Светлая полоса соответствует площади пятен на поверхности Солнца. Середина: Диаграмма зависимости параметра запятненности от периода вращения звезды. Вертикальная линия соответствует периоду вращения $P = 8$ суток. Внизу: Диаграмма зависимости параметра S от чисел Россби. Вертикальная линия соответствует Ro (насыщения) $= 0.13$.

На верхней части рис. 1 представлен график зависимости запятненности S (величины, которая может рассматриваться как индикатор магнитной активности звезды) от эффективной температуры T_{eff} для 392 объектов из [5] с наиболее надежно установленными параметрами. Активность рассматриваемых объектов достаточно высока, площадь пятен на их поверхности превосходит величину, характерную для Солнца, и может достигать 10% от полной видимой поверхности звезды.

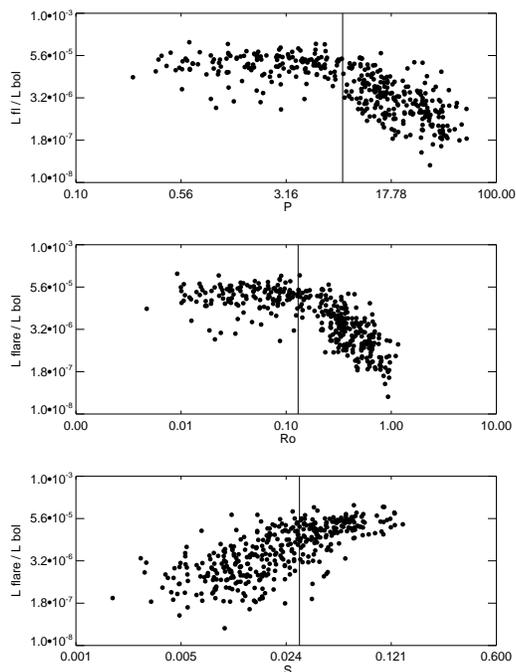


Рис. 2. Сверху: Диаграмма зависимости параметра $L_{\text{fl}}/L_{\text{bol}}$ от периода вращения звезды. Вертикальная линия соответствует периоду вращения $P = 8$ суток. Середина: Диаграмма зависимости параметра $L_{\text{fl}}/L_{\text{bol}}$ от чисел Россби. Вертикальная линия соответствует Ro (насыщения) = 0.13. Внизу: Диаграмма зависимости параметра $L_{\text{fl}}/L_{\text{bol}}$ от запятненности звезды. Вертикальная линия соответствует параметру $S = 0.04$.

В качестве следующего шага анализа мы рассмотрели диаграмму зависимости параметра запятненности от периода вращения звезды. Быстровращающиеся звезды более активны, у звезд с периодами вращения более 8–10 суток величина параметра S уменьшается и достигает постоянного уровня ($S = 0.011$ – 0.010).

Результаты сопоставления значений параметров S и Ro приводятся на нижней диаграмме рис. 1. По представленным данным можно сделать вывод о подтверждении нашего заключения в [7] о том, что характер зависимости параметров S и Ro повторяет классическую зависимость рентгеновской светимости активных звезд от числа Россби

(см., например, [8]). Авторы [8] (см. их рис. 2) выполнили анализ 824 звезд поздних спектральных классов с целью нахождения связи величин их рентгеновской светимости и периода вращения. Было установлено наличие трех режимов активности звезд: в случае Ro более 0.13 — ненасыщенный режим, режим насыщения для объектов с Ro менее 0.13 и режим сверхнасыщения у звезд с Ro менее 0.01 (в нашем случае он не наблюдается). На рис. 1 (внизу) вертикальная линия соответствует значению граничной величины Ro (насыщения) = 0.13.

3. Площади пятен и энергии вспышек

На рис. 2 представлены диаграммы, связывающие параметр нормированной энергии вспышки (L_{fl}/L_{bol}), вращение, числа Россби и запятненность для 392 объектов из [5]. Как и в случае соотношения параметров S и P , режим насыщения достигается у объектов с периодами вращения менее 8–10 суток. На наш взгляд, требует дальнейшего изучения вопрос о наличии уменьшения (сверхнасыщения) L_{fl}/L_{bol} для объектов с P менее 1 суток. Аналогичным характером обладает и зависимость L_{fl}/L_{bol} от чисел Россби. Отметим больший разброс в величинах L_{fl}/L_{bol} для объектов с Ro более $Ro(\text{насыщения}) = 0.13$. Таким образом, имеется общее согласие в выводах нашего исследования и [5] относительно характера зависимости L_{fl}/L_{bol} и Ro . В то же время данные аналогичной диаграммы, построенной по результатам [6] (рис. 8), не свидетельствуют о наличии режима насыщения, а параметр степенной зависимости L_{fl}/L_{bol} от чисел Россби существенно меньше по модулю ($\beta = -0.97$), чем найденный в [8] или установленный по данным [5] ($\beta = -2$). Причина расхождения остается пока не известной.

На рис. 2 (внизу) представлена диаграмма, связывающая L_{fl}/L_{bol} и вычисленные нами величины площади пятен на поверхности M карликов. Очевидна корреляция между этими параметрами: на звездах, обладающих большей запятненностью поверхности, происходят вспышки больших энергий. Зависимость, вероятно, не является монотонной, перелом (насыщение) происходит, начиная с величины параметра S более 0.04.

4. Заключение

Новые независимые наборы данных об активности карликов спектрального класса M позволили подтвердить сделанные нами ранее вы-

воды о корреляции параметров, характеризующих активность звезд. Изучены диаграммы, связывающие параметр нормированной энергии вспышки ($L_{\text{fl}}/L_{\text{bol}}$), вращение, числа Россби и запятненность объектов. Активность объектов рассматриваемой нами выборки достаточно высока, площадь пятен на их поверхности достигает 10% от полной видимой поверхности звезды. Показано, что быстровращающимся звездам свойственна большая активность. У звезд с периодами вращения более 8–10 суток величина параметра S уменьшается и достигает постоянного уровня ($S = 0.011\text{--}0.010$). Подтверждено сделанное нами ранее заключение о том, что характер зависимости параметров S и R_{oc} повторяет классическую зависимость рентгеновской светимости активных звезд от числа Россби. Показано, что на звездах, обладающих большей запятненностью поверхности, происходят вспышки больших энергий. Зависимость не является монотонной, перелом происходит, начиная с величины параметра S более 0.04.

Работа поддержана грантом РФФИ 17-52-45048 ИНД-а «Вспышки и активность звезд спектральных классов от F до M».

Список литературы

1. H. Maehara, T. Shibayama, S. Notsu, Y. Notsu, et al., *Nature*, **485**, 478, 2012.
2. I. S. Savanov, *Astrophysical Bulletin*, **70**, 292, 2015.
3. I. S. Savanov and E. S. Dmitrienko, *Astron. Rep.*, **59**, 879, 2015.
4. I. S. Savanov and E. S. Dmitrienko, *Astrophysical Bulletin*, **71**, 59, 2016.
5. H. Yang, J. Liu, Q. Gao, X. Fang, et al., *ApJ*, **849**, 36, 2017.
6. J. R. A. Davenport, *ApJ*, **829**, 23, 2016.
7. E. S. Dmitrienko and I. S. Savanov, *Astron. Rep.*, **61**, 122, 2017.
8. N. J. Wright, J. J. Drake, E. E. Mamajek, and G. W. Henry, *ApJ*, **743**, 48, 2011.

Классические цефеиды в ультрафиолете: данные проекта GALEX

Сачков М.Е.¹, Бертоне Э.², Чавез М.²

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Национальный институт астрофизики, оптики и электроники им.
Луиса Энрике Эрро, Пуэбла, Мексика*

Абстракт В данной работе впервые представлена ультрафиолетовая кривая блеска классической цефеиды с полным покрытием по фазам пульсации. Данные получены для звезды V1154 Cyg при выполнении обзора Galaxy Evolution Explorer (GALEX) Complete All-Sky UV Survey Extension (CAUSE) в фотометрической полосе GALEX NUV (1771–2831 ÅÅ). Амплитуда кривой блеска в УФ почти в 4 раза больше амплитуды кривой блеска в полосе R Джонсона и, следовательно, гораздо чувствительнее к изменению эффективной температуры звезды при пульсации. Использование УФ-данных позволяет значительно повысить точность определения фундаментальных параметров цефеиды, таких как радиус, и, следовательно, дает ключ к уточнению расстояния до таких звезд.

Classical Cepheids in ultraviolet: GALEX data

Sachkov M.E.¹, Bertone E.², Chavez M.²

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

²*Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica Luis Enrique Erro,
Puebla, Mexico*

Abstract In this paper we present for the first time well-sampled ultraviolet light curve of a classical Cepheid. Data were obtained for the star V1154 Cyg of the Galaxy Evolution Explorer (GALEX) Complete All-Sky UV Survey Extension (CAUSE) in the photometric waveband GALEX NUV (1771–2831 ÅÅ). An amplitude of UV light curve is about 4 times larger than that in Johnson R and hence it is much more sensitive to the effective temperature change during pulsation cycle. Using of UV data allows to increase an accuracy of Cepheid fundamental parameter estimation such as radius and hence this is a key to distance determination.

1. Введение

Зависимость «период-светимость» у классических цефеид является основой шкалы расстояний во Вселенной, благодаря чему к этим объектам постоянно приковано внимание исследователей. Подавляющее большинство наблюдательных данных для этих объектов получено

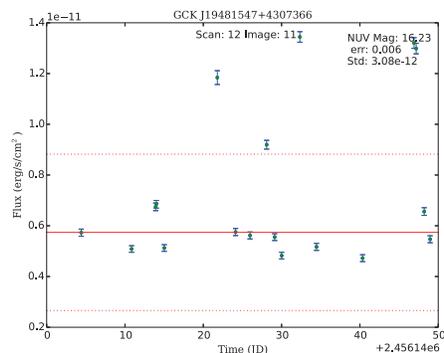


Рис. 1. Данные измерений блеска цефеиды V1154 Cyg после экстракции изображений.

в оптическом диапазоне длин волн. По УФ-данным для звезд типа RR Lyr известно, что амплитуды кривых блеска в ультрафиолете (УФ) на несколько звездных величин больше, чем в оптических длинах волн [1]. Для классических цефеид должно быть справедливо приблизительно такое же соотношение. Достаточно необычным является тот факт, что практически отсутствуют кривые блеска в УФ-диапазоне для классических цефеид с полным покрытием кривой блеска по фазам пульсации. В данной работе мы представляем уникальные результаты, восполняющие данный пробел.

2. Наблюдательные данные

Космическая УФ-обсерватория GALEX (Galaxy Evolution Explorer) была запущена на орбиту в 2003 г., и ее работа поддерживалась NASA до 2011 г. [2].

После этого миссия функционировала как частная космическая обсерватория для Caltech, пока в июне 2013 г. ее работа не была прекращена. Во время этой фазы был проведен ряд обзоров под общим именем GALEX Complete All-Sky UV Survey Extension (CAUSE). Во время проведения одного из них, обзора GALEX-CAUSE Kepler survey (GCK), были получены данные для объектов поля зрения космической миссии «Kepler». Основная фотометрическая полоса данного обзора — GALEX Near UV (NUV, 1771–2831 Å). Наблюдения проводи-

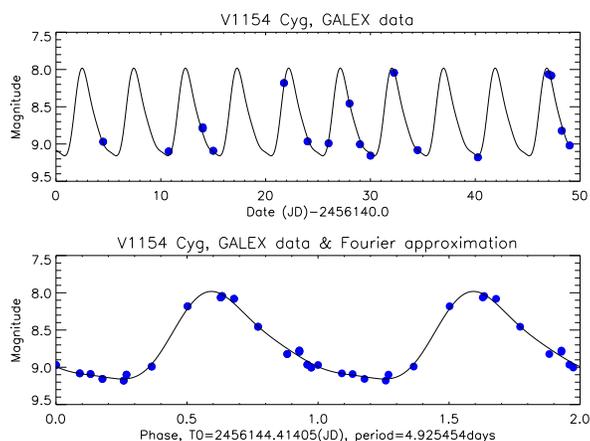


Рис. 2. Кривая блеска в полосе GALEX NUV цефеиды V1154 Cyg.

лись в августе-сентябре 2012 г. Всего было получено приблизительно по 20 наблюдений каждого поля зрения с равными промежутками времени между наблюдениями. Всего были получены данные для 669928 объектов. Обработка данных проводилась по стандартной процедуре GALEX pipeline [3]. В поле зрения «Kepler» расположена только одна классическая цефеида V1154 Cyg [4]. Для нее впервые появилась возможность получения ультрафиолетовой кривой блеска (см. рис. 1).

3. Ультрафиолетовая кривая блеска

Вычисление звездных величин GALEX NUV проводилось по стандартной процедуре [3]. Кривые блеска представлены на рис. 2.

Сравнение данных миссии «Kepler» для цефеиды V1154 Cyg [4] и УФ-данных представлено на рис. 3.

Нами проведена оценка радиуса цефеиды V1154 Cyg с использованием УФ-данных и данных миссии «Kepler» на основе нашей модификации метода Бааде-Весселинка-Балоне. Суть метода: используя связь эффективной температуры и болометрической поправки с исправленным за поглощение показателем цвета (например, $(B - V)_0$) выразить закон Стефана-Больцмана для светимости через непосредственно наблюдаемые величины NUV , $NUV - R$, V_R для определения

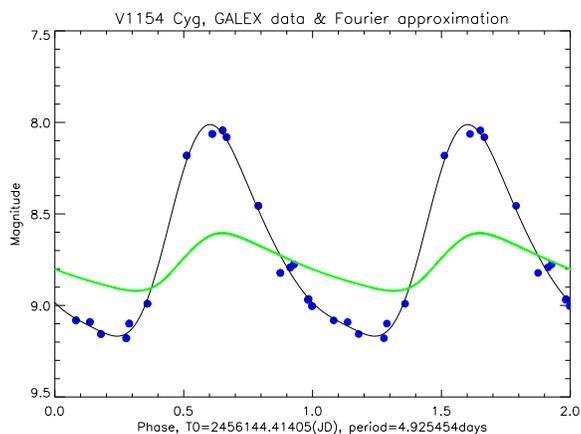


Рис. 3. Кривая блеска цефеиды V1154 Cyg в полосе GALEX NUV (точки; аппроксимация полиномом) и фотометрической полосе «Kerler» (сплошная линия меньшей амплитуды).

пульсационного радиуса звезды. Более подробно метод описан в работах [5, 6]. Амплитуда кривой блеска в УФ почти в 4 раза больше амплитуды кривой блеска в полосе, близкой к R Джонсона и, следовательно, гораздо чувствительнее к изменению эффективной температуры звезды при пульсации. Значение пульсационного радиуса $38 \pm 1 R_{\odot}$). Использование УФ-данных позволяет значительно повысить точность определения фундаментальных параметров цефеиды, таких как радиус. Точность повышена более чем в 2 раза в сравнении с нашей оценкой, полученной по оптическим данным [7]. Увеличение точности определения радиусов цефеид с использованием УФ-данных дает ключ к уточнению расстояния до таких звезд.

4. Заключение

Полученные УФ-данные для классических цефеид позволяют значительно увеличить точность определения их радиусов и открывают путь к уточнению шкалы расстояний цефеид, получаемой независимо от шкалы расстояний рассеянных скоплений.

Авторы выражают благодарность Е.Н. Каневу (ИНАСАН) за помощь при оформлении рисунков к данной статье.

Список литературы

1. J. T. Bonnell and R. A. Bell, *PASP*, **97**, 236, 1985.
2. L. Bianchi, *Ap&SS*, **354**, 103, 2014.
3. M. Olmedo, J. Lloyd, E. E. Mamajek, M. Chávez, E. Bertone, D. C. Martin, and J. D. Neill, *ApJ*, **813**, 100, 2015.
4. E. Kanev, I. Savanov, and M. Sachkov, in *European Physical Journal Web of Conferences, European Physical Journal Web of Conferences*, volume 101, 06036 (2015).
5. M. E. Sachkov, A. S. Rastorguev, N. N. Samus', and N. A. Gorynya, *Astron. Lett.*, **24**, 377, 1998.
6. E. N. Kanev, *Astronomische Nachrichten*, **334**, 896, 2013.
7. M. E. Sachkov, *Astron. Lett.*, **28**, 589, 2002.

Хромосферная активность звезды FK Com. Спектральные наблюдения

Пузин В.Б.¹, Саванов И.С.¹, Дмитриенко Е.С.²

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва, Россия*

Абстракт Представлены результаты новых спектральных наблюдений хромосферно-активной звезды позднего спектрального класса FK Com в 2014 и 2015 гг. Рассмотрена эволюция профилей линии H_{α} в спектре FK Com. Показано, что профили обладают сложной структурой и претерпевают изменения в течении одного наблюдательного сета, а также от сета к сету.

Chromospheric activity of the star FK Com. Spectral observations

Puzin V.B.¹, Savanov I.S.¹, Dmitienko E.S.²

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

²*Sternberg Astronomical Institute MSU, Moscow, Russia*

Abstract We present results of spectral observations of the chromospheric-active star FK Com. We perform the spectral high-resolution observations in 2014 and 2015. The evolution of the H_{α} line profiles in the FK Com spectra are considered. It is shown that the profiles have a complex structure and undergo changes during one observational set and from the set to the grid.

1. Введение

Звезда FK Com является прототипом звезд типа FK Com и их ярчайшим представителем. Звезды типа FK Com — это крайне малочисленная группа одиночных быстро вращающихся гигантов спектральных классов G-K. С уверенностью к ним причислены всего лишь три звезды: FK Com, V1794 Cyg (HD 199178) и ET Dra (BD+70959). Другие звезды, ранее отнесенные к данной группе, обладают двойственностью и были исключены из нее. В [1, 2] по фотометрическим данным наблюдений с космического телескопа «Kerler» нами были выбраны и изучены восемь звезд, параметры которых соответствуют звездам типа FK Com и которые могут рассматриваться, как потенциальные кандидаты для включения в эту группу. Для установления принад-

лежности к ней для этих кандидатов запланированы спектральные наблюдения.

Прототипом группы является одиночная звезда FK Com спектрального класса G5 III-G4III, обладающая сильной хромосферной активностью [3, 4]. Это быстро вращающийся гигант с значением проекции скорости вращения на луч зрения $v \sin i = 159 - 162$ км/с. Установлено, что FK Com обладает заметным дифференциальным вращением, параметр дифференциального вращения равен $\Delta\Omega = 0.08$ рад/сут. Эффективная температура фотосферы звезды составляет $T_{\text{эф}} = 5000 \pm 270$. Фотосфера покрыта холодными пятнами (областями) с температурой на 600–1200 К ниже, чем у остальной поверхности. Данные, приведенные выше, получены в цикле работ [3, 5, 6, 7, 4, 8, 9].

Фотометрическим исследованиям звезды FK Com посвящены многочисленные публикации. На основании двадцатипятилетних фотометрических наблюдений было выявлено изменение долготы активной области (примерно на 180°), в дальнейшем получившее название «флип-флопа» [10]. В ряде исследований были найдены циклы активности FK Com продолжительность от нескольких лет до десятилетия, однозначной величины цикла активности установлено не было [11, 12, 8]. Спектр звезды обладает эмиссионными линиями H и K CaII, водородными линиями бальмеровской серии, которые показывают значительную переменность. По данным спектрополяриметрических наблюдений установлено наличие магнитного поля, которое изменялось в период наблюдений от минус ста гаусс до почти трехсот [13, 14, 15].

2. Наблюдения

В 2014 и 2015 гг. нами были проведены спектральные наблюдения высокого разрешения звезды FK Com. При наблюдениях использовался эшелльный спектрограф МАЭСТРО в фокусе кудэ телескопа «Цейсс-2000» обсерватории пик Терскол, ИНАСАН. Спектральное разрешение составляло $R \approx 45000$. Регистрация спектров производилась с ПЗС камерой с чипом размером 1242×1152 пикселя, размер пикселя 22.5×22.5 мкм. Наблюдения сопровождалась стандартными калибровками (кадры bias, лампы плоского поля), для калибровки длин волн использовался спектр ThAr-лампы. Обработка спектров производилась с применением программного пакета DECH. После стандартного процесса обработки спектров они были нормированы.

3. Результаты

Анализ полученного спектрального материала включает исследования переменности с фазой вращения набора эмиссионных линий и ряда спектральных диапазонов, наиболее часто используемых при доплеровском картировании FK Com. Ниже представлены предварительные результаты нашего исследования, характеризующие общий характер эволюции активности звезды. В качестве примера на рис. 1 приведены профили линии H_{α} . Каждый из отдельных графиков содержит профили линии, полученные в течении одного наблюдательного сета (май 2014 г., декабрь 2014 г., май 2015 г.).

Эмиссионные профили претерпевают изменения, как в течении одного наблюдательного сета, так и от сета к сету. Профили имеют двугорбую структуру с провалом, которая вероятно является результатом наличия околос звездного диска. Сложная структура профиля линии H_{α} указывает на большую околос звездную активность звезды, содержит указания на проявление протуберанцев, факелов. Двугорбый профиль претерпевает изменения, что свидетельствует о нестационарности околос звездного диска, вызванной процессами в самом диске. Кроме того, значительные изменения профиля, в том числе происходящие на коротких временных интервалах, могут быть вызваны активностью звезды.

Вспышки на разных участках поверхности звезды могут приводить к неравномерному прогреву диска. Предыдущие исследования показали [13], что профили H_{α} показывают повышенную эмиссию на фазах, совпадающих с фотосферными пятнами, и минимальную на фазах с минимальной запытенностью. В работе [16] проведены исследования связи между хромосферной и фотосферной активностью звезды FK Com. Исследования спектров низкого разрешения, содержащих линию H_{α} , показали, что изменения в хромосфере могут происходить на временном масштабе в несколько часов и менее. Было обнаружено существование протуберанцев на высоте до одного и более радиуса звезды, которые остаются стабильными на протяжении нескольких недель. Часто протуберанцы не связаны с холодными областями фотосферы. Найдена антикорреляция вращательной модуляции эмиссии H_{α} с кривыми блеска.

Наши новые наблюдения показали, что установленные нами изменения формы профилей линии H_{α} аналогичны опубликованным ранее [13, 9, 16]. Среди них можно найти подобные как по форме, так и по интенсивности.

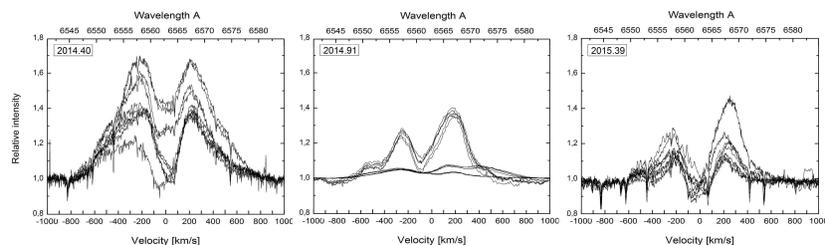


Рис. 1. Профили линии H_{α} , полученные по наблюдениям в мае 2014 г., декабре 2014 г. и мае 2015 г.

4. Выводы

Представлены результаты наших новых спектральных наблюдений хромосферно-активной звезды позднего спектрального класса FK Com в 2014 и 2015 гг. и рассмотрена эволюция профилей линии H_{α} в спектре FK Com. По нашему заключению, несмотря на общий характер ослабления активности после 2010 г. [16], в мае 2014 г. звезда находилась в активном состоянии, в декабре 2014 г. ее активность уменьшилась, и в мае 2015 г. она, по-видимому, снова начала возрастать.

Наблюдения выполнены на УНУ телескопе «Цейсс-2000» ЦКП Терскольской обсерватории ИНАСАН.

Список литературы

1. V. B. Puzin, I. S. Savanov, and E. S. Dmitrienko, *Astron. Rep.*, **58**, 471, 2014.
2. V. B. Puzin, I. S. Savanov, and E. S. Dmitrienko, *Astron. Rep.*, **61**, 693, 2017.
3. H. Korhonen, S. V. Berdyugina, T. Hackman, R. Duemmler, I. V. Ilyin, and I. Tuominen, *A&A*, **346**, 101, 1999.
4. H. Korhonen, S. V. Berdyugina, T. Hackman, I. V. Ilyin, K. G. Strassmeier, and I. Tuominen, *A&A*, **476**, 881, 2007.
5. H. Korhonen, S. V. Berdyugina, T. Hackman, K. G. Strassmeier, and I. Tuominen, *A&A*, **360**, 1067, 2000.
6. H. Korhonen, S. V. Berdyugina, I. Tuominen, M. I. Andersen, et al., *A&A*, **374**, 1049, 2001.
7. H. Korhonen, S. V. Berdyugina, and I. Tuominen, *A&A*, **390**, 179, 2002.
8. K. Oláh, H. Korhonen, Z. Kővári, E. Forgács-Dajka, and K. G. Strassmeier, *A&A*, **452**, 303, 2006.

9. K. Vida, H. Korhonen, I. Ilyin, K. Oláh, M. Andersen, and T. Hackman, *IAU General Assembly*, **22**, 2242103, 2015.
10. L. Jetsu, J. Pelt, and I. Tuominen, *A&A*, **278**, 449, 1993.
11. T. Hackman, J. Pelt, M. J. Mantere, L. Jetsu, et al., *A&A*, **553**, A40, 2013.
12. Z. Kolláth and K. Oláh, *A&A*, **501**, 695, 2009.
13. H. Korhonen, S. Hubrig, S. V. Berdyugina, T. Granzer, T. Hackman, M. Schöller, K. G. Strassmeier, and M. Weber, *MNRAS*, **395**, 282, 2009.
14. V. B. Puzin, I. S. Savanov, I. I. Romanyuk, E. A. Semenko, and E. S. Dmitrienko, *Astrophysical Bulletin*, **69**, 321, 2014.
15. V. B. Puzin, I. S. Savanov, E. S. Dmitrienko, I. I. Romanyuk, E. A. Semenko, I. A. Yakunin, and A. Y. Burdanov, *Astrophysical Bulletin*, **71**, 189, 2016.
16. K. Vida, H. Korhonen, I. V. Ilyin, K. Oláh, M. I. Andersen, and T. Hackman, *A&A*, **580**, A64, 2015.

Цфеиды Галактики: 30 лет мониторинга лучевых скоростей

Расторгуев А.С.², Горыня Н.А.^{1,2}, Самусь Н.Н.¹,
Заболотских М.В.²

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

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

Абстракт Приведен ряд результатов многолетней программы измерения лучевых скоростей цефеид северного неба с использованием корреляционного спектрографа — Измерителя лучевых скоростей (ИЛС) конструкции А.А. Токовина.

Galactic Cepheids: 30 years of radial velocity monitoring

Rastorguev A.S.², Gorynya N.A.^{1,2}, Samus N.N.¹, Zabolotskikh M.V.²

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

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

Abstract Some results of the long-lasting program of radial velocity measurements of northern Cepheids with the correlation spectrograph — Radial-Velocity Meter designed by A.A. Tokovinin are presented.

1. Введение

Лучевая скорость представляет собой одну из важнейших наблюдательных характеристик звезды, которую можно использовать не только в кинематических, но и астрофизических исследованиях. Спектроскопическое определение лучевой скорости — довольно трудоемкая задача, поэтому даже в настоящее время объем данных о лучевых скоростях звезд значительно уступает объемам многоцветных фотометрических данных, полученным в ходе успешного выполнения таких «всеобъемлющих» проектов, как 2MASS, WISE, SDSS и PanSTARRS; соответствующие фотометрические каталоги содержат многие сотни миллионов звезд. В то же время с помощью мультиобъектных спектрографов SDSS [1], RAVE [2] и LAMOST [3], несмотря на их высочайшую производительность, измерены высокоточные лучевые скорости немногих миллионов звезд. По этой причине задача массового опре-

деления лучевых скоростей звезд на протяжении многих десятилетий оставалась актуальной.

В 1984–1986 гг. А.А. Токовининым в ГАИШ МГУ был сконструирован корреляционный спектрограф — Измеритель лучевых скоростей (ИЛС) [4], близкий аналог спектрографа CORAVEL [5]. Этот высокоэффективный прибор с физической маской — репликой эшелюного спектра Арктура (К1 III) — до сих пор успешно функционирует в Симеизской обсерватории КРАО РАН. Он предназначен для наблюдений в касегреновском фокусе малых рефлекторов, и с его помощью могут эффективно измеряться лучевые скорости звезд спектральных классов позднее F5 V, а в ряде случаев и более горячих гигантов F0–F4 III. Предельная величина в основном составляет 11 – 12^m(V) и в исключительных случаях достигает 14^m(V). За характерную экспозицию спектра ~10 мин. достигается предельная точность измерений (по внешней сходимости) для ярких звезд до 0.3 км/с. В лучшие ночи благодаря высокой эффективности ИЛС удавалось измерять до 100 лучевых скоростей.

Пилотные наблюдения были проведены в 1985 г. С тех пор ИЛС в основном использовался на телескопах Московской и Майданакской обсерваторий и в Крымской лаборатории ГАИШ МГУ. С 1991 г. наблюдения ведутся на телескопе «Цейсс-1000» Симеизской обсерватории КРАО, и в 2002–2017 гг. весь наблюдательный материал был получен Н.А. Горыней. За неполные 32 года наблюдений с ИЛС в течение 2158 наблюдательных ночей было выполнено 33544 измерения лучевых скоростей звезд различных типов в рамках целого ряда совместных наблюдательных программ ГАИШ МГУ и ИНАСАН.

2. Двойные и кратные звезды

В 1985–2000 гг. А.А. Токовининым, М.Г. Смеховым, Н.И. Шатским, Н.А. Горыней, а в 2001–2017 гг. Н.А. Горыней было получено около 7000 лучевых скоростей приблизительно для 700 компонентов двойных и кратных систем, определены около 100 новых спектроскопических орбит. Результаты исследования двойных и кратных звезд включены в каталоги [6, 7] и продолжают публиковаться [8].

3. Цефеиды северного неба

Наиболее масштабной и результативной стала программа мониторинга лучевых скоростей цефеид. За все время наблюдений было получено более 13130 измерений лучевых скоростей 180 цефеид северного

неба, в том числе 7 бимодальных и 21 спектрально-двойных (в среднем более 70 на звезду). Впервые были выведены детальные фазовые кривые лучевых скоростей 89 цефеид. Только в 2002–2017 гг. на телескопе «Цейсс-1000» Симеизской обсерватории Н.А. Горыня получила свыше 7000 измерений лучевых скоростей цефеид. Результаты измерений 1986–1998 гг., опубликованы в каталогах [9, 10, 11]. Этот массив однородных высокоточных измерений лучевых скоростей цефеид является самым обширным в мире.

Плотное покрытие по фазам позволяет надежно вычислять коэффициенты Фурье-разложения, используемые, в частности, для классификации цефеид по модам пульсаций и определения их радиусов и светимостей методом Бааде-Беккера-Весселинка. По данным для 36 одиночных цефеид впервые удалось проследить изменение формы кривых лучевых скоростей с периодом и построить аналог известной последовательности Герцшпрунга для кривых блеска цефеид; эти выводы важны с точки зрения наблюдательной проверки теории звездных пульсаций. Благодаря многолетнему мониторингу удалось открыть спектральную двойственность цефеид MW Cyg, VZ Cyg, VY Cas, подтвердить двойственность еще 18 цефеид, определить их орбитальные параметры и по функции масс оценить минимальную массу спутника, а также экстрагировать из наблюдений пульсационные кривые лучевых скоростей [10, 12, 13].

4. Кинематика цефеид

Благодаря наличию зависимости «период-светимость» цефеиды считаются хорошими «стандартными свечами», позволяющими определять до них фотометрическое расстояние с точностью не хуже 10–15%. При наличии высокоточных собственных движений и средних лучевых скоростей цефеид удастся по пространственным скоростям построить кривую вращения молодого диска Галактики и определить набор кинематических параметров, включающий дисперсии скоростей и peculiarную скорость Солнца (а иногда и параметры спирального узора), а также уточнить нуль-пункт их шкалы расстояний методом статистических параллаксов [14, 15], опирающимся на принцип максимального правдоподобия.

Для решения задачи использовано около 230 цефеид с измеренными средними лучевыми скоростями и высокоточными собственными движениями, взятыми из каталога GAIA DR1 TGAS [16]. Ошибки компонентов собственного движения составили 0.03 – 0.20 мсд/год. Расстояния цефеид были вычислены по зависимости «период-свети-

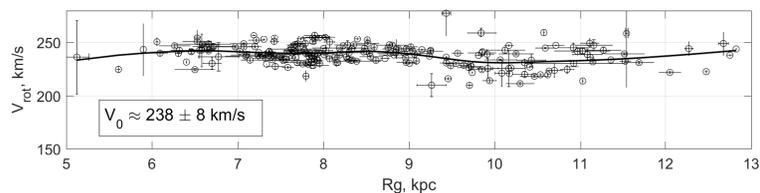


Рис. 1. Плоская кривая вращения системы цефеид Галактики. Скорость вращения на солнечном расстоянии (238 ± 8) км/с. Ошибки большинства тангенциальных скоростей меньше размера значков.

мость», выведенной по тригонометрическим параллаксам 14 цефеид, наблюдавшихся с FGS3 HST [17], с использованием параметров многоцветных кривых блеска из работы [18] и усредненных избытков цвета, сводка которых приведена в базе данных [19]¹. Цефеиды были разделены на 2 группы с граничным значением периода $\sim 7^d$, выбранным из тех соображений, что в БМО и ММО все цефеиды с $P > 7^d$ пульсируют в основном тоне. Вычисления для модели поля пространственных скоростей, включающей дифференциальное вращение и малые возмущения от спирального узора, а также вычисления ошибок кинематических параметров проводились в соответствии с алгоритмом, описанным в [15], отдельно для обеих групп цефеид, насчитывающих 122 ($P < 7^d$) и 109 ($P > 7^d$) объектов.

Шкалы расстояний цефеид коротко- и долгопериодической групп оказались соответственно в 1.10 ± 0.025 и 1.05 ± 0.025 раз короче оптимальной, найденной методом статистических параллаксов. Различие связано с тем, что в короткопериодической группе имеются невыявленные обертоновые цефеиды [14] (проведенное методом Монте-Карло моделирование показало, что число таких цефеид в короткопериодической группе может составлять 15–20). После приведения обеих групп к единому масштабу цефеидных расстояний вычисления были повторены для полной выборки. На рис. 1 показана кривая вращения системы цефеид (для расстояния до центра Галактики 8.2 кпк).

Компоненты пекулярной скорости Солнца (U_0 V_0 W_0) $\approx (11.1 \pm 1.1$ 13.7 ± 0.9 $7.5 \pm 0.6)$ км/с, постоянные по радиусу дисперсии радиальной и вертикальной скоростей (σ_U σ_W) $\approx (12.7 \pm 0.7$ $6.4 \pm 0.6)$ км/с. Локальная угловая скорость вращения составляет $\omega_0 \approx 29.0 \pm$

¹http://www.astro.utoronto.ca/DDO/research/cepheids/table_colourexcess.html

0.6 км/с/кпк. Амплитуды радиального и тангенциального возмущений скорости от спирального возмущения гравитационного потенциала равны ($f_R f_\Theta$) $\approx (-2.9 \pm 1.0 + 1.8 \pm 1.2)$ км/с, угол закрутки спиральных рукавов и фазовый угол Солнца соответственно равны ($i \chi_0$) $\approx (-10.6 \pm 1.8 \quad 145 \pm 19)$ градусов. Все найденные параметры находятся в хорошем согласии с результатами исследования кинематики мазеров (с учетом различий средних возрастов цефеид и молодых мазерных источников, из-за чего компоненты дисперсии скоростей для выборки цефеид несколько больше, а амплитуды возмущений меньше по сравнению с соответствующими значениями для мазеров), а геометрические параметры кинематического спирального узора вдобавок хорошо согласуются с результатами анализа пространственного распределения цефеид [20].

Работа частично поддержана грантом РФФИ 18-02-00890.

Список литературы

1. S. Alam, F. D. Albareti, C. Allende Prieto, F. Anders, et al., *ApJS*, **219**, 12, 2015.
2. A. Kunder, G. Kordopatis, M. Steinmetz, T. Zwitter, et al., *AJ*, **153**, 75, 2017.
3. A.-L. Luo, Y.-H. Zhao, G. Zhao, L.-C. Deng, et al., *VizieR Online Data Catalog*, **5149**, 2016.
4. A. A. Tokovinin, *Sov. Astron.*, **31**, 98, 1987.
5. A. Baranne, M. Mayor, and J. L. Poncet, *Vistas in Astronomy*, **23**, 279, 1979.
6. A. A. Tokovinin, *A&A Sup.*, **124**, 75, 1997.
7. D. Pourbaix, A. A. Tokovinin, A. H. Batten, F. C. Fekel, et al., *A&A*, **424**, 727, 2004.
8. N. A. Gorynya and A. Tokovinin, *MNRAS*, **475**, 1375, 2018.
9. N. A. Gorynya, T. R. Irmambetova, A. S. Rastorguev, and N. N. Samus, *Sov. Astron. Lett.*, **18**, 316, 1992.
10. N. A. Gorynya, A. S. Rastorguev, and N. N. Samus, *Astron. Lett.*, **22**, 33, 1996.
11. N. A. Gorynya, N. N. Samus, M. E. Sachkov, A. S. Rastorguev, E. V. Glushkova, and S. V. Antipin, *VizieR Online Data Catalog*, **3229**, 2002.
12. N. R. Evans, L. Berdnikov, N. Gorynya, A. Rastorguev, and J. Eaton, *AJ*, **142**, 87, 2011.
13. N. R. Evans, L. Berdnikov, J. Lauer, D. Morgan, et al., *AJ*, **150**, 13, 2015.
14. M. V. Zabolotskikh, A. S. Rastorguev, and A. K. Dambis, *Astron. Lett.*, **28**, 454, 2002.
15. A. S. Rastorguev, N. D. Utkin, M. V. Zabolotskikh, A. K. Dambis, A. T. Bajkova, and V. V. Bobylev, *Astrophysical Bulletin*, **72**, 122, 2017.

16. Gaia Collaboration, *VizieR Online Data Catalog*, **1337**, 2016.
17. G. F. Benedict, B. E. McArthur, M. W. Feast, T. G. Barnes, et al., *AJ*, **133**, 1810, 2007.
18. L. N. Berdnikov, A. K. Dambis, and O. V. Vozyakova, *VizieR Online Data Catalog*, **414**, 2000.
19. J. D. Fernie, N. R. Evans, B. Beattie, and S. Seager, *IBVS*, **4148**, 1995.
20. A. K. Dambis, L. N. Berdnikov, Y. N. Efremov, A. Y. Kniazev, et al., *Astron. Lett.*, **41**, 489, 2015.

Анализ ультра-быстрых ротаторов по данным наблюдений телескопа «Kepler»

Саванов И.С.¹, Дмитриенко Е.С.², Пандей Д.С.³, Кармакар С.³

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

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

³*Ариабхатта исследовательский институт АРИЕС, Наньитал, Индия*

Абстракт На основе результатов измерений периодов вращений 34030 звезд по наблюдениям с космическим телескопом «Kepler» [1] проведено изучение объектов, обладающих наиболее быстрым вращением, и представлены оценки параметра их запятненности, рассматриваемого в качестве одного из индикаторов активности звезд. Получены и исследованы свойства двух выборок объектов, содержащих 670 и 235 звезд с $P < 1$ суток и $P < 0.5$ суток, соответственно.

Ultra-fast rotators from Kepler observations

Savanov I.S.¹, Dmitrienko E.S.², Pandey J.C.³, Karmakar S.³

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

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

³*Aryabhata Research Institute of observational sciencES, India*

Abstract On the base of measurements of the rotation periods of 34030 stars from observations with the Kepler space telescope [1] objects with the fastest rotation were studied and estimates of the parameter of their spottedness (considered as indicator of the activity of star) were presented. The properties of two samples of objects containing 670 and 235 stars with $P < 1$ days and $P < 0.5$ days, respectively, were obtained and investigated.

1. Введение

Наблюдения с космическим телескопом «Kepler» открыли возможности определения периодов вращения десятков и сотен тысяч звезд. Периоды P вращения объектов определяются по изучению вращательной модуляции блеска, вызванной наличием холодных пятен на их поверхности. Анализ полученной информации о периодах враще-

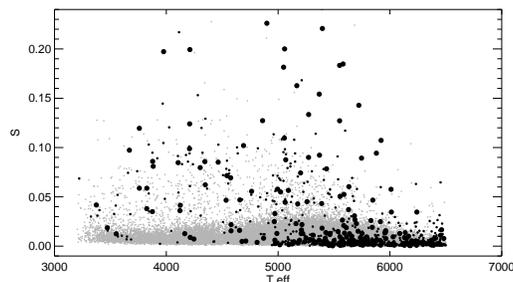


Рис. 1. Диаграмма зависимости величин параметра S от эффективной температуры для звезд каталога [2] (светлые символы). Темными мелкими кружками выделены UFR звезды, величины периодов вращения P меньше суток, а темными крупными кружками — UFR звезды с $P < 0.5$ суток.

ния, параметрах дифференциального вращения, циклах долговременной активности, а также анализ индикаторов фотосферной и хромосферной активности дают ограничения, используемые при построении теоретических моделей генерации магнитных полей динамо механизмом.

Особый интерес представляют наиболее быстро вращающиеся объекты — карлики и субгиганты (см. в [1]). Величины их периодов вращения P составляют менее одних или даже менее 0.5 суток. Такие звезды часто называют ультра-быстрыми ротаторами (ultra-fast rotator, UFR). Ссылки на анализ некоторых UFR можно найти в [1]. В литературе наиболее обширные исследования представлены, например, для звезд Seedy Mic ($P = 0.3804$ суток), AB Dor ($P = 0.5139$ суток), HK Aqr ($P = 0.4312$ суток) и LO Peg ($P = 0.4231$ суток). Общее число изученных UFR объектов отстает малым.

На основе результатов измерений периодов вращений 34030 звезд по наблюдениям с космическим телескопом «Kepler» [2] мы провели выделения среди них группы UFR объектов и представляем оценки параметра их запятненности, который рассматривается в качестве одного из индикаторов активности звезд.

2. Запятненность UFR объектов

Каталог [2] включает в себя данные для 34030 объектов с эффективными температурами ниже 6500 К. Для всех звезд каталога мы провели анализ свойств активных областей (холодных пятен) на их поверх-

ности. Запятненность (S) поверхности звезд по их фотометрическим наблюдениям была определена с помощью методики, предложенной в [3]. Основным преимуществом такой методики является возможность ее использования при больших выборках объектов (в нашем случае 34030 звезд) с целью последующего статистического анализа. В этом случае параметр запятненности S определяется как отношение площади всех пятен к площади видимой полусферы звезды. Поскольку мы не знаем уровня блеска звезды при отсутствии пятен на ее поверхности, нами может быть получена лишь нижняя граница величины запятненности.

На рис. 1 представлена диаграмма зависимости найденных нами величин параметра S от эффективной температуры для звезд каталога (светлые символы). Темными мелкими кружками обозначены звезды, величины периодов вращения P меньше 1 суток, а темными крупными кружками — звезды с $P < 0.5$ суток.

Данные для подавляющего большинства объектов на рис. 1 группируются в области изменений параметра S от 0 до 0.03. Максимум распределения достигается для объектов с $T_{\text{эфф}}$ около 5300 К, уменьшаясь при переходе к объектам как с более высокой, так и с более низкой температурой. Эту группу образуют звезды умеренной и слабой активности (малые площади пятен). Вторую группу (малочисленную) образуют объекты, для которых величина параметра S более 0.03 (активные звезды).

Среди данных каталога нами было найдено 670 UFR объектов с $P < 1$ суток и 235 объектов — с $P < 0.5$ суток. UFR звезды принадлежат и первой, и второй группам (малоактивной и активной). При этом среди малоактивных объектов UFR звезды наиболее распространены среди сравнительно горячих объектов ($T_{\text{эфф}}$ более 5000 К) и относятся к наименее активным звездам этой группы. Из 670 UFR звезд 474 принадлежат группе менее активных объектов и 196 — ко второй, активной группе.

Примерно о таких же свойствах UFR звезд свидетельствуют данные диаграммы зависимости параметра S от массы объектов. В этом случае среди малоактивных объектов UFR звезды наиболее распространены среди звезд с массой более 0.8 масс Солнца.

Обе выборки объектов (содержащих 670 и 235 звезд с $P < 1$ суток и $P < 0.5$ суток, соответственно) послужат базой для дальнейшего изучения свойств UFR объектов.

3. Заключение

Мы провели анализ результатов измерений периодов вращений 34030 звезд по наблюдениям с космическим телескопом «Kepler» [2] и, выделив среди них группу UFR объектов, представляем оценки параметра их запятненности, который рассматривается в качестве одного из индикаторов активности звезд.

Получены две выборки объектов, содержащих 670 и 238 звезд с $P < 1$ суток и $P < 0.5$ суток, соответственно, которые послужат основой для нашего дальнейшего анализа.

Работа поддержана грантом РФФИ 17-52-45048 ИНДа / INT/RUS /RFBR /P-271 «Вспышки и активность звезд спектральных классов от F до M».

Список литературы

1. S. Karmakar, J. C. Pandey, I. S. Savanov, G. Taş, et al., *MNRAS*, **459**, 3112, 2016.
2. A. McQuillan, T. Mazeh, and S. Aigrain, *ApJS*, **211**, 24, 2014.
3. I. S. Savanov, *Astron. Rep.*, **58**, 478, 2014.

Изучение процессов аккреции в карликовой новой ТСР J18154219+3515598 по данным многоцветной фотометрии

Зубарева А.М.^{1,2}, Шугаров С.Ю.^{2,3}, Жарова А.В.²

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

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

³*Астрономический институт Словацкой Академии наук, Татранска Ломница, Словакия*

Абстракт Карликовые новые звезды типа WZ Стрелы служат прекрасным средством для исследования объектов, находящихся на поздних стадиях эволюции. Особенно важно выявлять и изучать их сверхвспышки, редкие из-за малого отношения масс компонентов. ТСР J18154219+3515598 после основной вспышки показала, по всей видимости, 10 повторных поярчений. Удалось получить фотометрические наблюдения в полосах *BVRI*. Средний период сверхгорбов составляет 0.0618 суток.

Study of accretion processes in the dwarf nova TCP J18154219+3515598 from multicolor photometry

Zubareva A.M.^{1,2}, Shugarov S.Yu.^{3,2}, Zharova A.V.²

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

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

³*Astronomical Institute of the Slovak Academy of Sciences, Tatranska Lomnica, Slovakia*

Abstract WZ Sagittae dwarf novae are excellent for studying objects at late evolution stages. Their superoutbursts, rare as a consequence of the components' low mass ratio, make the search for such stars and their study especially important. TCP J18154219+3515598 has apparently shown 10 rebrightenings after its superoutburst. The mean superhump period is 0^d.0618.

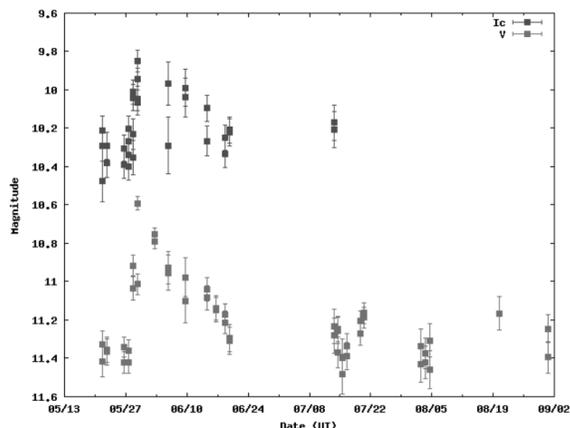


Рис. 1. Изменение блеска ТСП J18154219+3515598 за 2017 г. по данным Kamogata/Kiso/Kyoto Wide-field Survey.

1. Введение

Карликовые новые привлекают внимание исследователей разнообразием и сложностью протекающих в них астрофизических процессов. В таких тесных парах красный карлик становится донором вещества для главного компонента системы, белого карлика. Геометрия аккреции определяется силой магнитного поля белого карлика. Более детальное описание приведено в [1]. В так называемых немагнитных тесных двойных системах вещество образует диск вокруг главного компонента. Такие карликовые новые показывают довольно резкие поярчания блеска длительностью в несколько суток, называемые вспышками и сверхвспышками, их частота связана с темпом аккреции в системе. К немагнитным карликовым новым относятся и звезды типа WZ Стрелы, они характеризуются малым отношением масс компонентов и показывают сверхвспышки с амплитудой, иногда превышающей 6^m , один раз в десятки лет. Дополнительные подробности можно найти в [2, 3]. Одно из примечательных свойств звезд типа WZ Стрелы — повторные поярчания, или ребрайтинг, которые следуют за сверхвспышкой и имеют малую продолжительность.

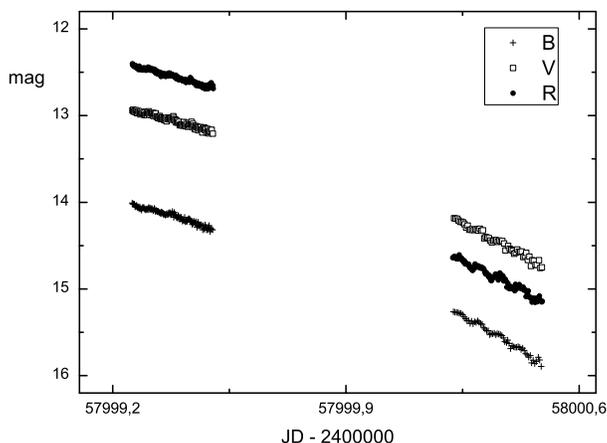


Рис. 2. Кривая блеска TCP J18154219+3515598 за 2 и 3 сентября 2017 г. в фильтрах *BVR*.

2. Наблюдательный материал

TCP J18154219+3515598 была открыта 4 июня 2017 г. Патриком Шмером в Германии. Однако по данным широкопольного обзора неба KWS (Kamogata/Kiso/Kyoto Wide-field Survey) удалось выяснить, что сверхвспышка началась еще 28 мая (рис. 1). Была проведена международная наблюдательная кампания. Мы присоединились к ней и получили фотометрические ряды в фильтрах *BVRI* Джонсона-Кузинса с 8 июня по 3 сентября 2017 г. (рис. 2). В Татранской Ломнице были задействованы 60-см телескоп Цейсса и 18-см телескоп, а на Крымской астрономической станции ГАИШ МГУ — телескоп «Цейсс-2» с диаметром зеркала 60 см.

В качестве звезд-стандартов использованы TYC 2630-503-1 ($\alpha = 18^{\text{h}}15^{\text{m}}43.59^{\text{s}}$, $\delta = +35^{\circ}15'25.4''$, J2000.0; $B - V = 0^{\text{m}}7$) и USNO-B1.0 1252-0273664 = TYC 2630-363-1 ($\alpha = 18^{\text{h}}15^{\text{m}}38.11^{\text{s}}$, $\delta = +35^{\circ}17'44.9''$, J2000.0; $B - V = 2^{\text{m}}1$).

К 3 сентября 2017 г. стало ясно, что мы имеем дело не с рядовой карликовой новой типа WZ Стрелы, поскольку удалось зафиксировать 9 или даже 10 ребрайтенингов (8 из них наблюдали мы). Их

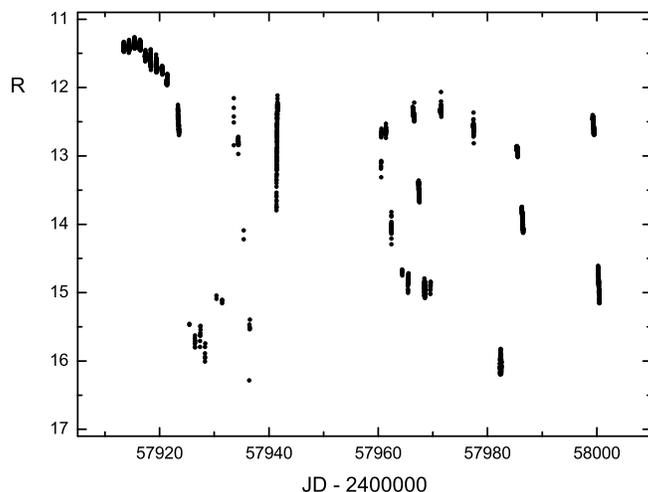


Рис. 3. Сводная кривая блеска ТСР J18154219+3515598 за июнь-сентябрь 2017 г.

точное количество определить невозможно, поскольку длительность поярчаний, интервалы между ними, а также хорошая погода не являются неизменными и обязательными. Средняя продолжительность одного поярчания составляет около 2 суток (рис. 2).

3. Периодичности и показатели цвета

На всех стадиях активности ТСР J18154219+3515598, пока блеск системы превышает $R = 18^m$, прослеживаются колебания, которые принято называть сверхгорбами. Их амплитуда максимальна в красных лучах (R), иногда превышая $0^m.2$ (рис. 2 и рис. 3). Средний период сверхгорбов составил 0.0618 сут. Во время начала сверхвспышки или одного из поярчаний период сверхгорбов имел значения, близкие к 0.06192 сут.; при падении блеска он уменьшался до 0.06174 сут. Изменение периода сверхгорбов служит индикатором изменения состояния аккреционного диска в исследуемой карликовой новой. При его уменьшении, вероятнее всего, следует говорить об уменьшении диаметра

аккреционного диска системы. Подробный анализ будет приведен в отдельной статье, которая готовится к публикации. Подробное описание стадий эволюции сверхгорбов у звезд типа WZ Стрелы приведено в [2]. Средние показатели цвета системы $B - V = 1^m15$, $V - R = 0^m5$ находятся в согласии с данными для других звезд типа WZ Стрелы.

4. Заключение

Исследование ТСР J18154219+3515598 далеко от завершения. По результатам международной наблюдательной кампании готовится статья об эволюции сверхгорбов. Кроме того, по наблюдениям исследуемой системы в спокойном состоянии, которые были получены осенью 2017 г., готовится доклад на COSPAR-2018.

Список литературы

1. B. Warner, *Cambridge Astrophysics Series*, **28**, 1995.
2. T. Kato, *PASJ*, **67**, 108, 2015.
3. J. Patterson, G. Stone, J. Kemp, D. Skillman, et al., *ArXiv e-prints*, 1801.00189, 2018.

Пульсаторы – индикаторы расстояний – в двойных системах

Ковалева Д.А.¹, Дамбис А.К.², Малков О.Ю.¹

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Государственный астрономический институт им. Штернберга,
Москва, Россия*

Абстракт Классические цефеиды и переменные звезды типа RR Лир служат одним из важнейших элементов космической шкалы расстояний благодаря соотношениям период – металличность – светимость. Из-за отсутствия известных пульсаторов с достаточно уверенными тригонометрическими параллаксами проблема калибровки таких соотношений все еще далека от разрешения. Обсуждаются перспективы обнаружения и изучения пульсаторов, входящих в двойные системы некоторых наблюдательных типов, что позволит определить расстояния до них и существенно уточнить нуль-пункты соотношений период-светимость.

Distance tracing pulsators in binary systems

Kovaleva D.A.¹, Dambis A.K.², Malkov O.Yu.¹

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

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

Abstract Classic cepheids and RR Lyr variables are among the most important elements of the space distance scale due to period – metallicity – luminosity relations. Lack of known pulsators with accurate trigonometric parallaxes, the calibration of these relations remains an open problem. We discuss prospects of discovery and investigation of pulsators in binaries of certain observational types which may help obtain its distances. That would establish precise zero-point of the period – luminosity relations.

1. Введение

Шкала фотометрических расстояний пульсирующих звезд служит основой межгалактической шкалы расстояний и, в частности, лежит в основе оценок возраста Вселенной и определения вероятных сценариев ее дальнейшей эволюции. Классические цефеиды и звезды типа RR Лир – широко используемые индикаторы расстояния, благодаря существующему для них соотношению период – металличность – светимость [1, 2, 3], на которых в значительной степени базируются оценки

расстояний до звезд Галактики (кроме ближайшей солнечной окрестности) и до близких галактик. Без точного знания нуль-пунктов этих соотношений из-за отсутствия точных параллаксов звезд-пульсаторов такие оценки остаются относительными и неуверенными. Важна роль звезд-пульсаторов как маркеров соответственно молодого (классические цефеиды) и старого (цефеиды типа II и лириды) звездного населения. Поэтому важно получение параметров возможно большего количества звезд-пульсаторов с возможно большей точностью.

Известно, что значительная доля звезд рождается в двойных и кратных системах. При этом возможности и, в некоторых случаях, достигаемая точность определения различных характеристик для компонентов двойных и кратных систем значительно выше, чем для одиночных звезд. Известны звезды-пульсаторы, входящие в состав двойных и кратных систем (около трети классических цефеид в Галактике [4]).

В настоящей работе обсуждаются возможности и перспективы повышения точности определения характеристик звезд-пульсаторов, входящих в двойные и кратные системы. В разделе 2 описаны наблюдательные типы двойственности, перспективные с указанной точки зрения. В разделе 3 дается краткая характеристика ансамбля известных звезд-пульсаторов в двойных и кратных системах. В завершение приводится описание путей использования базы данных двойных и кратных звезд BDB, и ближайших перспектив исследования.

2. Наблюдательные типы двойственности

Доля двойных звезд изменяется со спектральным классом / массой главного компонента, возрастая с $\approx 20\%$ для маломассивных M-карликов до $\approx 60 - 70\%$ для звезд спектрального класса A и ранее [5]. Эмпирическая формула [6] дает численную форму зависимости доли двойных звезд от массы главного компонента как $B(M) = 1/2 + 1/4 \lg(M/M_{\odot})$.

Заметная часть двойных звезд (возможно, около 1/4, по оценке Токовина [7]) обнаруживают более высокую кратность. По способу наблюдения двойственности, двойные звезды могут принадлежать к различным наблюдательным типам [8], для каждого из которых возможно определение ограниченного набора характеристик.

Благодаря тому, что выборки двойных звезд различных наблюдательных типов пересекаются в пространстве наблюдательных параметров, встречаются двойные звезды, принадлежащие одновременно к двум или более разным наблюдательным типам, а также кратные

звезды, состоящие из двух или более пар разных наблюдательных типов.

Звезды, наблюдающиеся одновременно как затменные двойные и как спектрально-двойные с линиями обоих компонентов в спектре (double-lined eclipsing binaries, DLEB), замечательны тем, что для определения астрофизических параметров их компонентов (масс и радиусов) не требуется знать параллакс системы. Поскольку ошибка параллакса до последнего времени ограничивала точность определения масс звезд, большинство наиболее надежных определений масс (с точностью лучше 5%) принадлежали именно звездам DLEB. Выход второго релиза данных Gaia в апреле 2018 г., вероятно, позволит для некоторых двойных звезд, орбиты которых определяются астрометрическими методами, достичь сравнимой точности в определении масс компонентов. Характерная точность определения масс и радиусов компонентов DLEB (2 – 3%) позволяет с использованием эволюционных моделей определить светимости звезд, что, в совокупности с наблюдаемыми блесками, дает расстояние до системы.

Еще одна комбинация наблюдательных типов, позволяющая определение характеристик двойной со сравнимой с DLEB высокой точностью, — это астрометрически разрешенные спектрально-двойные звезды (resolved spectroscopic binaries, RSB). Кроме того, комбинирование определений величины большой полуоси орбиты для такой пары позволяет определить расстояние до нее.

В кратных иерархических звездных системах удачные для повышения точности и количества определяемых параметров комбинации наблюдательных типов — внешняя пара визуальная орбитальная двойная, внутренняя пара спектрально-двойная или затменная.

3. Выборка известных пульсаторов в двойных системах

Проводится компиляция списка всех двойных/кратных цефеид и лирид, включая входящие в спектроскопические двойные (для поиска затмений в системе и/или возможности интерферометрически разрешить ее), входящие в интерферометрические и затменные двойные (с целью получения кривой лучевых скоростей), входящие в системы кратности 3 и более (для комбинирования методик параметризации компонентов).

В Базу данных двойных цефеид¹ [9] включены сведения о 171 классической галактической цефеиде, у которых зарегистрированы компоненты. При этом в 152 случаях двойственность зарегистрирована спектроскопическими методами, спектроскопические орбиты определены лишь для 29 пар. Десять цефеид, как указывается, входят в тройные системы, а двойственность четырех пар (SU Cru, UX Per, VY Cas, AX Cir) — наблюдается как спектроскопическими, так и визуальными методами, т.е. эти цефеиды входят в RSB-системы. Достаточно хорошо изучены к настоящему времени около 650 классических галактических цефеид [10, 11], а оценка ожидаемой степени двойственности для звезд этого типа составляет от 29% (по наблюдениям лучевых скоростей, [12]) до 35% (метод популяционного синтеза, [4]). Можно ожидать, таким образом, что еще около 50 цефеид из (условно) хорошо изученных могут оказаться двойными. Заслуживает внимания также массив данных, полученных ASAS². В рамках этого проекта обнаружена первая цефеида сферической составляющей в затменной двойной системе (TYC 1031 1262 1=ASAS 182611+1212.6, [13]). Звезды этого типа — потенциально очень эффективные индикаторы внегалактических расстояний из-за их большого возраста (они встречаются не только в системах с текущим звездообразованием) и сравнительно высокой светимости, которая всего в 4 раза ниже светимости классических цефеид и в десятка раз превосходит светимости переменных типа RR Лиры. Цефеиды в затменных двойных обнаружены в Магеллановых облаках в рамках проекта OGLE, к настоящему времени насчитывается десять таких систем [14, 15].

Число известных переменных типа RR Lyr велико (более 8000 галактических лирид в ОКПЗ [10]; свыше 100 000 известны в диске и гало Галактики, в Магеллановых Облаках и в шаровых скоплениях [16]). Однако лишь в недавние годы появились несколько десятков кандидатов в двойные, одним из компонентов которых являются лириды. Исчерпывающий список таких кандидатов содержится в базе данных RRLyrBinCan³ и включает 83 звезды [17].

4. Заключение

Описаны наблюдательные типы двойных звезд, для которых целесообразно провести подробные исследования с целью высокоточного

¹<http://www.konkoly.hu/CEP/intro.html>

²<http://www.astrouw.edu.pl/asas/?page=acvs>

³<http://rrlyrbincan.physics.muni.cz/>

определения характеристик входящих в них как компоненты пульсаторов — цефеид и лирид и, в частности, для определения расстояний до них. Приведены предварительные статистические данные о таких двойных и кратных звездах. Для получения необходимой для определения расстояний информации планируется провести фотометрические, интерферометрические, спектроскопические и поляроастрометрические наблюдения этих объектов.

Другой путь обнаружения пульсаторов с известными расстояниями — поиск фотометрической переменности среди компонентов двойных с хорошо известными расстояниями, в первую очередь среди RSB. Часть компонентов RSB может оказаться малоамплитудными переменными (в частности, цефеидами, пульсирующими в первом и втором обортонах), и такие объекты немедленно становятся материалом для определения нуль-пункта соответствующего соотношения «период-светимость». Эта задача будет выполнена с использованием базы данных двойных и кратных звезд BDB (<http://bdb.inasan.ru>), которая объединяет данные об объектах всех наблюдательных типов в двойных и кратных системах. Полученные в ходе проекта параллаксы ряда пульсирующих переменных дополняют результаты проекта Gaia, охватывая в основном яркие звезды.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-02-00890.

Список литературы

1. W. L. Freedman, B. F. Madore, B. K. Gibson, L. Ferrarese, et al., *ApJ*, **553**, 47, 2001.
2. W. L. Freedman, B. F. Madore, V. Scowcroft, A. Monson, et al., *AJ*, **142**, 192, 2011.
3. G. F. Benedict, B. E. McArthur, M. W. Feast, T. G. Barnes, et al., *AJ*, **142**, 187, 2011.
4. H. R. Neilson, F. R. N. Schneider, R. G. Izzard, N. R. Evans, and N. Langer, *A&A*, **574**, A2, 2015.
5. G. Duchêne and A. Kraus, *ARA&A*, **51**, 269, 2013.
6. L. M. van Haften, G. Nelemans, R. Voss, S. Toonen, S. F. Portegies Zwart, L. R. Yungelson, and M. V. van der Sluys, *A&A*, **552**, A69, 2013.
7. A. Tokovinin, *AJ*, **147**, 87, 2014.
8. D. Kovaleva, *Baltic Astronomy*, **24**, 446, 2015.
9. L. Szabados, *Information Bulletin on Variable Stars*, **5394**, 2003.
10. N. N. Samus', E. V. Kazarovets, O. V. Durlevich, N. N. Kireeva, and E. N. Pastukhova, *Astron. Rep.*, **61**, 80, 2017.
11. A. K. Dambis, L. N. Berdnikov, Y. N. Efremov, A. Y. Kniazev, et al., *Astron. Lett.*, **41**, 489, 2015.

12. N. R. Evans, L. Berdnikov, J. Lauer, D. Morgan, et al., *AJ*, **150**, 13, 2015.
13. S. V. Antipin, K. V. Sokolovsky, and T. I. Ignatieva, *MNRAS*, **379**, L60, 2007.
14. A. Udalski, I. Soszyński, M. K. Szymański, G. Pietrzyński, et al., *Acta Astron.*, **65**, 341, 2015.
15. B. Pilecki, G. Pietrzyński, D. Graczyk, and W. Gieren, in A. Różańska and M. Bejger, eds., *37th Meeting of the Polish Astronomical Society*, volume 3, 31–34 (2016).
16. J. Liška, M. Skarka, Á. Sódor, and Z. Bognár, *Open European Journal on Variable Stars*, **180**, 2017.
17. J. Liška, M. Skarka, M. Zejda, Z. Mikulášek, and S. N. de Villiers, *MNRAS*, **459**, 4360, 2016.

УФ-излучение звезд со сверхвспышками

Саванов И.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Мы выполнили анализ УФ-данных, полученных телескопом GALEX в NUV области, для полутора сотен звезд со сверхвспышками (энергии $10^{33} - 10^{36}$ эрг), наблюдаемых с космическим телескопом «Kepler». Получены свидетельства о повышенном УФ-потоке звезд со сверхвспышками по сравнению со звездами, имеющими сходные параметры атмосфер. Помимо повышенной запытенности поверхности (активности на уровне фотосферы) звезды со сверхвспышками обладают также избыточным потоком излучения в УФ-области, что может указывать на их повышенную хромосферную активность.

UV emission of superflare stars

Savanov I.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract We carried out analysis of GALEX NUV data for about of one hundred and fifty superflare stars (energies in the range $10^{33} - 10^{36}$ erg) observed with Kepler telescope. Evidence of an increased UV flux of stars with superflares compared to stars with similar atmospheric parameters is obtained. There are indications that in addition to the increased spottedness (activity at the level of the photosphere) superflare stars also have an excess flux of radiation in the UV region which suggests their increased chromospheric activity.

1. Введение

По данным наблюдений с космическим телескопом «Kepler» авторы [1] для 148 звезд спектрального класса G открыли 365 сверхвспышек (вспышек с энергиями $10^{33} - 10^{36}$ эрг). Из рассмотрения вращательной модуляции блеска объектов было показано, что эти звезды обладают пятнами на поверхности. Частота этих вспышек по всей рассматриваемой выборке объектов должна составлять в среднем одно событие в течение 800–5000 лет.

Позднее по наблюдательному материалу космического телескопа «Kepler» авторы [2] провели анализ 1547 сверхвспышек для 279 звезд спектрального класса G. Результаты [2] также свидетельствуют о степенном распределении частоты вспышек, аналогично Солнцу. Как отметили авторы [2], также есть указания на то, что у изученных ими звезд имеются большие пятна на поверхности, по их мнению, в 10 раз

по размерам больше солнечных, и что физическая природа высокой частоты сверхвспышек и само их наличие связаны с присутствием больших пятен на звездах.

Представленные в наших исследованиях [3] и [4] количественные оценки запятненности поверхности звезд, обладающих сверхвспышками, свидетельствуют об их повышенной магнитной активности. Этот вывод был подтвержден на основе двух независимых определений перменности блеска. Было показано, что звезды со сверхвспышками не обладают выделяющими их из общего массива данными параметрами дифференциального вращения. На основе имеющихся данных не была установлена корреляция параметров запятненности и дифференциального вращения с другими характеристиками объектов (например, числами Россби, энергией сверхвспышек и проч.). В [5] нами были приведены и проанализированы результаты определений величины доли поверхности звезды, которая излучает в ходе вспышки. Эти оценки были получены из соотношения, связывающего эту величину с амплитудой вспышки и ее излучением в предположении о чернотельном характере излучения вспышки в моменты, близкие к ее максимуму.

Основные свойства звезд со сверхвспышками можно найти в публикациях Маенага, Notsu и их коллег (см. например, [6]). Отметим, что помимо повышенной запятненности, других значимых отличий звезд со сверхвспышками от сопоставимых с ними по свойствам объектов, обнаружено не было.

2. УФ-излучение звезд со сверхвспышками

Известно, что кроме пятенной активности (активности на уровне фотосферы), у звезд также наблюдаются хромосферная и корональная активности. В качестве характеристик хромосферной активности могут рассматриваться, например, индексы R'_{HK} или избыточные потоки излучения в УФ-области.

В нашем исследовании мы провели сопоставление измерений ультрафиолетовых потоков объектов из обзора космического телескопа GALEX¹, находящихся также в участке неба, наблюдаемом космическим телескопом «Kepler», и выполнили анализ УФ данных для полутора сотен звезд со сверхвспышками. Фотометрические наблюдения GALEX проводились в двух полосах с центрами длин волн 1516Å

¹<http://galex.stsci.edu>

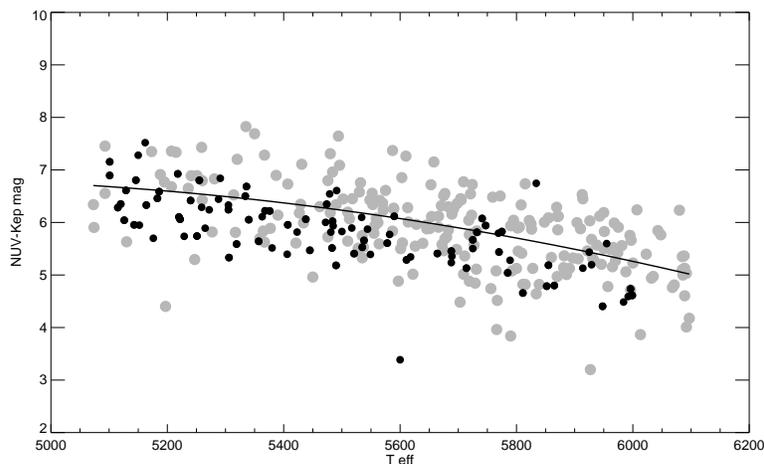


Рис. 1. Сопоставление величин NUV – Кер mag для звезд со сверхвспышками и объектов, сходных с ними по параметрам атмосфер, в зависимости от T_{eff} . Сплошная кривая представляет среднюю зависимость величин NUV – Кер mag для звезд сравнения. Данные для звезд, обладающих сверхвспышками, представлены темными символами, для звезд сравнения – светлыми.

(FUV) и 2267\AA (NUV). Мы рассмотрели данные только для полосы NUV, поскольку для FUV измерения оказались малочисленны.

Как и в наших предыдущих исследованиях [7] и [8], в настоящей работе мы использовали данные архива космического телескопа «Kepler». Первоначально из архива мы выбрали данные о потоках в ближней ультрафиолетовой области NUV для объектов без вспышек, но с параметрами, примерно соответствующими параметрам звезд со сверхвспышками: диапазон изменений эффективной температуры T_{eff} составляет от 5000 К до 6100 К, а ускорения силы тяжести $\lg g$ — от 4.0 до 4.5. В результате из каталога данных для объектов миссии «Kepler» было выбрано 214 звезд (мы будем называть их звездами сравнения).

Число звезд с оценками блеска в ближней УФ-области для выборок объектов, рассмотренных в [1] и [2], оказалось достаточно представительным. В случае данных из [1] имеется 56 измерений параметра NUV, а для данных из [2] — 96. Всего имеются измерения параметра NUV у 152 объектов.

Для всех изучаемых звезд мы выбрали из архива космического телескопа «Kepler» данные о их блеске в фотометрической системе телескопа «Kepler» — Ker mag.

На рис. 1 сопоставляются величины NUV – Ker mag для звезд со сверхвспышками и объектов, сходных с ними по параметрам атмосфер. Сплошная кривая представляет среднюю зависимость величин NUV – Ker mag для звезд сравнения. Данные для звезд, обладающих сверхвспышками, представлены на рис. 1 темными символами. Они указывают на повышенный УФ-поток этих объектов (большинство точек лежат ниже линии средней зависимости «цветовой индекс NUV – Ker mag» для звезд со сверхвспышками — «голубее»). Возможно, в диапазоне температур 5050–5200 К все рассматриваемые объекты имеют сопоставимые цветовые характеристики, а при больших T_{eff} различие в УФ-потоках звезд с вспышками и объектов сравнения возрастает.

3. Заключение

Мы сопоставили измерения ультрафиолетовых потоков объектов из обзора космического телескопа GALEX, находящиеся также в участке неба, наблюдаемом космическим телескопом «Kepler», и выполнили анализ УФ-данных для полутора сотен звезд со сверхвспышками ($10^{33} - 10^{36}$ эрг).

Возможно, что лишь в диапазоне температур 5050–5200 К рассматриваемые объекты имеют сопоставимые цветовые характеристики, а с увеличением T_{eff} различия в УФ-потоках звезд с вспышками и объектов сравнения возрастают. Сделан вывод о том, что помимо повышенной запытенности поверхности (активности на уровне фотосферы) звезды со сверхвспышками обладают также избыточным потоком излучения в УФ-области, что может свидетельствовать и о их повышенной хромосферной активности.

Один из основных результатов [2] и наших исследований [3, 4] состоит в заключении о повышенной запытенности поверхности звезд со сверхвспышками. При этом они не выделяются из общего массива звезд параметрами дифференциального вращения $\Delta\Omega$. Проведенные дополнительные сопоставления параметров запытенности и $\Delta\Omega$ в зависимости от чисел Россби, от энергии сверхвспышек, а также диаграммы «энергия сверхвспышек – числа Россби» не указали на присутствие каких-либо очевидных закономерностей.

Таким образом, найденные нами различия в индексе NUV – Ker mag могут свидетельствовать еще об одном отличии звезд со сверх-

вспышками от других объектов. Полученное указание наличия избыточного УФ-излучения звезд со сверхвспышками представляется нам актуальным и требует дальнейшего более детального изучения. Наконец, один из ключевых вопросов, возникающих при изучении звезд со сверхвспышками, состоит в том, где и как происходит накопление необходимой для сверхвспышки энергии порядка $10^{33} - 10^{36}$ эрг (соответствующей магнитному потоку порядка $10^{23} - 10^{24}$ Мх (см. обсуждение в [9]). Избыток УФ-излучения таких объектов, возможно, указывает на связь хромосферной активности с механизмом накопления энергии сверхвспышки.

Работа поддержана грантом РФФИ 17-52-45048 ИНД-а «Вспышки и активность звезд спектральных классов от F до M».

Список литературы

1. H. Maehara, T. Shibayama, S. Notsu, Y. Notsu, et al., *Nature*, **485**, 478, 2012.
2. T. Shibayama, H. Maehara, S. Notsu, Y. Notsu, et al., *ApJS*, **209**, 5, 2013.
3. I. S. Savanov, *Astrophysical Bulletin*, **70**, 292, 2015.
4. I. S. Savanov and E. S. Dmitrienko, *Astron. Rep.*, **59**, 879, 2015.
5. I. S. Savanov and E. S. Dmitrienko, *Astrophysical Bulletin*, **71**, 59, 2016.
6. Y. Notsu, H. Maehara, S. Honda, S. Notsu, K. Namekata, K. Ikuta, D. Nogami, and K. Shibata, in *Radio Exploration of Planetary Habitability (AASTCS5)*, volume 49, 400.03 (2017).
7. E. S. Dmitrienko and I. S. Savanov, *Astron. Rep.*, **61**, 122, 2017.
8. I. S. Savanov and E. S. Dmitrienko, *Astron. Rep.*, **61**, 461, 2017.
9. K. Shibata, H. Isobe, A. Hillier, A. R. Choudhuri, et al., *PASJ*, **65**, 49, 2013.

Физика солнечной вспышки

Подгорный А.И.¹, Подгорный И.М.²

¹Физический институт РАН, Москва, Россия

²Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Энергия солнечной вспышки запасается в магнитном поле токового слоя (ТС) и выделяется в короне над активной областью. Солнечные космические лучи ускоряются при распаде ТС.

Physics of a solar flare

Podgorny A.I.¹, Podgorny I.M.²

¹Physical institute of the RAS, Moscow, Russia

²Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The energy for a solar flare is stored in the magnetic field of a current sheet and released in the corona above an active region. Solar cosmic rays are accelerated at the current sheet decay.

1. Введение

Солнечная вспышка является наиболее мощным событием, наблюдаемым в Солнечной системе. Во вспышках генерируются потоки теплового 10–15 кэВ и пучкового ~ 100 кэВ рентгеновского излучения, а также солнечные космические лучи с энергией не менее 20 ГэВ. Энергия вспышки может превышать 10^{32} эрг. С.И. Сыроватским была выдвинута идея накопления магнитной энергии для вспышки в ТС над активной областью, т. е. над областью концентрации локальных магнитных полей — магнитных пятен и взрывного выделения накопленной энергии. Численное магнитогидродинамическое моделирование показало образование ТС в возможных конфигурациях медленно изменяющегося магнитного поля. С 1989 г. по инициативе А.А. Боярчука исследования солнечных вспышек ведутся в ИНАСАН совместно с ФИАН. В настоящее время известно, что вспышки происходят также на звездах с гигантскими магнитными полями, однако Солнце является единственным объектом, позволяющим получать реальную информацию о физике вспышек. К сожалению, мы не знаем распределения магнитного поля в области солнечной вспышки, однако распределение его вертикального компонента во время вспышки известно с достаточно высокой точностью, чтобы использовать его для зада-

ния начальных и граничных условий в численных экспериментах для вычисления трехмерного распределения поля.

Первичное выделение энергии солнечной вспышки происходит в короне над активной областью на высоте около 20000 км. Активная область представляет собой концентрацию источников сильного магнитного поля (до 3000 Гс) различной полярности — солнечных пятен. Мощные солнечные вспышки возникают после возрастания магнитного потока в активной области до $\sim 10^{22}$ МКС. Во время вспышки магнитное поле активной области практически не меняется [1]. Это значит, что источником энергии вспышки может быть только магнитное поле токов, возникших в предвспышечном состоянии в короне.

2. Механизм вспышки

Непосредственное наблюдение конфигурации магнитного поля в короне невозможно. Для понимания физики солнечной вспышки часто используется построение линий потенциального магнитного поля путем задания в активной области локальных источников в виде магнитных диполей [2]. Использование магнитных диполей позволило провести анализ конфигураций магнитного поля, приводящих к вспышке, и понять ряд закономерностей развития вспышки. Однако из-за сложности формы отдельных локальных источников такой способ задания поля на фотосферной границе не всегда позволяет представить сложную структуру поля. Механизм вспышки, основанный на накоплении энергии в магнитном поле ТС, который может образоваться в короне над активной областью в окрестности нулевой линии магнитного поля при фокусировке возмущений, приходящих от фотосферы, продемонстрирован численными МГД экспериментами.

Для моделирования эволюции предвспышечного распределения поля в короне разработана программа ПЕРЕСВЕТ [3]. В качестве начальных условий задается потенциальное поле, которое вычисляется с использованием карт магнитного поля на фотосфере в предвспышечном состоянии для конкретной вспышки. МГД моделирование взрывного процесса в короне в реальных условиях при использовании доступных в настоящее время компьютеров является сложной задачей, планируемой на будущее. Моделирование над реальной активной областью ограничивается изучением накопления вспышечной энергии при образовании ТС и его дальнейшей эволюции. Получаемая конфигурация магнитного поля предшествует переходу слоя в неустойчивое состояние и взрывному выделению энергии.

Система МГД уравнений решается численно в безразмерном виде:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{\text{Re}_m} \text{rot}\left(\frac{\sigma_0}{\sigma} \text{rot} \mathbf{B}\right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div}(\mathbf{V}\rho) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -(\mathbf{V}, \nabla)\mathbf{V} - \frac{\beta}{2\rho} \nabla(\rho T) - \frac{1}{\rho} (\mathbf{B} \times \text{rot} \mathbf{B}) + \frac{1}{\text{Re}_\rho} \Delta \mathbf{V} + G_g \mathbf{G} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & -(\mathbf{V}, \nabla)T - (\gamma - 1)T \text{div} \mathbf{V} + (\gamma - 1) \frac{2\sigma_0}{\text{Re}_m \sigma \beta \rho} (\text{rot} \mathbf{B})^2 - \\ & - (\gamma - 1)G_q L'(T)\rho + \frac{\gamma - 1}{\rho} \text{div} [\mathbf{e}_{\parallel} \kappa_{dl}(\mathbf{e}_{\parallel}, \nabla T) + \\ & + \mathbf{e}_{\perp 1} \kappa_{\perp dl}(\mathbf{e}_{\perp 1}, \nabla T) + \mathbf{e}_{\perp 2} \kappa_{\perp dl}(\mathbf{e}_{\perp 2}, \nabla T)] \end{aligned} \quad (4)$$

Для численного решения системы МГД уравнений разработана абсолютно неявная схема, реализованная в программе ПЕРЕСВЕТ, консервативная относительно магнитного потока, позволяющая получать устойчивые решения в активной области короны [3]. Высокая устойчивость схемы обеспечивается тем, что диссипативные члены и члены переноса брались на последующем временном шаге, и при этом осуществлялась противопоточная аппроксимация членов переноса. В качестве начального условия используется потенциальное магнитное поле над активной областью, вычисленное за несколько дней до вспышки, когда ТС еще не возник. Это потенциальное поле определялось решением уравнения Лапласа с наклонной производной в качестве граничного условия. Для задания граничных условий на фотосфере использовались данные SOHO MDI.

МГД моделирование в солнечной короне показало появление ТС над активной областью. Положение слоя совпадает с положением источника теплового рентгеновского излучения. Характерной особенностью ТС является нормальный компонент магнитного поля. Под действием силы магнитного натяжения плазма ускоряется вдоль ТС силой $B_n j$. Это приводит к падению массы плазмы в слое. В ходе такой квазистационарной эволюции ТС должен переходить в неустойчивое состояние, что вызывает вспышечное освобождение его накопленной магнитной энергии и возрастание скорости коронального выброса до сверхзвуковой. Результаты численного моделирования позволили построить электродинамическую модель солнечной вспышки (рис. 1), которая объясняет все основные наблюдаемые проявления вспышки.



Рис. 1. Электродинамическая модель солнечной вспышки.

3. Солнечные космические лучи

Обнаружение солнечных космических лучей (СКЛ) и их связь с солнечными вспышками делает исследования солнечных вспышек особенно актуальными. Столетние исследования космических лучей не привели к пониманию механизма их происхождения. Наиболее популярные гипотезы предполагают ускорение частиц в ударных волнах, однако ничем не доказанные предположения о роли ударных волн не могут быть подтверждены наблюдениями. С обнаружением СКЛ, сопровождающих солнечные вспышки, появилась надежда на возможность выяснения механизма ускорения космических лучей, т. к. нет никаких оснований считать, что эти явления имеют различную природу. Длительность ускорения СКЛ, определенная по гамма-излучению, соизмерима с длительностью вспышки, а длительность потока протонов на орбите Земли определяется диффузией частиц в межпланетном пространстве. Приход СКЛ у Земли от вспышек, возникших на западной части солнечного диска, происходит с пролетными временами вдоль линий межпланетного спирального магнитного поля. Поток приходит с крутым фронтом длительностью ~ 10 мин (рис. 2). Протоны от вспышек, происшедших на востоке, могут приходиться к Земле, распространяясь только поперек линий межпланетного магнитного поля. Они приходят к орбите Земли с запаздыванием в несколько часов. Фронт их прихода очень пологий, длительность фронта ~ 10 ч.

Измерения на нейтронных мониторах показали, что источником СКЛ являются солнечные вспышки. Многие большие вспышки сопровождаются импульсами СКЛ. Мировая сеть нейтронных мониторов,

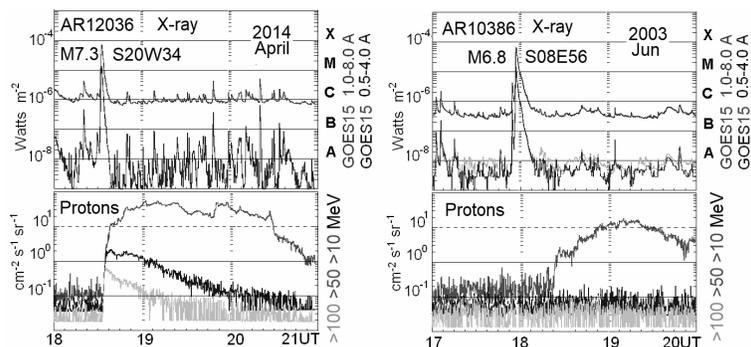


Рис. 2. Поток солнечной космической лучей от западной и восточной вспышек, сверху рентгеновское излучение вспышек.

регистрирующая СКЛ, включает около 30 мониторов, расположенных в различных районах Земли. Нейтронные мониторы позволяют определять спектры СКЛ. Каждый монитор регистрирует протоны определенной энергии, пришедшие под определенным углом к магнитосфере Земли. Траектория протона в магнитосфере определяется ее магнитным полем и энергией частицы. Сеть мониторов работает как многоканальный анализатор энергии. Служба обработки этих данных была разработана в ПГИ КНЦ РАН Э.В. Вашенюком. Информация, полученная из мировой сети нейтронных мониторов, позволяет утверждать, что источником СКЛ с энергией не менее 20 ГэВ являются солнечные вспышки [4, 5]. Регистрируемый экспоненциальный спектр $\exp(-W/W_0)$ на фронте бесстолкновительного потока релятивистских протонов формируются во вспышечном ТС [4]. Для различных вспышек W_0 лежит в пределах (0.6 – 1.3) ГэВ. Ускорение происходит электрическим полем Лоренца при магнитном пересоединении. Поток протонов от западных вспышек начинает регистрироваться на Земле через 10–20 мин после начала вспышки, т. е. фронт потока движется со скоростью, превышающей 10^{10} см/с. Длительность ускорения СКЛ, определенная по гамма-излучению, соизмерима с длительностью вспышки, а длительность потока протонов на орбите Земли (около трех суток) определяется, по-видимому, диффузией. Наблюдаемое поведение протонов на фронте потока от западных вспышек происходит при бесстолкновительном распространении вдоль линий магнитного поля спирали Архимеда. Однако через три-четыре часа

распределение по скоростям становится изотропным. Это можно объяснить рассеянием протонов на флуктуациях поля, возникших из-за развития пучковой неустойчивости. Распространение СКЛ становится диффузионным, а спектр — степенным с показателем -5 .

4. Заключение

При солнечной вспышке выделяется энергия, запасенная в короне в магнитном поле ТС над АО, но магнитное поле на фотосфере во время вспышки не изменяется. Солнечные космические лучи ускоряются при вспышке электрическим полем, генерируемом в токовом слое при магнитном пересоединении вдоль магнитной линии X-типа.

Список литературы

1. I. M. Podgorny and A. I. Podgorny, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **92**, 59, 2013.
2. I. A. Bilenko, A. I. Podgorny, and I. M. Podgorny, *Solar Physics*, **207**, 323, 2002.
3. A. I. Podgorny and I. M. Podgorny, *Geomagnetism and Aeronomy*, **52**, 150, 2012.
4. I. M. Podgorny, Y. V. Balabin, A. I. Podgorny, and E. V. Vashenyuk, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **72**, 988, 2010.
5. I. M. Podgorny and A. I. Podgorny, *Sun and Geosphere*, **11**, 85, 2016.

Тесные двойные звезды и околозвездные диски

Эволюция двойных звезд: успехи и задачи

Тутуков А.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Обсуждаются главные результаты исследования эволюции двойных звезд и направления дальнейшего прогресса в их изучении.

Evolution of close binary stars: progress and problems

Tutukov A.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The main results of the study of the evolution of binary stars and directions for further progress in their investigation are discussed.

1. Введение

Всестороннее исследование физики и эволюции тесных двойных систем занимает одно из центральных мест в теоретической и наблюдательной астрофизике последних десятилетий. Основы современного понимания физики и эволюции звезд были заложены работами многих ведущих астрономов и физиков. Среди них И. Ибен, Я.Б. Зельдович, Б. Пачинский, Дж. Острайкер, Е. ван ден Хойвел, С. Чандрасекар, А.М. Черепашук. Двойные звезды демонстрируют излучение от радиодиапазона до гамма-диапазона. В последние годы наблюдательные возможности пополняются регистрацией излучения гравитационных волн. Развитие численных методов позволило представить сложные модели тесных двойных систем. Сценарный анализ показал, что двойные звезды являются природным полигоном для исследования структуры и эволюции звезд, поскольку их эволюция ведет к обнажению недр их компонентов. Успехи в изучении различных аспектов физики и эволюции двойных звезд были отмечены несколькими Нобелевскими премиями по физике. Описанию наблюдаемых свойств, физики и эволюции двойных звезд посвящено несколько книг [1, 2, 3]. Все это подчеркивает важное место исследования двойных звезд в современной астрофизике и физике.

2. Основные результаты и перспективные задачи эволюции двойных

Образование двойных звезд является простым следствием коллапса и фрагментации их вращающихся предшественников — газо-пылевых облаков. Неизбежное вращение исходных облаков и их коллапс ведет к тому, что большинство звезд оказываются двойными. Основными параметрами двойных звезд являются начальная масса более массивного компонента M , расстояние между компонентами a и отношение масс компонентов q . Эффекты наблюдательной селекции и условия звездообразования делят единый ансамбль двойных звезд на два семейства: спектрально-двойные и визуально-двойные звезды. Учет эффектов наблюдательной селекции и эволюции позволил найти исходное распределение двойных звезд по основным параметрам. Начальное распределение по массам звезд солнечного химического состава описывается обычной степенной функцией с показателем -2.35 в диапазоне масс $0.8 < M/M_{\odot} < 50$ [2]. Важно отметить, что для звезд Магеллановых Облаков показатель функции масс -2 , а максимальная масса звезд $\sim 200M_{\odot}$! Увеличение максимальной массы звезд Магеллановых Облаков является очевидным следствием ослабления звездного ветра ОВ-звезд малой металличности. Характерная масса звезд $\sim M_{\odot}$ определяется критерием Джинса в окрестностях Солнца.

Начальное распределение двойных звезд по большим полуосям орбит $dN = 0.2d \lg(a/R_{\odot})$ в диапазоне $1 < \lg(a/R_{\odot}) < 6$ [2]. Минимальная большая полуось определяется размерами молодых компонентов на границе Хаяши $\sim 3R_{\odot}$, а максимальная — приливным влиянием Галактики и родительских звездных скоплений, в которых возникают практически все звезды Вселенной [2]. Интересно, что распределение по большим полуосям (угловым моментам) позволило надежно оценить и долю одиночных звезд с планетами. Частота образования планет оказалась при этом близкой к трети частоты образования всех звезд, что сейчас и наблюдается.

Исходное распределение двойных звезд по отношению масс компонентов оказалось бимодальным. Для тесных систем с большими полуосями меньше $\sim 10^3 R_{\odot}$ характерно распределение $dN/dq = 1$, а при больших разделениях компонентов наблюдается распределение $dN/dq \propto q^{-2}$ [2]. Причина подобного поведения заключена в разных условиях их образования. Сначала в ходе коллапса образуется газо-пылевая равновесная протозвезда с массой около $0.1M_{\odot}$ и радиусом

около $10^3 R_\odot$ [2]. Тесные двойные системы с $a < 1000 R_\odot$ образуются в ходе коллапса этой протозвезды. Распределение широких систем, минующих фазу протозвезды, фактически отражает исходный, опорный спектр масс газовых облаков и звезд. Итоговая функция, описывающая текущее образование двойных звезд нашей Галактики, имеет вид [1] $d^3 N(\text{год}^{-1}) = (M/M_\odot)^{-2.35} \cdot 0.2 d \lg(a/R_\odot) f(q) dq$, где $f(q) = 1$ при $\lg(a/R_\odot) < 3$ и $f(q) \propto q^{-2}$ при $\lg(a/R_\odot) > 3$. Эта функция сейчас служит основой для сценарных численных программ. Она необходима и для простой аналитической оценки числа звезд и частоты явлений, сопровождающих их эволюцию.

Эволюция широких звезд с большими полуосями орбит выше $\sim 3000 R_\odot$ ограничивается развитием их компонентов как одиночных звезд. После выгорания в их недрах ядерного топлива и потери оболочки путем звездного ветра, эти компоненты за время короче хаббловского превращаются в конечные остатки. При начальных массах $0.8 M_\odot - 8 M_\odot$ продуктом эволюции будут углеродно-кислородные карлики с массой $\sim 0.6 (M/M_\odot)^{0.3} \cdot M_\odot$. При начальных массах $8 M_\odot - 10 M_\odot$ возникает кислородно-неоновый карлик с массой $\sim 1.3 M_\odot$. При начальных массах звезд $10 M_\odot - 30 M_\odot$ образуется нейтронная звезда с массой $\sim 1.4 M_\odot$, а при начальных массах более $30 M_\odot$ формируется черная дыра с массой $0.05 (M/M_\odot)^{1.4} \cdot M_\odot$. При $a < 500 R_\odot$ и $M < 2.5 M_\odot$ продукт обмена будет гелиевым вырожденным карликом.

Расширение компонентов в ходе эволюции тесных двойных или уменьшение большой полуоси системы ведет к заполнению ими своих полостей Роша и началу обмена веществом между ними. Дальнейшая эволюция системы зависит от реакции аккретора на вещество донора. Если аккретор, оставаясь в пределах своей полости Роша, способен принять газ, поставляемый донором, то система остается полуразделенной. Такие системы широко представлены наблюдателю в виде алголей, катаклизмических систем, рентгеновских двойных. Если же аккретор, принимая вещество донора, сам быстро расширяется и заполняет свою полость Роша, то система погружается в общую оболочку.

В полуразделенных системах с устойчивым обменом веществом около аккретора образуется аккреционный диск. Аккреция вещества диска звездой может быть стационарной или рекуррентной. Таким образом могут быть поняты вспышки карликовых новых и симбиотических звезд, если аккретор — вырожденный карлик, рентгеновских новых, если он является нейтронной звездой или черной дырой звезд-

ной массы. Проявления аккумуляционной нестационарности дисковой аккреции известны и для звезд типа Т Тельца, сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик — квазаров.

Коллапс ядер компонентов массивных ($10M_{\odot} - 30M_{\odot}$) тесных двойных звезд ведет к образованию нейтронных звезд. Осевое вращение предсверхновых в тесных системах контролируется орбитальным вращением, поэтому период вращения молодых нейтронных звезд будет составлять величину порядка одной секунды, что обычно для радиопульсаров. Двойные системы после окончания эволюции вторичного компонента, как правило, распадаются в результате уменьшения массы системы и «толчка», получаемого молодой нейтронной звездой и черной дырой при взрыве сверхновой. «Толчок» является вероятным результатом несимметричной потери вещества и энергии при взрыве сверхновой. В итоге распада большинство молодых нейтронных звезд-пульсаров оказываются одиночными. Наблюдаемая бимодальность распределения радиопульсаров по пространственным скоростям (100 км/с и 500 км/с) является свидетельством их образования в тесных двойных звездах. Следовательно, не исключено, что большинство радиопульсаров является продуктом тесных двойных систем. Одна из редких нейтронных звезд, оставшаяся в составе тесной двойной, послужила в свое время надежным инструментом для признанного Нобелевским комитетом обнаружения гравитационных волн. Потеря энергии в ходе коллапса ядер сверхновых звезд за счет нейтрино столь велика ($\sim 0.1M_{\odot}c^2$), что достаточно асимметрии ее сброса ~ 0.003 для ускорения релятивистского остатка до ~ 100 км/с. При одностороннем выбросе всей энергии связи остатка скорость релятивистского продукта сверхновой может достичь ~ 0.1 скорости света!

Картина эволюции общей оболочки пока слабо изучена. Образование общей оболочки кажется практически неизбежным при заполнении полости Роша вторым компонентом, имеющим в качестве спутника вырожденный карлик, нейтронную звезду или черную дыру. Сейчас ясно, что общая оболочка будет потеряна за счет орбитальной энергии двойного ядра, а сами компоненты ядра сблизятся [2]. Сегодня есть серьезные основания полагать, что «красные новые» демонстрируют процесс динамического разрушения общих оболочек. Время потери общей оболочки $\sim 0.1(a/R_{\odot})^{1.5} \cdot (M_{\odot}/M)^{0.5}$ дня, а скорость потери массы $10^3(R_{\odot}/a)^{3/2} \cdot (M/M_{\odot})^{3/2}M_{\odot}/\text{год}$. Расширение сброшенной оболочки при наличии горячего ядра приводит к ее ионизации. В итоге, около 10% планетарных туманностей появляются в результате

разрушения общих оболочек. Тесные двойные ядра части планетарных туманностей известны.

В итоге разрушения общей оболочки возникает двойная звезда с вырожденными карликами трех типов, нейтронными звездами и звездными черными дырами с массами $3M_{\odot} - 80M_{\odot}$. Вырожденные карлики могут быть гелиевыми с массами $0.1M_{\odot} - 0.5M_{\odot}$, углеродно-кислородными с массами $0.6M_{\odot} - 1.2M_{\odot}$ или кислородно-неоновыми с массами $\sim 1.2M_{\odot}$.

Системы с $a < 3R_{\odot}$, движимые излучением гравитационных волн, сливаются, порождая при пяти разных типах остатков пятнадцать комбинаций «слиянцев»! Слияние двух углеродно-кислородных вырожденных компонентов ведет к ядерному взрыву с энергией около 10^{51} эрг и полному разрушению продукта взрыва. Такова модель взрыва сверхновых звезд типа Ia. Стандартность сверхновых этого типа превращает их в самый надежный на сегодня инструмент для измерения расстояний и определения космологии Вселенной. Эти сверхновые обеспечивают отсутствие газа в эллиптических галактиках. Очень интересно и актуально всестороннее исследование картины слияния релятивистских остатков эволюции массивных тесных двойных звезд: нейтронных звезд и черных дыр. Поисковый эксперимент промышленного масштаба и астрономической стоимости LIGO, оперативно удостоенный очередной Нобелевской премии за исследование двойных звезд, уже позволил зарегистрировать несколько событий такого рода. Разрушение нейтронных звезд в ходе их слияния сопровождается мощными вспышками гамма-излучения. Достойна удивления мощность излучения гравитационных волн в момент слияния двух одинаковых черных дыр: $\sim 0.1c^5/G \sim 10^{59}$ эрг/с, где c — скорость света, а G — гравитационная постоянная. Эта мощность в краткий момент слияния превосходит оптическую яркость всей Вселенной в пределах горизонта!

Заклячая этот краткий обзор текущего состояния дел в изучении эволюции тесных двойных звезд, стоит обратить внимание исследователя на большую эффективность сценарного подхода. Суть этого подхода состоит в построении полной эволюционной схемы, опирающейся на всю существующую мозаику наблюдательных и теоретических представлений об основных свойствах объекта или процесса.

Подводя итоги обзора наиболее ярких моментов эволюции двойных звезд, можно указать ряд перспективных задач:

- Численное моделирование коллапса газо-пылевых облаков с целью исследования условий формирования кратных звезд и планетных систем.
- Изучение механизмов формирования наблюдаемого распределения кратных звезд по основным параметрам.
- Моделирование динамического взаимодействия двойных звезд со сверхмассивными черными дырами ядер галактик. Итогом такого процесса могут стать нейтронные звезды или звездные черные дыры с пространственной скоростью до 10^5 км/с. Интересен, в частности, поиск планетарных туманностей, рождаемых такими звездами.
- Численное исследование процесса формирования и разрушения общих оболочек около двойных ядер.
- Изучение устойчивости процесса дисковой аккреции компонентами тесных двойных звезд и одиночными объектами: молодыми звездами и сверхмассивными черными дырами. Такая работа необходима для выяснения причин нестационарности и периодической активизации дисковой аккреции.
- Численное моделирование процесса слияния компактных остатков эволюции компонентов тесных двойных звезд. Выяснение границ стандартности сверхновых звезд первого типа в рамках модели слияния двух вырожденных карликов. Это необходимо для уточнения наших представлений и законе расширения Вселенной.
- Изучение процесса коллапса ядер компонентов самых тесных двойных систем с целью изучения условий возможной фрагментации этих ядер.
- Моделирование быстрого слияния фрагментов под влиянием излучения гравитационных волн.
- Изучение симметрии излучения нейтрино при коллапсе звездных ядер и сброса вещества возникающими при коллапсе нейтронными звездами и черными дырами с целью оценки величины «толчка» скорости, приобретаемой молодыми релятивистскими объектами.

Автор благодарит В.М. Липунова, А.М. Черепашука, Л.Р. Юнгельсона за постоянное обсуждение проблематики двойных звезд.

Список литературы

1. I. Iben, *Stellar Evolution Physics 2 Volume Hardback Set*, Cambridge, UK: Cambridge University Press (2012).
2. A. G. Masevich and A. V. Tutukov, *Stellar evolution: Theory and observations*, Moscow Nauka (1988).
3. A. Cherepaschuk, *Close binary stars*, Moscow Fizmatlit (2013).

Симбиотические звезды: формирование, эволюция, популяция

Юнгельсон Л.Р.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Рассмотрены современные представления об образовании и эволюции симбиотических звезд. Модель популяции симбиотических звезд сравнивается с данными наблюдений. Обсуждается проблема согласования численности наблюдаемых симбиотических звезд и предсказаний моделей.

Symbiotic stars: formation, evolution, population

Yungelson L.R.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract We consider modern insights into formation and evolution of symbiotic stars. The parameters of observed population of them are compared to results of population synthesis models. We discuss the problem of reconciliation of observed number of symbiotic stars and model predictions.

1. Введение

Симбиотические звезды (СЗ) обычно определяются как переменные объекты, в спектрах которых характеристики холодных гигантов сочетаются с эмиссионными линиями высокого возбуждения и могут наблюдаться признаки непрерывного излучения в (инфра)красной и ультрафиолетовой областях (напр., [1]). СЗ окружены зонами III. Для СЗ характерна переменность с различными шкалами времени и масштабам — от фликеринга до вспышек Новых.

Согласно предположению Бермана [2], позднее обоснованному Боярчуком [3, 4], СЗ — двойные системы с холодным и горячим компонентами. Около 80% СЗ относятся к типу *S* с нормальным гигантом спектрального класса *M*, а 20% — к типу *D* с покрасневшей миридой, окруженной пылевой оболочкой. У малочисленных *D'*-звезд наблюдаются гиганты класса *G* III.

Тутуков и Юнгельсон [5] показали, что горячим компонентом может быть белый карлик (БК), аккрецирующий вещество спутника, истекающее из точки L_1 в полуразделенных системах или из его звездного ветра в разделенных системах. Эта гипотеза нашла подтверждение после того, как наблюдения с IUE показали, что прак-

тически все яркие СЗ являются источниками УФ-излучения (см. [6]). Берман [2] также предположил, что переменность СЗ обусловлена активностью горячего компонента. Пачинский и Рудак [7] показали, что крупномасштабная активность СЗ может быть обусловлена изменениями радиуса и T_{eff} карлика, если скорость аккреции \dot{M}_{acc} варьируется в пределах, при которых возможно квазистационарное горение водорода, или термоядерными вспышками, если \dot{M}_{acc} ниже. Переменность может быть обусловлена взаимодействием ветра от горячего компонента с оболочкой СЗ [8] или, например, изменением \dot{M}_{acc} , обусловленной тепловой неустойчивостью аккреционного диска [9].

Относительно современный обзор основных наблюдаемых характеристик СЗ опубликован Николаевской [10]. Модели популяции симбиотических звезд с БК рассчитывались в работах [11, 12, 13, 14].

Ниже рассмотрены модель формирования и эволюции СЗ (§2) и обсуждаются проблема их численности (§3) и предлагаемые в литературе предложения о пересмотре понятия СЗ (§4).

2. Модель симбиотических звезд и их эволюция

На рис. 1 приведена диаграмма основных сценариев образования СЗ [11, 14]. Предполагается, что феномен СЗ проявляется в разделенных двойных системах, состоящих из холодного (сверх)гиганта малой ($\sim 1 M_{\odot}$) массы и БК, у которых светимость, обусловленная выделением гравитационной энергии при аккреции

$$L \approx 10L_{\odot} \frac{M_{\text{wd}}}{0.6M_{\odot}} \frac{\dot{M}_{\text{wd}}}{10^{-8} M_{\odot} \text{ год}^{-1}} \left(\frac{R_{\text{wd}}}{10^9 \text{ см}} \right)^{-1} \quad (1)$$

или светимость на стадии догорания водорода после вспышки $\geq 10L_{\odot}$. Для численных оценок использована программа BSE Харли и др. [13], модифицированная Лю и др. [14]. Две левые ветви диаграммы показывают тесные системы, в которых эволюция приводит к трансформации первичного компонента в БК после заполнения полости Роша (как правило, после ухода с главной последовательности). Устойчивость обмена веществом зависит от глубины конвективной оболочки звезды (мерой которой может служить относительная масса ядра M_c/M) и отношения масс компонентов q . Гигант теряет вещество неустойчиво, если q превосходит критическое значение

$$q_c = \left[1.67 - x + 2 \left(\frac{M_c}{M} \right)^5 \right] / 2.13, \quad (2)$$

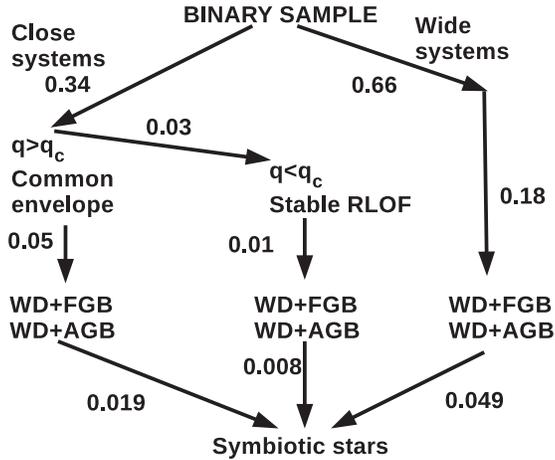


Рис. 1. Диаграмма основных сценариев формирования СЗ. FGB, AGB — звезды первой и асимптотической ветвей гигантов, соответственно; WD — белые карлики. Числа означают долю двойных звезд, эволюционирующих по соответствующей ветви сценария (основано на рис. 1 из [14] для $\alpha_{ce}\lambda = 0.5$).

где $x = 0.3$ — показатель соотношения «масса-радиус» для гигантов с одинаковой светимостью. В результате у системы формируется общая оболочка. Исход этой стадии — слияние компонентов или формирование разделенной системы — определяется соотношением энергии связи оболочки донора и доли орбитальной энергии системы, которая может быть использована для рассеяния оболочки.

Очевидно, что первая из этих величин непрерывно изменяется в ходе эволюции звезды, зависит от ее массы и химического состава, а вторая зависит также от того, как именно звезды эволюционируют внутри общей оболочки, взаимодействуют с веществом, остающимся гравитационно связанным с двойной звездой, и от наличия дополнительных источников энергии, которая может быть использована для рассеяния оболочки, например, внутренней энергии, энергии рекомбинации (см. [15]). Эти величины характеризуются «параметром энергии связи оболочки» λ и «параметром эффективности общей оболочки» α_{ce} . Если для описания изменения расстояния между компонентами в общей оболочке используется практически общепринятое уравнение Веббинка-де Коола [16, 17], исходное a_i и конечное a_f рас-

стояния связаны соотношением

$$\frac{a_f}{a_i} = \frac{M_c}{M} \left(1 + \frac{2M_e a_i}{\alpha_{ce} \lambda m R} \right)^{-1}, \quad (3)$$

где M_e — масса оболочки донора, m — масса вторичного компонента, R — радиус донора. Уравнение (3) определяет, произошло ли слияние компонентов. В нем параметры λ и α_{ce} не разделяются, поэтому обычно подбирается соотношение $\alpha_{ce} \lambda$, при котором наилучшим образом воспроизводятся результаты наблюдений. Влияние $\alpha_{ce} \lambda$ на общую численность модельной популяции СЗ обсуждается ниже. Другим важным параметром, влияющим на соотношение долей звезд, эволюционирующих по разным сценариям, является, очевидно, исходное отношение масс компонентов, которое в приведенном примере было выбрано плоским. Оценки также в значительной степени зависят от принятого закона потери массы за счет звездного ветра. В данном случае в расчетах эволюции красных гигантов учитывался реймерсовский ветер [18] с коэффициентом $\eta = 0.5$ и ветер звезд АВГ согласно Вассилиадису и Вуду [19]. Как показывает рис. 1, при плоском $f(q)$ и $\alpha_{ce} \lambda = 0.5$, если первый обмен веществом неустойчив, до стадии СЗ доходят $\lesssim 2\%$ исходных ТДС. При устойчивом обмене эта доля $\lesssim 1\%$.

Альтернативой уравнению (3) может служить выражение для a_f/a_i , полученное в предположении, что при обмене веществом сохраняется угловой момент системы [20]:

$$\frac{a_f}{a_i} = \left(\frac{M}{M_c} \right)^2 \left(\frac{M_c + m}{M + m} \right) \left(1 - \gamma \frac{M_e}{M + m} \right)^2, \quad (4)$$

где γ — параметр порядка 1.5, M_e — масса потерянной оболочки. В отличие от (3), уравнение (4) не подразумевает значительного изменения расстояния между компонентами в общей оболочке, и поэтому существенно больше СЗ формируется из полуразделенных систем ($\simeq 10\%$).

Правая ветвь на рис. 1 показывает наиболее очевидный и доминирующий сценарий образования СЗ в широких двойных системах, в которых ни один из компонентов не заполнял полость Роша и БК является остатком первичного компонента, завершившего эволюцию на АВГ. Граница между широкими и тесными системами зависит от массы компонентов на НГП, соответствующие исходные $P_{orb} \simeq 1000$ сут. При плоских распределениях по отношениям масс компонентов и логарифму расстояния между ними в интервале $1 \leq \lg(a/R_\odot) \leq 6$ по

этому сценарию формируются $\simeq 65\%$ СЗ. В соответствии со степенной начальной функцией масс первичных компонентов двойных звезд, БК в СЗ должны, преимущественно, иметь малые массы ($\sim 0.6 M_{\odot}$), а среди доноров должны доминировать объекты $\sim (1 - 2) M_{\odot}$, что подтверждается наблюдениями [21].

Описанные сценарии предполагают, что возникает разделенная система, но у наблюдаемых СЗ степень заполнения полости Роша донорами составляет (0.3–1) [22], т.е. могут существовать и полуразделенные СЗ (см. §4).

После формирования «прото-СЗ» БК аккреция происходит до накопления слоя вещества с массой $M_{\text{crit}}^{\text{WD}}$, достаточной для вспышки горения водорода. Захват вещества описывается формулой Бонди-Хойла [23]. Если полость Роша заполнена разреженным веществом звездного ветра, которое перетекает на спутник через окрестности точки L_1 , \dot{M}_{acc} может оказаться намного больше, чем дает формула Бонди-Хойла [24]. Такой же эффект может иметь гравитационная фокусировка звездного ветра [25]. После вспышки водород догорает в течение времени $t_{\text{on}} \approx 6.9 \times 10^{10} \eta \Delta M_{\text{crit}}^{\text{WD}} / L_s$ лет, где η — доля аккрецированного водорода, удержанного при вспышке, $L_s \approx 4.6 \times 10^4 (M_{\text{WD}}/M_{\odot} - 0.26) L_{\odot}$ — светимость холодных БК, аккрецирующих водород [26]. Светимость БК уменьшается с временем t как $L(t) \approx L_s t^{-1.14}$ [27]. Звезда выпадает из популяции СЗ, когда (и если) L уменьшается до $10L_{\odot}$. Уменьшение светимости БК в СЗ действительно наблюдается [28].

После первой вспышки цикл повторяется. По мере эволюции донора \dot{M}_{acc} возрастает. Возможно достижение условий, при которых на поверхности БК устанавливается квазистационарное горение водорода. На этой стадии СЗ может быть источником сверхмягкого рентгеновского излучения [29, 30]. Источники этого типа в симбиотических звездах наблюдаются в ММО [31]. Эволюция продолжается до исчерпания массы оболочки донора или заполнения им полости Роша. В моделях эволюции последнее, если для оценок используются уравнения (2, 3), приводит к общей оболочке и слиянию компонентов или формированию двойного вырожденного карлика. В принципе, звезда может провести на аккреционной стадии все время жизни, если донор завершает эволюцию и трансформируется в БК до накопления $M_{\text{crit}}^{\text{WD}}$. В очень редких случаях возможно достижение БК массы, достаточной для СН Ia. Важнейшие факторы, которые определяют эволюцию СЗ — звездный ветер донора и характер его ускорения, доля ветра, захватываемая БК, устойчивость перетекания вещества от гиганта к

БК, масса водорода, необходимая для термоядерной вспышки $M_{\text{crit}}^{\text{WD}}$. Наиболее детально численность популяции и зависимость ее характеристик от параметров модели исследована Лю и др. [14]. Основные результаты можно суммировать следующим образом. В модели со «стандартными» параметрами ($\alpha_{\text{ce}}\lambda = 0.5$ в (3), $v_{\infty} = 0.5v_{\text{esc}}$, $M_{\text{crit}}^{\text{WD}}$ и эффективность удержания вещества согласно [32]) 4100 СЗ находятся на стадии горения водорода, 7100 звезд имеют $L \geq 10L_{\odot}$ благодаря выделению гравитационной энергии при аккреции на БК до первой термоядерной вспышки или между вспышками. Изменение параметра $\alpha_{\text{ce}}\lambda$ от 0.5 до 2.5 увеличивает численность СЗ с горением водорода до 5300, т.к. больше систем остается разделенными после стадий общей оболочки, поскольку, грубо, $a_f/a_0 \propto \alpha_{\text{ce}}\lambda$. При варьировании других параметров модели и неизменном $\alpha_{\text{ce}}\lambda = 0.5$ численность популяции не превышает 12000 звезд. Численность СЗ резко понижается (1200 объектов), если предположить, что $v_{\infty} = v_{\text{esc}}$, как и следует ожидать при аккреции по Бонди-Хойлу. Наибольшая численность (15200 объектов) достигается при использовании в модели уравнения (4), т.к. при этом расстояние между компонентами на стадии первой общей оболочки изменяется мало.

В модели Хана и др. [12] с несколько другими предположениями относительно звезд, отождествляемых с СЗ ($\dot{M}_{\text{acc}} \geq 10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$), учет увеличения скорости потери вещества за счет вращения [33]) частота рождения СЗ в Галактике 0.016–0.106 в год, что, в принципе, согласуется с результатами [14]: 0.052–0.131 в год. В модели Харли и др. [13] частота формирования СЗ сравнима с этими значениями, численность СЗ 360–4100 объектов, но авторы не указали критерии отождествления СЗ. Основной фактор, повышающий численность СЗ в модели [13] — эффективное приливное взаимодействие компонентов.

Совокупностью расстояний между компонентами, которые должны быть достаточно велики для присутствия компонента-гиганта, условий для эффективного захвата вещества и $M_{\text{crit}}^{\text{WD}}$ определяется то, что в стандартной модели орбитальные периоды СЗ сосредоточены, преимущественно, в интервале 1000–2500 сут. Но присутствует «хвост», тянущийся до 10^5 сут. При этом практически все наблюдаемые СЗ с известными P_{orb} ($\simeq 100$ объектов) сосредоточены в интервале P_{orb} от 150 до 2500 сут., с острым пиком распределения от 500 до 1000 сут. [10, 34]. Но примечательно, что у одной из немногих СЗ с известной спектроскопической орбитой, R Aqr, $P_{\text{orb}} \approx 43.6$ лет [35]. Поскольку горячие компоненты СЗ типа D должны находиться *вне* пылевых оболочек мирид, P_{orb} в этом случае должны быть $\gtrsim 20$ лет [36]. Боль-

шинство оценок $P_{\text{огб}}$ основаны на фотометрических данных, исследования лучевых скоростей, как правило, не проводились. Естественно, что более короткие $P_{\text{огб}}$ обнаруживаются проще, но эффекты селекции, влияющие на распределение СЗ по $P_{\text{огб}}$, никогда не исследовались. Определение $P_{\text{огб}}$ затруднено не только их длительностью, но и тем, что многие холодные компоненты СЗ пульсируют, происходят затмения пылевыми оболочками (у D -систем).

Вспышки термоядерного горения на поверхности БК отождествляются с Новыми. Для СЗ характерны малые массы БК и относительно высокие скорости аккреции, поэтому симбиотические Новые, являются «слабыми», с амплитудами вспышек $\leq (4^m - 6^m)$ [32], в отличие от классических Новых, изменение блеска которых может достигать 12^m . Для симбиотических Новых характерны длительные вспышки. В стандартной модели частота симбиотических Новых составляет 3.4 в год, что практически совпадает с эмпирической оценкой Ибена и Тутукова [26]. Вариации параметров модели приводят к значениям от 1.3 до 13.5 событий в год. Эти значения могут быть сопоставлены с полной частотой классических Новых в Галактике (50_{-23}^{+31} в год [37]). Как предположили Ибен и Тутуков [26], различия между классическими и симбиотическими Новыми могут быть связаны с тем, что последние вспыхивают в практически свободном пространстве и избегают взаимодействия с спутником (что может удлинить стадию горения из-за меньшей потери вещества), образования общих оболочек, различий в обогащении слоя горения элементами CNO-цикла из-за малой продолжительности жизни СЗ.

Как упомянуто выше, изменения блеска симбиотических новых меньшей амплитуды, $(1^m - 3^m)$ могут быть связаны с переменностью скорости аккреции, в пределах, допускающих квазистационарное горение водорода, т.к. при этом при практически постоянной болометрической светимости значительно изменяются радиусы БК [7]. Газодинамические расчеты показывают, что, например, в случае системы, подобной Z And, к разрушению диска и увеличению \dot{M}_{acc} могут приводить изменения скорости ветра $\simeq 20\%$ [38]. На этом основана гипотеза о т.н. «комбинированных Новых», обусловленных изменением \dot{M}_{acc} [39].

К изменениям \dot{M}_{acc} гипотетически могут приводить изменения скорости ветра или потери вещества холодным компонентом в шкале времени меньшей $P_{\text{огб}}$, вызывающие изменение структуры течения вещества в системе (напр., [40].)

3. Популяция симбиотических звезд

В рассмотренной выше модели возникновение СЗ связано с аккрецией звездного ветра в *разделенных* двойных системах. В широких парах стадия СЗ может окончиться, когда в системе, которая становится все более широкой, исчезают условия для поддержания феномена СЗ или холодный донор завершает эволюцию. В изначально тесных парах холодный компонент, как правило, в определенный момент заполняет полость Роша. К этому времени он имеет глубокую конвективную оболочку или отношение масс компонентов $q \gtrsim (0.6 - 0.8)$. До сравнительно недавнего времени считалось, что при таких условиях потеря массы донором происходит в шкале времени, промежуточной между тепловой и динамической [41, 42] и система погружается в общую оболочку, в которой компоненты могут слиться или сформировать двойной вырожденный карлик. Но Плавец и др. [43] обратили внимание на то, что заполнению полости Роша фотосферой звезды предшествует достаточно длительная стадия, когда на спутник перетекают протяженные *атмосферные слои* звезды и скорость перетекания может быть невелика, что может продлить стадию СЗ (на $\sim 10^5$ лет). С другой стороны, продолжительность стадии СЗ может уменьшить потеря системой вещества ветра через окрестности точки L_2 , которая приводит к сокращению разделения компонентов [44].

Часть наблюдаемых СЗ может быть полуразделенными системами [10, 22]. Это важно для теории эволюции ТДЗ в общем, т.к. имеет отношение к проблеме устойчивости потери вещества красными гигантами и на стадиях эволюции, предшествующих формированию СЗ и к вопросу о численности СЗ, в частности.

Вудс и Иванова [45] и Пасси с соавторами [46] показали, что тепловая шкала времени сверхадиабатического слоя, расположенного выше конвективной оболочки, сравнима с динамической шкалой времени звезды и поэтому восстановление звездой теплового равновесия после потери массы не ведет к ее расширению. Первый этап обмена веществом, как было неоднократно показано, может быть стабилизирован потерей массы из системы, и критическое значение q достигает 1.2 (см. [47] и ссылки в этой работе). Павловский и Иванова [48], рассмотрев истечение оптически толстого потока вещества из «сопла» около L_1 и приняв во внимание возможность потери системой вещества через окрестности точек L_2 и L_3 , заключили, что в ТДС стабильный обмен веществом возможен вплоть до $q \simeq 2.5$.

Суммируя предложенные уточнения режимов потери вещества, можно предположить, что критерии устойчивости доноров, приня-

тые в существующих моделях популяции СЗ, чересчур жестки. Их пересмотр может увеличить численность объектов в моделях. Оценки численности СЗ в Галактике являются экстраполяцией числа наблюдавшихся в свое время 150–200 объектов и варьируются от ~ 3000 [6] до ~ 300000 [49], в зависимости от предположений о пространственном распределении звезд, времени их жизни, эффектах наблюдательной селекции. Если нижняя оценка приемлемо согласуется с моделями, то верхняя существенно превосходит модельные оценки. Численность заподозренных СЗ возрастает в значительной степени за счет массовых фотометрических обзоров неба. Но дальнейшие спектроскопические наблюдения показывают, например, что в избранной площадке LAMOST только 4 из 9 ожидавшихся объектов — СЗ [50]. Аналогично, из 18 кандидатов-СЗ из каталога IPHAS всего 5 оказались СЗ [51]. С другой стороны, для площадки неба площадью 35 кв. град., на которой по материалам каталога звезд с эмиссионной линией $H\alpha$ [52] заподозрили 20 СЗ [53], в результате спектроскопических наблюдений с $R \sim 12000$ и анализа архивных кривых блеска проектов OGLE и MACHO Мишальский и др. [54] подтвердили существование 20 новых СЗ и нашли 15 кандидатов в СЗ. Отметим, что исследовалась площадка в направлении балджа Галактики, что подтверждает аргументы Мунари и Ренцини [49] в пользу того, что СЗ являются, преимущественно, старыми объектами. Тем не менее, с 2000 г. до настоящего времени численность известных *bona fide* СЗ возросла всего лишь с 200 до 300. Определенные перспективы открытия новых СЗ дает разработка диагностических методов, позволяющих отличить, например, горячие ядра планетарных туманностей и плотные зоны НП от СЗ [55].

4. Обсуждение и выводы

«Дефицит» наблюдаемых СЗ повлек за собой попытки расширить традиционное феноменологическое определение СЗ. Луна и др. [56] предложили дать «физическое» определение СЗ как «двойных звезд с компактным спутником, аккрецирующим достаточно вещества, чтобы проявиться в любом диапазоне спектра». Предлагается (напр., [57]) разделить СЗ на *объекты с горением H на поверхности БК* и *без горения H*. Природа звезд сходна, но у звезд без горения отсутствуют эмиссионные линии, и они не обнаруживаются как традиционные СЗ в обычных обзорах с низким спектральным разрешением. В то же время у звезд без горения наблюдаются жесткое рентгеновское излучение (15–35 кэВ), которое связывается с оптически тонким пограничным

слоем аккреционного диска и избыток переменного УФ-излучения, по-видимому, обусловленный переработкой излучения диска. Звезды, у которых наблюдались бы одновременно жесткое рентгеновское излучение и эмиссионные линии, неизвестны [58].

Предложенный пересмотр термина «симбиотическая звезда» вполне совместим с моделью формирования и эволюции СЗ [5], в которой термоядерная активность, является, по существу, транзитным явлением, а большую часть жизни СЗ проводят на стадии аккреции или остывания после всплеск. Однако оценки численности популяции СЗ, доходящие до $(3-4) \times 10^5$, выполнены для звезд, соответствующих *феноменологическому* определению, а не *физическому*. Таким образом, решение проблемы численности «традиционных» СЗ, скорее всего, связано с исследованиями устойчивости потери вещества красными гигантами, эволюции в общих оболочках, уточнением эффективности аккумуляции вещества БК и наблюдательных оценок. Здесь же можно упомянуть все еще недостаточно хорошо определенные истинные исходные распределения компонентов двойных звезд по отношениям их масс и по полуосьям орбит, служащие основой популяционного синтеза.

Работа была поддержана Программой президиума РАН П-28.

Список литературы

1. D. Allen, *Nature*, **293**, 99, 1981.
2. L. Berman, *PASP*, **44**, 318, 1932.
3. A. A. Boyarchuk, *Sov. Astron.*, **11**, 8, 1967.
4. A. A. Boyarchuk, *Sov. Astron.*, **11**, 818, 1968.
5. A. V. Tutukov and L. R. Iungelson, *Astrofizika*, **12**, 521, 1976.
6. S. J. Kenyon, *The symbiotic stars* (1986).
7. B. Paczynski and B. Rudak, *A&A*, **82**, 349, 1980.
8. G. T. Bath, *MNRAS*, **178**, 203, 1977.
9. W. J. Duschl, *A&A*, **163**, 56, 1986.
10. J. Mikołajewska, *Baltic Astronomy*, **21**, 5, 2012.
11. L. Yungelson, M. Livio, A. Tutukov, and S. J. Kenyon, *ApJ*, **447**, 656, 1995.
12. Z. Han, P. P. Eggleton, P. Podsiadlowski, and C. A. Tout, *MNRAS*, **277**, 1443, 1995.
13. J. R. Hurley, C. A. Tout, and O. R. Pols, *MNRAS*, **329**, 897, 2002.
14. G. Lü, L. Yungelson, and Z. Han, *MNRAS*, **372**, 1389, 2006.
15. N. Ivanova, S. Justham, X. Chen, O. De Marco, et al., *A&A Rev.*, **21**, 59, 2013.
16. R. F. Webbink, *ApJ*, **277**, 355, 1984.
17. M. de Kool, *ApJ*, **358**, 189, 1990.

18. D. Reimers, *Mem. Soc. R. Sci. de Liege*, **8**, 369, 1975.
19. E. Vassiliadis and P. R. Wood, *ApJ*, **413**, 641, 1993.
20. G. Nelemans, F. Verbunt, L. R. Yungelson, and S. F. Portegies Zwart, *A&A*, **360**, 1011, 2000.
21. J. Mikołajewska, in R. L. M. Corradi, J. Mikołajewska, and T. J. Mahoney, eds., *Symbiotic Stars Probing Stellar Evolution, ASP Conf. Ser.*, volume 303, 9 (2003).
22. H. M. J. Boffin, M. Hillen, J. P. Berger, A. Jorissen, N. Blind, J. B. Le Bouquin, J. Mikołajewska, and B. Lazareff, *A&A*, **564**, A1, 2014.
23. H. Bondi and F. Hoyle, *MNRAS*, **104**, 273, 1944.
24. P. Podsiadlowski and S. Mohamed, *Baltic Astronomy*, **16**, 26, 2007.
25. M. de Val-Borro, M. Karovska, and D. Sasselov, *ApJ*, **700**, 1148, 2009.
26. I. J. Iben and A. V. Tutukov, *ApJS*, **105**, 145, 1996.
27. D. Prialnik, *ApJ*, **310**, 222, 1986.
28. V. A. Cúneo, S. J. Kenyon, M. N. Gómez, D. Chochol, S. Y. Shugarov, and E. A. Kolotilov, *ArXiv e-prints*, 2018.
29. E. P. J. van den Heuvel, D. Bhattacharya, K. Nomoto, and S. A. Rappaport, *A&A*, **262**, 97, 1992.
30. L. R. Yungelson, *Astron. Lett.*, **36**, 780, 2010.
31. M. Orío, A. Zezas, U. Munari, A. Siviero, and E. Tepedelenlioglu, *ApJ*, **661**, 1105, 2007.
32. O. Yaron, D. Prialnik, M. M. Shara, and A. Kovetz, *ApJ*, **623**, 398, 2005.
33. C. A. Tout and P. P. Eggleton, *MNRAS*, **231**, 823, 1988.
34. M. Gromadzki, J. Mikołajewska, and I. Soszyński, *Acta Astron.*, **63**, 405, 2013.
35. M. Gromadzki and J. Mikołajewska, *A&A*, **495**, 931, 2009.
36. J. Mikołajewska, in E. Guenther, B. Stecklum, and S. Klose, eds., *Optical and Infrared Spectroscopy of Circumstellar Matter, ASP Conf. Ser.*, volume 188, 291 (1999).
37. A. W. Shafter, *ApJ*, **834**, 196, 2017.
38. D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, E. Y. Kilpio, and O. A. Kuznetsov, *Astron. Rep.*, **46**, 1022, 2002.
39. J. L. Sokoloski, S. J. Kenyon, B. R. Espey, C. D. Keyes, et al., *ApJ*, **636**, 1002, 2006.
40. M. de Val-Borro, M. Karovska, D. D. Sasselov, and J. M. Stone, *MNRAS*, **468**, 3408, 2017.
41. B. Paczyński and R. Sienkiewicz, *Acta Astron.*, **22**, 73, 1972.
42. M. S. Hjellming and R. F. Webbink, *ApJ*, **318**, 794, 1987.
43. M. Plavec, R. K. Ulrich, and R. S. Polidan, *PASP*, **85**, 769, 1973.
44. Z. Chen, E. G. Blackman, J. Nordhaus, A. Frank, and J. Carroll-Nellenback, *MNRAS*, **473**, 747, 2018.
45. T. E. Woods and N. Ivanova, *ApJL*, **739**, L48, 2011.
46. J.-C. Passy, F. Herwig, and B. Paxton, *ApJ*, **760**, 90, 2012.

47. T. E. Woods, N. Ivanova, M. V. van der Sluys, and S. Chaichenets, *ApJ*, **744**, 12, 2012.
48. K. Pavlovskii and N. Ivanova, *MNRAS*, **449**, 4415, 2015.
49. U. Munari and A. Renzini, *ApJL*, **397**, L87, 1992.
50. J. Li, J. Mikołajewska, X.-F. Chen, A.-L. Luo, et al., *RAA*, **15**, 1332, 2015.
51. E. R. Rodríguez-Flores, R. L. M. Corradi, A. Mampaso, D. García-Alvarez, U. Munari, R. Greimel, M. M. Rubio-Díez, and M. Santander-García, *A&A*, **567**, A49, 2014.
52. Q. A. Parker, A. Acker, A. Peyaud, D. J. Frew, and MASH Consortium, in R. Szczerba, G. Stasińska, and S. K. Gorny, eds., *Planetary Nebulae as Astronomical Tools, AIP Conf. Series*, volume 804, 3–6 (2005).
53. B. Miszalski, A. Acker, A. F. J. Moffat, Q. A. Parker, and A. Udalski, *A&A*, **496**, 813, 2009.
54. B. Miszalski, J. Mikołajewska, and A. Udalski, *MNRAS*, **432**, 3186, 2013.
55. K. Iłkiewicz and J. Mikołajewska, *A&A*, **606**, A110, 2017.
56. G. J. M. Luna, J. L. Sokoloski, K. Mukai, and T. Nelson, *A&A*, **559**, A6, 2013.
57. K. Mukai, G. J. M. Luna, G. Cusumano, A. Segreto, et al., *MNRAS*, **461**, L1, 2016.
58. J. L. Sokoloski, S. Lawrence, A. P. S. Crotts, and K. Mukai, *ArXiv e-prints*, 2017.

Газодинамическая турбулентность в аккреционных дисках

Курбатов Е.П.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Возможность дисковой аккреции связана с отводом углового момента. В основе механизмов отвода или диссипации момента в дисковых течениях без магнитного поля могут лежать только газодинамические эффекты. Турбулентная вязкость является одним из самых эффективных механизмов диссипации. Сама по себе турбулентность возникает в результате развития неустойчивости из малых возмущений. В статье рассмотрены два сценария образования неустойчивой конфигурации в дисковом течении: возбуждение некеплеровского возмущения и нелинейные эффекты в волнах конечной амплитуды.

Gas-dynamical turbulence in accretion disks

Kurbatov E.P.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The possibility of disk accretion is connected to the removal of the angular momentum. The mechanisms of dissipation of angular momentum in disk flows without a magnetic field can be based only on gas-dynamic effects. Turbulent viscosity is one of the most effective mechanism of dissipation. Turbulence itself is the result of the development of instability from small perturbations. Two scenarios for the formation of an unstable configuration in a disk are considered in the article: excitation of a non-Keplerian perturbation and nonlinear effects in waves of a finite amplitude.

1. Введение

Множество работ было посвящено исследованию устойчивости линейных гидродинамических возмущений во вращающихся течениях (например, см. ссылки в статье [1]). Кеплеровские диски оказались спектрально устойчивыми по отношению к линейным возмущениям широкого класса. В качестве возможного механизма эффективной генерации турбулентности в дисках можно рассмотреть нелинейные воздействия на аккреционные течения.

Существует по меньшей мере два класса астрофизических дисков, аккреционное течение в которых испытывает внешнее воздействие: это диски вокруг компонентов тесных двойных звезд и [прото-

планетные] диски вокруг молодых звездных систем. В объектах первого типа аккреционное течение подвержено как приливному гравитационному воздействию со стороны донора, так и гидродинамическому воздействию аккреционной струи, что приводит к формированию т.н. «горячей линии» [2, 3]. В объектах второго типа источником воздействия выступают отошедшие ударные волны от компонентов двойной системы [4], или возмущения неударного типа, если звезды движутся с дозвуковой скоростью [5] — такие возмущения воздействуют на протопланетный диск с внутренней стороны. Результатом этого может стать возбуждение в диске нелинейных волн с различными амплитудами и масштабами. Такие волны могут быть благоприятным фоном для развития неустойчивости, приводящей к турбулизации диска, а также непосредственно формировать неустойчивые конфигурации.

2. Прецессионная волна плотности

Газ в двойной системе подвержен воздействию гравитационных сил со стороны аккретора и донора, а также центробежной силы и давления. Баланс гравитации аккретора и центробежной силы определяет крупномасштабную кеплеровскую структуру диска, а баланс гравитационной силы от донора и сил давления задает в диске некеплеровское возмущение — прецессионную волну [6]. Волна представляет собой возмущение скорости, радиальной и угловой скорости газа, имеющее спиральную форму. Эта неоднородная структура влияет на свойства малых возмущений в газе, приводя к тому, что в дисперсионном уравнении возникают ветви с положительным инкрементом, т.е. появляются неустойчивые моды. Основную роль в этом играет градиент радиальной скорости. Необходимое условие неустойчивости [7]:

$$\left| \frac{\partial v_r}{\partial r} \right| \gtrsim 2.8 \frac{c}{H}, \quad (1)$$

где c — скорость звука; H — полутолщина диска. Если это условие выполнено, то наиболее быстрорастущие моды будут иметь инкремент

$$\gamma = \frac{c}{H} \left[\frac{1}{4} \frac{H^2}{c^2} \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 - 2 \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Рост амплитуды неустойчивых мод с большой вероятностью вызовет развитие турбулентности (в силу больших значений числа Рейнольдса в астрофизических дисках). Оценка параметра Шакуры-Сюняева,

выраженная через инкремент растущих мод, имеет вид:

$$\alpha \lesssim \gamma \frac{H}{c}. \quad (3)$$

Расчет величины α , выполненный для численной модели аккреционного диска в катаклизмической двойной системе, показал, что интенсивность турбулентности, которая возбуждается на фоне нелинейной прецессионной волны, имеет порядок $\alpha \sim 0.01$.

3. Опрокидывание нелинейных волн

В гидродинамике хорошо известен механизм образования разрывов на нелинейных волнах [8, 9]. Это явление происходит вследствие «опрокидывания» профиля волны. Сами волны в диске могут возбуждаться внешним воздействием со стороны компонентов двойной системы. За возникновение разрыва ответственны два фактора: (а) в областях повышенного давления скорость распространения возмущений выше, чем в областях низкого давления; (б) скорость возмущений складывается со скоростью фонового потока. Так если рассмотреть передний фронт нелинейной волны, где давление и скорость меняются от максимального до минимального значения, то область максимума будет догонять область минимума, что будет приводить к укручению профиля волны и, за конечное время, к его опрокидыванию и образованию разрывного решения. Эта картина несколько усложняется, если учитывать дифференциальное вращение вещества диска. Например, можно показать, что волновое решение для малых радиальных возмущений существует лишь в той области кеплеровского диска, где частота волны не меньше угловой скорости вещества диска [10, 11]. Однако, сценарий образования разрывов работает и во вращающихся течениях. При этом в распределении удельного углового момента $\lambda = v_\phi/r$ возникает не разрыв, а особенность в виде каустики [11]. С учетом типичных для аккреционных дисков чисел Рейнольдса, $Re \sim 10^{10}$, можно утверждать, что такие каустики абсолютно неустойчивы (подобно пограничному слою [8]). Распад каустики влечет возникновение турбулентности в локальной окрестности этой особенности. На рис. 1 показана схема образования разрыва в распределении плотности и радиальной скорости, а также каустики в распределении тангенциальной скорости.

Местоположение области, в которой возникает локальная турбулентность, определяется амплитудой и масштабом возмущения, возбуждаемого на краю диска (внутреннем или внешнем) и распростра-

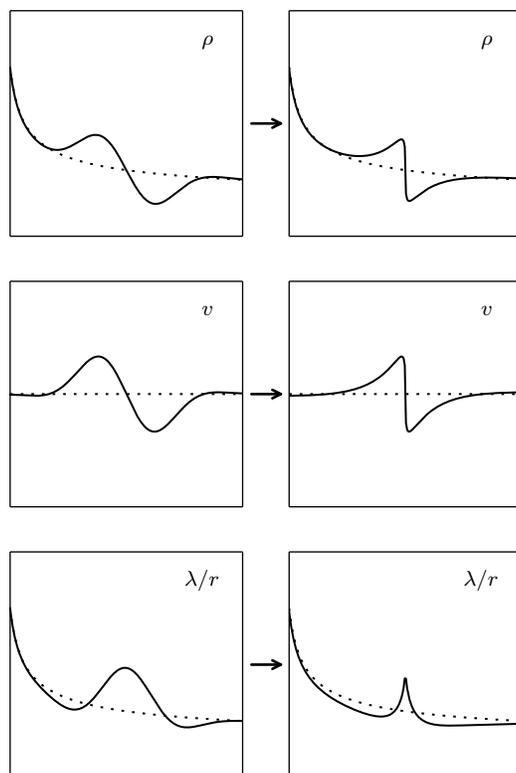


Рис. 1. Схема образования разрыва во вращающемся течении. Возмущение распространяется слева направо. *Верхний ряд*: профиль плотности. *Средний ряд*: профиль радиальной скорости. *Нижний ряд*: профиль тангенциальной скорости. Пунктирной линией показаны равновесные распределения.

нящегося вглубь диска. Время «свободного пробега» возмущения t_{sh} и радиус r_{sh} , на котором образуется каустика, приблизительно опреде-

ляются соотношениями [11]

$$t_{\text{sh}} = \frac{1}{\mathcal{M}\omega}, \quad t_{\text{sh}} = \pm \int_{r_*}^{r_{\text{sh}}} \frac{dr}{c_0(r)}, \quad (4)$$

где \mathcal{M} — амплитуда начальной волны возмущения, выраженная в числах Маха; ω — частота волны; r_* — радиус, на котором возбуждается волна; $c_0(r)$ — зависимость скорости звука от радиуса в невозмущенном диске. Знак перед правой частью второго выражения зависит от направления распространения волны возмущения. Интенсивность турбулентности, которая возникает после распада каустики, можно оценить коэффициентом Шакуры-Сюняева:

$$\alpha \sim 0.1 \frac{\Omega_K(r_*)}{\omega} \left[1 \pm \frac{3c_0(r_*)}{2\mathcal{M}r_*\omega} \right]^{-1}. \quad (5)$$

Расчеты интенсивности турбулентности, проведенные для численной модели протопланетного диска, показали, что величина α лежит в пределах 0.01 ... 0.05 [12].

4. Заключение

Воздействие, оказываемое на аккреционный диск со стороны компонентов двойной системы, может приводить к появлению в диске нелинейных волн. Приливная составляющая гравитационного потенциала возбуждает в диске нелинейную прецессионную волну, амплитуда которой может быть достаточно большой, чтобы линейные возмущения на ее фоне были неустойчивыми. Кроме того, нелинейные волны могут участвовать в универсальном сценарии генерации ударных волн и каустик, который реализуется в любых средах с «обычным» уравнением состояния. В условиях быстрого сдвигового течения каустики будут неустойчивы и при распаде будут напрямую порождать турбулентность.

Список литературы

1. P. Godon and M. Livio, *ApJ*, **521**, 319, 1999.
2. D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, V. M. Chechetkin, O. A. Kuznetsov, and D. Molteni, *MNRAS*, **300**, 39, 1998.
3. A. A. Boyarchuk, D. V. Bisikalo, O. A. Kuznetsov, and V. M. Chechetkin, *Mass transfer in close binary stars* (2002).
4. P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, A. M. Fateeva, and A. Y. Sytov, *Astron. Rep.*, **54**, 1078, 2010.

5. A. Y. Sytov, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaigorodov, *Astron. Rep.*, **60**, 99, 2016.
6. D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, P. V. Kaigorodov, O. A. Kuznetsov, and T. Matsuda, *Astron. Rep.*, **48**, 449, 2004.
7. E. P. Kurbatov, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaigorodov, *Phys. Usp.*, **57**, 851, 2014, URL <http://ufn.ru/en/articles/2014/8/c/>.
8. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Fluid mechanics. Course of theoretical physics* (1959).
9. Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (1966).
10. P. Goldreich and S. Tremaine, *ApJ*, **233**, 857, 1979.
11. E. P. Kurbatov and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **61**, 475, 2017.
12. E. P. Kurbatov, A. Y. Sytov, and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **61**, 1031, 2017.

Взаимодействие протопланетного диска с межзвездной средой

Кайгородов П.В., Бисикало Д.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт В работе представлены результаты численного моделирования процесса взаимодействия протопланетного аккреционного диска с набегающим потоком газа. Рассмотрен частный случай, когда скорость потока перпендикулярна экваториальной плоскости диска. Параметры моделирования соответствуют прохождению молодой звезды через плотное молекулярное облако со скоростью, близкой к максимально наблюдаемой для звезд солнечной окрестности.

Interaction of a protoplanetary accretion disk with interstellar medium

Kaygorodov P.V., Bisikalo D.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract We present results of numerical modelling of the protoplanetary accretion disk interaction with a gas flow. A special case is considered when the flow velocity is perpendicular to the disk equatorial plane. The modelling parameters correspond to the passage of a young star through a dense molecular cloud with a velocity close to the maximal observed for stars in the solar neighbourhood.

1. Введение

После формирования молодой звезды, она еще в течение некоторого времени может быть окружена аккреционным диском — остатками протозвездного облака, в котором, в частности, могут формироваться планеты. За характерное время существования порядка двадцати миллионов лет [1, 2], вполне вероятным является пролет аккреционного диска через сравнительно плотные области межзвездной среды, в том числе, через молекулярные облака. В настоящей работе представлены результаты численного моделирования процесса прохождения протопланетного диска через среду с характерной для молекулярного облака [3] концентрацией вещества $\sim 10^2 \text{ см}^{-3}$. Распределение относительных скоростей звезд в солнечной окрестности [4] с учетом плотности звезд на данном галактическом радиусе позволяет

оценить наибольшую вероятную скорость, с которой возможно прохождение звезды через газ молекулярного облака как ~ 80 км/с, и именно эта величина была использована при моделировании. В работе рассмотрен случай, когда скорость набегающего потока перпендикулярна плоскости аккреционного диска.

Ранее подобные задачи рассматривались либо с использованием сравнительно простых моделей частиц (например в [5]), либо в контексте взаимодействия протопланетного диска с ударной волной от взрыва сверхновой (см., например, [6]). В настоящей работе используется газодинамическое моделирование на декартовой сетке с разрешением $400 \times 400 \times 400$ ячеек, имеющей размер $1400 \times 1400 \times 1670$ а.е., экваториальная плоскость аккреционного диска перпендикулярна оси z . Все скорости заданы в инерциальной системе координат, связанной со звездой. Сфера вокруг звезды, размером в 3 а.е. исключена из расчетов и на ее поверхности заданы условия свободного втекания. На внешней границе расчетной области заданы константные граничные условия. При моделировании применялась численная TVD-схема Роу-Ошера годуновского типа с энтропийной поправкой Эйнфельда (см. [7, 8]). Моделировалась стандартная система уравнений газовой динамики, замкнутая уравнением состояния идеального газа с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$. Исходя из оценки характерного размера молекулярного облака в 50 пк, время прохождения звезды через него должно быть порядка $6 \cdot 10^4$ лет, что на порядок меньше характерного времени самогравитации, что позволяет нам пренебречь самогравитацией при моделировании.

Моделировался протопланетный диск, окружающий звезду с массой равной массе Солнца. Внешний радиус диска был задан равным 1400 а.е., отношение между радиусом и толщиной было задано равным единице. Температура диска была взята постоянной, равной 20 К. Распределение вертикальной плотности в диске было задано таким образом, чтобы обеспечить гидростатическое равновесие. Радиальная зависимость поверхностной концентрации в диске была задана в соответствии с [9] как $10^3 \cdot r^{-3/2}$, где r выражено в а.е., угловая скорость при этом была выбрана таким образом, чтобы уравновесить гравитацию и радиальный градиент газового давления в диске. Моделирование проводилось с использованием 400 процессоров, до достижения времени ~ 5000 лет от начала столкновения.

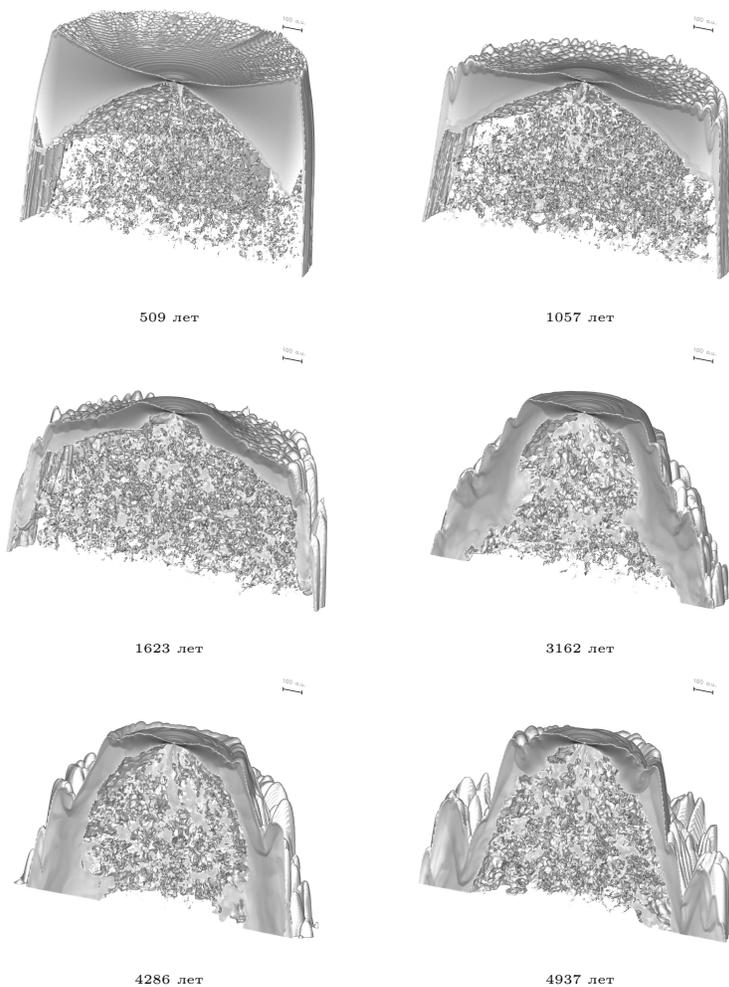


Рис. 1. Изоповерхность плотности и вертикальное распределение плотности вдоль диаметра аккреционного диска для различных моментов времени.

2. Результаты моделирования

На рис. 1 показана изоповерхность плотности $\rho = 10^{-19}$ г/см³, а также цветом — логарифмическое распределение плотности на срезе диска, линейки размером в 100 а.е. приведены для масштаба. Приведены рас-

пределения для моментов времени 509, 1057, 1623, 3162, 4286 и 4937 лет от начала столкновения. Скорость набегающего потока направлена сверху вниз. На момент $t = 409$ лет верхняя часть диска уже существенно деформирована, в диске формируется ударная волна, вызванная столкновением с набегающим потоком. Наветренная поверхность диска покрыта рябью с масштабом 10–20 а.е., подветренная сторона возмущена значительно меньше, кроме центральной области, где ударная волна уже успела пересечь диск. За диском наблюдается множество мелкомасштабных возмущений. В момент $t = 1057$ лет диск уже значительно деформирован, а возмущения на его наветренной стороне увеличились в масштабе — на внешнем крае диска их размер достиг 40–50 а.е., однако до радиуса ~ 250 а.е. диск остается сравнительно гладким. Подветренная сторона также покрыта возмущениями с масштабом 40–50 а.е., что связано с прохождением через диск ударной волны. На внешнем крае диска наблюдается начало срыва вещества — от диска практически отделилось кольцо шириной ~ 50 а.е. К моменту $t = 1623$ лет диск уже весьма сильно деформирован. В нем выделяется центральная невозмущенная область с радиусом ~ 250 а.е., за пределами которой диск сильно смят набегающим потоком. Масштаб возмущений на краю диска достигает ~ 70 а.е., продолжается срыв вещества с внешних краев. Внутренняя структура диска за пределами невозмущенной области также становится заметно неоднородной. К моменту времени $t=3162$ лет практически все вещество диска за пределами ~ 250 а.е. от звезды сорвано набегающим потоком. Внутри радиуса 250 а.е. диск заметно асимметричен по вертикали — его наветренная поверхность уплощена. Срываемое потоком вещество сильно неоднородно, характерный масштаб неоднородностей достигает ~ 100 а.е. в направлениях, перпендикулярных скорости ветра. К моменту $t = 4286$ лет картина существенно не изменяется, хотя по-прежнему продолжается срыв вещества с внешнего края уменьшившегося диска. Так же, как и раньше, это происходит путем отделения колец газа, на которых сразу же начинают формироваться неоднородности с масштабом 40–50 а.е. Примерно такая же картина наблюдается и на момент 4937 лет. К этому времени радиус невозмущенной области уже сократился до $\sim 150 - 200$ а.е.

3. Выводы

Трехмерное численное газодинамическое моделирование дает возможность оценить возможные последствия прохождения через протопланетного диска через плотное молекулярное облако. Прежде всего, ре-

зультатом такого прохождения будет потеря существенной части массы и уменьшения диска в размерах. Так, для рассмотренного в работе случая диск теряет более $2/3$ своей массы, а его радиус также уменьшается приблизительно в 3 раза, если рассматривать только часть с радиусом ~ 200 а.е., остающуюся невозмущенной после ~ 5000 лет после начала прохождения через облако.

Теряемая диском масса срывается в виде колец с его периферии. Первоначально развивается неустойчивость, создающая углубление, отделяющее внешнее кольцо от основного диска, после чего это кольцо также разбивается на множество фрагментов разного размера. Каждое кольцо при этом по массе сравнимо с массой Юпитера. Можно предположить, что отделившиеся от диска фрагменты окажутся достаточно массивными, чтобы коллапсировать и породить множество планет или планетоподобных объектов, не связанных с какой-либо звездой и аккрецирующих газ молекулярного облака. Их тангенциальные скорости должны быть достаточно велики, чтобы они не были гравитационно связанными друг с другом, однако, трение, возникающее за счет наличия вещества молекулярного облака, потенциально может их затормозить.

Следует отметить, что рассмотренная в настоящей работе модель является экстремальной по своим параметрам — столкновение считается «лобовым» для плоскости диска, скорость прохождения взята близкой к максимальной наблюдаемой скорости среди звезд солнечной окрестности, а плотность набегающего потока соответствует плотному молекулярному облаку. Уменьшение плотности облака и/или скорости прохождения, может привести к существенно меньшей потере массы диском. Также, изменение ориентации диска относительно скорости набегающего потока также, вероятно, уменьшит потерю массы и изменит картину течения. Тем не менее, полученный результат может дать верхние оценки, полезные для интерпретации наблюдений и построения эволюционных моделей протопланетных дисков.

Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатовский институт», <http://ckp.nrcki.ru/>.

Список литературы

1. E. E. Mamajek, M. R. Meyer, P. M. Hinz, W. F. Hoffmann, M. Cohen, and J. L. Hora, *ApJ*, **612**, 496, 2004.
2. R. J. White and L. A. Hillenbrand, *ApJL*, **621**, L65, 2005.

3. L. Blitz, in E. H. Levy and J. I. Lunine, eds., *Protostars and Planets III*, 125–161 (1993).
4. B. Nordström, M. Mayor, J. Andersen, J. Holmberg, et al., *A&A*, **418**, 989, 2004.
5. T. P. G. Wijnen, F. I. Pelupessy, O. R. Pols, and S. Portegies Zwart, *A&A*, **604**, A88, 2017.
6. J. L. Close and J. M. Pittard, *MNRAS*, **469**, 1117, 2017.
7. A. A. Boyarchuk, D. V. Bisikalo, O. A. Kuznetsov, and V. M. Chechetkin, *Mass transfer in close binary stars* (2002).
8. Bisikalo D. V., Zhilkin A. G., Boyarchuk A. A., *Gas dynamic close binary stars (in Russian)* (2013).
9. C. Hayashi, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, **70**, 35, 1981.

Симбиотические рентгеновские источники

Юнгельсон Л.Р.¹, Куранов А.Г.², Постнов К.А.^{2,3}

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

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

³*Казанский федеральный университет, Казань, Россия*

Абстракт Построена модель популяции симбиотических рентгеновских звезд, учитывающая нестационарность квазисферической дозвуковой аккреции вещества звездного ветра гиганта медленно вращающимися нейтронными звездами. В модели, рассчитанные авторами ранее, внесены уточнения, позволяющие более адекватно описать наблюдаемые распределения источников по орбитальным периодам, периодам вращения нейтронных звезд и их рентгеновским светимостям в диапазоне $\sim 10^{32} - 10^{36}$ эрг/с.

Symbiotic X-ray stars

Yungelson L.R.¹, Kuranov A.G.², Postnov K.A.^{2,3}

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

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

³*Kazan Federal University, Kazan, Russia*

Abstract We present a new model of the population of symbiotic X-ray binaries, that takes into account nonstationary character of quasi-spherical subsonic accretion of giant's stellar wind onto slowly-rotating neutron stars. Update of earlier models allows more adequate description of distributions of observed stars over orbital periods, spin-periods of neutron stars, and their X-ray luminosity in the $\sim 10^{32} - 10^{36}$ erg/s range.

Симбиотические рентгеновские источники (SyXB) — малочисленная группа двойных систем, в которых нейтронная звезда (НЗ) аккрецирует вещество маломассивного гиганта спектрального класса К-М¹. Аккреция может происходить как из звездного ветра, так и при заполнении гигантом полости Роша. Параметры известных и заподозренных SyXB проведены в табл. 1.

Для источников SyXB характерна рентгеновская светимость L_x порядка $10^{34} - 10^{36}$ эрг/с и вспышечная активность, типичная для НЗ, аккрецирующих из звездного ветра. Относительная слабость и нестационарность источников затрудняет анализ данных о вращении нейтронной звезды, поэтому периоды вращения НЗ P^* измерены только

¹В системе CGCS 5926 оптический компонент — углеродная звезда [1].

Таблица 1. Параметры наблюдаемых и заподозренных SyXB. Приводятся название источника, период вращения НЗ P^* (с), орбитальный период P_{orb} , рентгеновская светимость L_X , расстояние до источника d .

SyXB	P^* (с)	P_{orb} (сут.)	L_X (erg s^{-1})	d (кпк)
GX 1+4	120 ⁽¹⁾	1161 ⁽²⁾ 295±70 ⁽²⁰⁾ 304 ^(9,25)	$10^{35} - 10^{36}$ (3)	4.3 ⁽²⁾
4U 1954+319	~ 18300 ⁽⁴⁾	≥ 400 ⁽²¹⁾	4×10^{32} (5)	1.7 ⁽⁵⁾
4U 1700+24	?	404 ⁹	$2 \times 10^{32} - 10^{34}$ (6)	0.42 ± 0.4 (6)
ScT X-1	113 ⁽⁷⁾	?	2×10^{34} (7)	≥ 4 ⁽⁷⁾
IGR J16194-2810	?	?	≤ 7×10^{34} (8)	≤ 3.7 ⁽⁸⁾
IGR J16358-4724	5850 ⁽¹⁰⁾	?	$3 \times 10^{32} - 3 \times 10^{36}$ (11)	5-6; 12-13 ⁽¹⁴⁾
IGR J16393-4643	912 ^(12,15)	50.2 ⁽¹³⁾	?	~ 10 ⁽¹²⁾
2XMM J174016.0-290337	626 ⁽¹⁶⁾	?	~ 3×10^{34} (16)	~ 8.5 ⁽¹⁶⁾
CGCS 5926	?	~151 ⁽¹⁷⁾	≤ 3×10^{32} (17)	5 ⁽¹⁷⁾
СХОГБС J173620.2-293338	?	?	~ 9×10^{32} (18)	?
XTE J1743-363 ⁽¹⁹⁾	?	?	?	?
XMMU J174445.5-295044 ⁽²²⁾	?	?	≥ 4×10^{34} (22)	$3.1^{+1.8}_{-1.1}$ (22)
3XMM J181923.7П170616IGR ⁽²³⁾	407.9 ⁽²³⁾	?	$2.78 \times 10^{34} d_{10}^2$ (23)	?
IGR J17329-2731 ⁽²⁴⁾	6680 ± 3 (24)	?	?	$2.7^{+3.4}_{-1.2}$

(1) Chakrabarty and Roche, ApJ, 489, 254, 1997; (2) Hinkle et al., ApJ, 641, 479, 2006; (3) Gonzalez-Galan et al., A&A, 537, A66, 2012; (4) Corbet et al., ApJ, 675, 1424, 2008; (5) Masetti et al., A&A, 453, 295, 2006; (6) Masetti et al., A&A, 382, 104, 2002; (7) Kaplan et al., ApJ, 661, 437, 2007; (8) Masetti et al., A&A, 470, 331, 2007; (9) Galloway et al. ApJ, 580, 1065, 2002; (10) Patel et al., ApJL, 602, L45, 2004; (11) Patel et al., ApJ, 657, 994, 2007; (12) Bodaghee et al., A&A, 447, 1027, 2006; (13) Nespoli et al., A&A, 516, A94+, 2010; (14) Lutovinov et al., A&A, 444, 821, 2005; (15) Thompson et al., ApJ, 649, 373, 2006; (16) Farrell et al., A&A, 523, A50+, 2010; (17) Masetti et al., A&A, 534, A89, 2011; (18) Hynes et al., ApJ, 780, 11, 2014; (19) Bozzo et al., A&A, 556, A30, 2013; (20) Majczyna et al., 37th Meeting Polish Astron. Soc., v. 3, 133, 2016; (21) Mattana et al. A&A, 460, L1, 2006; (22) Bahramian et al., MNRAS, 441, 640, 2014; (23) Qiu et al., ApJ, 847, 44, 2017; (24) Bozzo et al., ArXiv e-prints, 2018; (25) Pereira et al. ApJ, 526, L105, 1999.

у нескольких SyXB (табл. 1). Периоды вращения заключены в диапазоне от нескольких сотен секунд до нескольких тысяч секунд, что связано с характером аккреции из звездного ветра на замагниченную НЗ. Орбитальные периоды SyXB, возможно, достигают нескольких лет.

Характеристики SyXB могут быть воспроизведены в модели аккреции в режиме дозвукового оседания вещества на магнитосферу НЗ (settling accretion), развитой Шакурой и др. [2, 3], с учетом вращательной эволюции замагниченных нейтронных звезд [4]. Модели популяции галактических SyXB были построены в наших работах [5, 6], в которых подробно описаны предположения и алгоритм расчета. В данной заметке кратко приведены результаты моделирования с учетом модификаций программы, основные из которых, следующие. 1) Уточнено описание истечения звездного ветра маломассивных звезд на стадиях после главной последовательности. Скорость ветра от звезд-гигантов v_w рассчитывается как в работе Лю и др.

[7]. 2) Уточнены критерии и параметры режима аккреции из ветра в режиме дозвукового оседания [3]. В режиме комптоновского охлаждения плазмы в дозвуковой оболочке над магнитосферой нейтронной звезды темп аккреции на нейтронную звезду, \dot{M}_x , определяющий рентгеновскую светимость источника $L_x \approx 0.1\dot{M}_x c^2$, связан с темпом аккреции Бонди (формально определенным захватом из ветра) $\dot{M}_B \approx 0.25\dot{M}_2(R_B/a)^2$, где $R_B = \delta GM_x/v_{rel}^2$ — радиус Бонди, \dot{M}_2 — темп потери массы звездой-донором, $v_{rel}^2 = (v_{orb,x}^2 + v_w^2)$ — относительная скорость ветра, δ — параметр, определяющий эффективное положение ударной волны в звездном ветре вокруг нейтронной звезды, как $\dot{M}_x \sim \dot{M}_B^{11/7} \mu^{-1/7}$ (μ — магнитный дипольный момент нейтронной звезды); в режиме радиационного охлаждения плазмы $\dot{M}_x \sim \dot{M}_B^{9/7} \mu^{2/21}$. 3) Учтена сильная зависимость равновесного периода вращения нейтронной звезды на стадии квазисферической аккреции от радиуса захвата Бонди, $P_{eq} \approx P_B(R_A/R_B)^2$, где P_B — орбитальный период двойной системы, R_A — радиус магнитосферы нейтронной звезды (альвеновский радиус), $R_A \sim \mu^{4/7} \dot{M}_B^{-2/7}$; см. подробнее в [3]. Расчеты проведены для значения параметра $\delta < 1$. Современные численные расчеты аккреции из звездного ветра уверенно свидетельствуют о меньшей (вплоть до порядка величины) чем по стандартной формуле Бонди-Хойла-Литтлтона, эффективности аккреции [8], что может быть переформулировано в терминах уменьшения значения параметра δ до 0.3 – 0.5. Это обстоятельство а) значительно увеличивает равновесные периоды рентгеновских пульсаров на стадии квазисферической аккреции ($P_{eq} \sim \delta^{-2}$) и б) одновременно значительно уменьшает удельный момент импульса вещества, захватываемого из звездного ветра: $j_w \sim \Omega_B R_B^2 \sim \delta^2$ ($\Omega_B = 2\pi/P_B$ — угловая орбитальная скорость вращения нейтронной звезды в двойной системе). Последнее, в свою очередь, значительно снижает вероятность образования аккреционного диска из захватываемого ветра вокруг магнитосферы нейтронной звезды.

На рис. 1 приведены диаграммы «рентгеновская светимость – период вращения НЗ» и «орбитальный период – период вращения НЗ» для модельной популяции SyXB, на которых показан вклад систем с различными режимами аккреции. Полное число SyXB (интегральное по распределению, показанному градиациями серого цвета на рис. 1) — $1.04 \times 10^{-7} M_\odot^{-1}$. При среднем темпе звездообразования в Галактике $3M_\odot \text{ год}^{-1}$ в ней должно существовать порядка 3000 SyXB.

На левой панели диаграммы $L_x - P$ показаны модельные НЗ, аккрецирующие из звездного ветра спутника-красного гиганта, в раз-

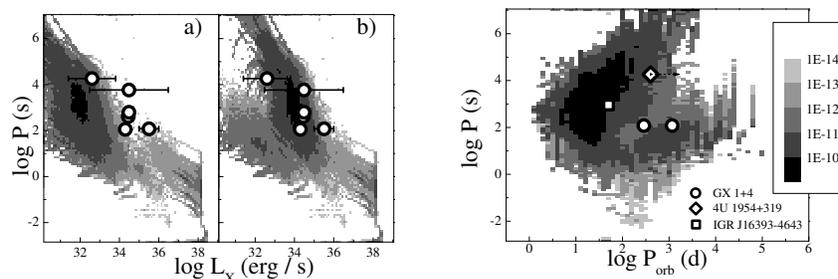


Рис. 1. Слева — диаграмма «рентгеновская светимость – период вращения НЗ» для SyXB с различными режимами аккреции. **a** — SyXB с дозвуковым оседанием вещества и с дисковой аккрецией; **b** — SyXB с сверхзвуковой аккрецией и с дисковой аккрецией; Справа — диаграмма «орбитальный период – период вращения» для систем с квазисферической аккрецией. В тоновой шкале на всех диаграммах показана вероятность формирования SyXB с определенными параметрами (число систем на массу Солнца). Указано положение SyXB с известными параметрами из табл. 1.

личных предполагаемых стационарными режимах аккреции: дозвуковой аккреции в режиме оседания (основной массив точек в центре диаграммы) и дисковой аккреции и сверхзвуковой квазисферической аккреции Бонди. Видно, что характерные равновесные периоды, определяемые в режиме дозвукового оседания, соответствуют наблюдаемым источникам из табл. 1 (кружки с интервалами ошибок), однако рентгеновская светимость наблюдаемых источников значительно выше. Этому обстоятельству есть физическое объяснение. Как показано в работе [9], при низких темпах аккреции режим дозвукового оседания может быть неустойчивым. Из-за внешних возмущений плотности и скорости звездного ветра, а также из-за возможного наличия магнитных полей в аккрецирующей плазме, стационарность аккреции может нарушиться, приводя к эпизодическим вспышкам. Во время вспышек квазисферическая оболочка «сдувается» и фактически реализуется режим сверхзвуковой аккреции Бонди. Эта картина может быть вероятным объяснением феномена SFXT [9]. При этом равновесный период НЗ P_x фактически определяется более длительными эпизодами квазистационарной аккреции в режиме оседания. В правой части диаграммы $L_x - P$ на рис. 1 показано положение тех же модельных источников, но в предположении аккреции Бонди (т.е. считая $\dot{M}_x = \dot{M}_B$). Видно, что при этом все наблюдаемые источники попадают в наибо-

лее вероятную область моделей. Отметим, что этот новый результат по сравнению с ранними расчетами [6] связан именно с учетом более корректного выбора параметра $\delta = 0.5$.

На правой панели рис. 1 представлена диаграмма $P_{\text{orb}} - P$ для смоделированных СуХВ на стадии квазисферической аккреции. В целом данные наблюдения соответствуют моделям. Отметим, что орбитальные периоды измерены только для трех источников из табл. 1, причем для GX 1+4 существует неопределенность в значении орбитального периода (~ 300 или 1161 сут.).

Основной результат новых расчетов подтверждает возможность объяснения параметров наблюдаемых СуХВ в рамках модели квазисферической аккреции на замагниченную нейтронную звезду в режиме дозвукового оседания вещества звездного ветра маломассивного красного гиганта позднего спектрального класса.

Результаты исследования могут быть использованы, например, при анализе обзора симбиотических рентгеновских источников в балдже Галактики [10] и рентгеновских обзоров неба в планируемом космическом эксперименте СРГ/eROSITA [11, 12].

Авторы признательны Ю.А. Фадееву за полезное обсуждение проблемы потери вещества холодными гигантами. Исследование поддержано Программой президиума РАН П-28 (ЛРЮ) и РНФ 14-12-00146-п (АГК, расчеты методом популяционного синтеза).

Список литературы

1. N. Masetti, U. Munari, A. A. Henden, K. L. Page, J. P. Osborne, and S. Starrfield, *A&A*, **534**, A89, 2011.
2. N. Shakura, K. Postnov, A. Kochetkova, and L. Hjalmarsson, *MNRAS*, **420**, 216, 2012.
3. N. Shakura, K. Postnov, A. Kochetkova, and L. Hjalmarsson, in N. Shakura, ed., *Accretion Processes in Astrophysics*, Springer (2018).
4. V. M. Lipunov, K. A. Postnov, M. E. Prokhorov, and A. I. Bogomazov, *Astron. Rep.*, **53**, 915, 2009.
5. G.-L. Lü, C.-H. Zhu, K. A. Postnov, L. R. Yungelson, A. G. Kuranov, and N. Wang, *MNRAS*, **424**, 2265, 2012.
6. A. G. Kuranov, K. A. Postnov, and M. G. Revnivtsev, *Astron. Lett.*, **40**, 29, 2014.
7. G. Lü, L. Yungelson, and Z. Han, *MNRAS*, **372**, 1389, 2006.
8. Z.-W. Liu, R. J. Stancliffe, C. Abate, and E. Matroziis, *ApJ*, **846**, 117, 2017.
9. N. Shakura, K. Postnov, L. Sidoli, and A. Paizis, *MNRAS*, **442**, 2325, 2014.
10. R. I. Hynes, J. D. Wetuski, P. Jonker, M. Torres, et al., in *AAS Meeting Abstracts #230*, volume 230, 317.04 (2017).

11. P. Predehl, R. Andritschke, W. Becker, H. Böhringer, et al., *Proc. SPIE*, volume 8145, 81450D (2011).
12. M. Pavlinsky, V. Akimov, V. Levin, I. Lapshov, et al., *Proc. SPIE*, volume 8147, 814706 (2011).

Вертикальные колебания аккреционных дисков в полуразделенных двойных звездах

Кайгородов П.В., Бисикало Д.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт В работе рассмотрены вертикальные (перпендикулярные экваториальной плоскости) колебания газа в аккреционных дисках полуразделенных двойных звезд. Показано, что взаимодействие струи из внутренней точки Лагранжа с внешним краем аккреционного диска может вызывать возникновение стоячих волн, изменяющих толщину диска на разных фазах. Приведены результаты трехмерного численного моделирования течения вещества в аккреционных дисках и их сравнение с теоретическими оценками.

On the vertical oscillations of accretion disks in semidetached binaries

Kaygorodov P.V., Bisikalo D.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The paper deals with vertical (perpendicular to the equatorial plane) oscillations in the accretion disks of semi-separated binaries. It is shown that the interaction of a stream from the inner Lagrangian point with the outer edge of the accretion disk can raise standing waves affects the thickness of the disk at different phases. Results of three-dimensional numerical modelling of the flow structure in accretion disks are presented as well as their comparison with theoretical estimates.

1. Введение

Взаимодействующие двойные звезды демонстрируют множество наблюдательных проявлений связанных с процессами аккреции. Среди них особое место занимают катаклизмические двойные, в которых вещество, теряемое звездой-донором, формирует аккреционный диск вокруг проэволюционировавшей звезды-аккретора. Для интерпретации наблюдений таких звезд необходимо создание детальных моделей, описывающих структуру и динамику аккреционных дисков. В работе [1] был рассмотрен механизм возбуждения вертикальных (перпендикулярных экваториальной плоскости) колебаний вещества в аккре-

ционных дисках катаклизмических переменных звезд, вызываемых взаимодействием струи из внутренней точки Лагранжа с внешним краем диска. Было показано, что прохождение газа через область «горячей линии» — систему ударных волн, образуемых при столкновении струи из внутренней точки Лагранжа L_1 с веществом околосредового гало вызывает ускоренное расширение газа в вертикальном направлении (перпендикулярно экваториальной плоскости). После прохождения «горячей линии» газ продолжает двигаться по инерции, расширяясь и сжимаясь с периодом собственных колебаний газового столба на краю диска. В работе [1] было высказано предположение, подтвержденное результатами одномерного численного моделирования, что периодическое прохождение газа через область «горячей линии» должно приводить к установлению стоячей волны в диске, наблюдаемой как система горбов и впадин на его внешнем крае. Также, из теоретических выкладок и результатов одномерного моделирования было высказано предположение, что амплитуда, положение и даже количество волн на краю диска должно зависеть от отношения масс системы q . При этом при $q \sim 0.6$ волны будут иметь максимальную амплитуду, а при $q \sim 0.07$ — минимальную. Также, при $q \sim 0.2$ диск должен иметь максимальную толщину в точке соприкосновения со струей из L_1 , а при $q \sim 0.6$ — минимальную. Выкладки, приведенные в работе [1] были сделаны на основе ряда предположений, в частности, внешний радиус диска предполагался равным радиусу последней устойчивой орбиты, по формуле из работы [2]. Целью данной работы является сравнение выводов работы [1] с результатами трехмерного численного моделирования.

2. Результаты моделирования

Нами было проведено трехмерное численное моделирование структуры течения вещества в полуразделенных двойных звездах с различным отношением масс q . Во всех представленных в настоящей работе моделях общая масса системы была задана равной $1.6 M_{\odot}$ и размер большой полуоси был задан равным $1 R_{\odot}$, что определило одинаковый для всех расчетов период системы, равный $\sim 2.2^h$. Во всех случаях масса аккретора была больше массы звезды-донора, моделировались системы с отношением масс 0.07, 0.2 и 0.6.

Моделирование проводилось в неинерциальной системе координат, вращающейся вместе со звездой, центр координат находился в центре масс звезды-донора, ось X была направлена вдоль оси, соединяющей центры масс компонентов, ось Z была коллинеарна вектору уг-

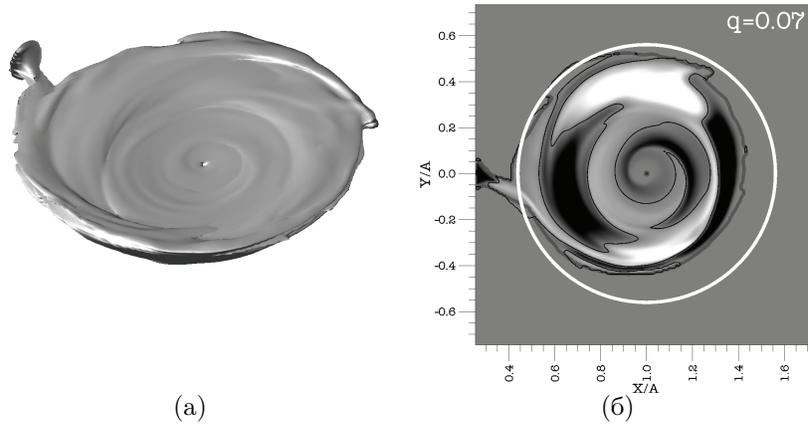


Рис. 1. Трехмерная изоповерхность плотности для $\rho = 10^{-11} \text{ г/см}^3$ (а) и распределение вертикального компонента скорости (б) v_z по диску для модели с $q = 0.07$, светлые участки соответствуют зонам расширения, темные — зонам сжатия. Тонкая черная линия соответствует $v_z = 0$, жирная серая линия — изолиния плотности $\rho = 10^{-11} \text{ г/см}^3$. Белый круг соответствует радиусу последней устойчивой орбиты согласно [2]. A — радиус большой полуоси системы.

ловой скорости системы, а ось Y дополняла тройку векторов XYZ до правой. Величина счетной области подбиралась таким образом, чтобы точка L_1 находилась на ее границе (где были заданы константные граничные условия, обеспечивающие втекание вещества и формирование струи), размер по осям X и Y был равным, а центр масс аккретора находился в ее центре. Размер по Z брался равным 0.3 от размера по осям X и Y . Моделировалась только половина пространства, занимаемого диском, для $z \geq 0$, на границе $z = 0$ задавались зеркальные граничные условия. Разрешение сетки составляло $184 \times 184 \times 52$ ячейки, при этом сетка сгущалась к плоскости $z = 0$ с коэффициентом 1.03 . Вокруг аккретора была вырезана область с радиусом $0.01 R_\odot$, на поверхности которой было задано условие свободного втекания.

Моделирование проводилось при помощи схемы Роу-Ошера с энтропийной поправкой Эйнфельдта [3, 4]. Параметры нагрева и охлаждения были подобраны таким образом, чтобы равновесная температура диска была равна 13600 К . Все модели рассчитывались до достижения стационарного по массе решения.

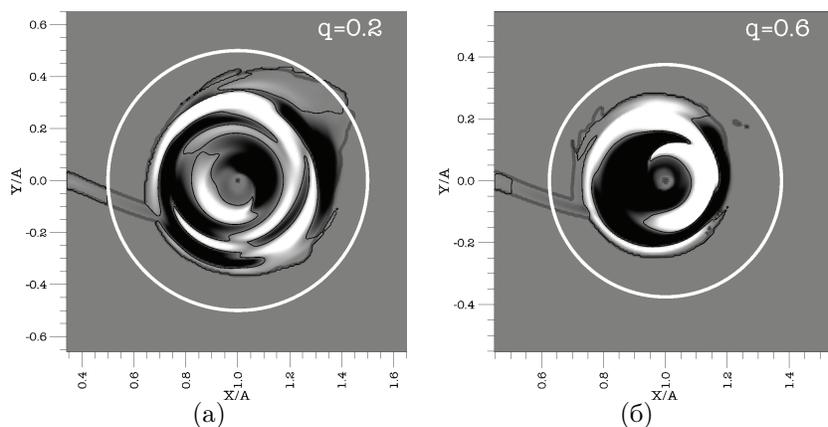


Рис. 2. Распределение вертикального компонента скорости по диску для модели с $q = 0.2$ (а) и $q = 0.6$ (б), все обозначения аналогичны рис. 1б.

На рис. 1б оттенками серого показано распределение средней вертикальной скорости газа в диске для модели с $q = 0.07$. Тонкая черная линия разделяет светлые области, где газ расширяется и темные, где происходит сжатие. Широкая серая линия соответствует изолинии плотности $\rho = 10^{-11} \text{ г/см}^3$ и очерчивает края диска и струи в экваториальной плоскости. Как видно из рисунка, к месту столкновения со струей вещество диска подходит расширяясь, после столкновения скорость расширения увеличивается (движение вещества происходит против часовой стрелки). Приблизительно в области фазы 0.7 расширение сменяется сжатием, в этой точке вещество диска поднимается на максимальную высоту. На фазе ~ 0.3 сжатие снова переходит в расширение, эта точка соответствует локальному минимуму высоты. Однако, начавшаяся в этом месте зона расширения не доходит непосредственно до точки столкновения, она прерывается небольшим участком сжатия, видимо, из-за интерференции с приливной волной. Следует отметить, что наиболее заметные области сжатия и расширения находятся в глубине диска, где располагается прецессионная волна плотности [5]. Белая окружность на рис. 1 соответствует последней устойчивой орбите, определяемой для этой системы по формуле из [2]. Как видно из рисунка, аккреционный диск достигает этих размеров только в апоастре (диск эллиптический).

На рис. 2а показано аналогичное распределение, для модели с $q = 0.2$. Струя сталкивается с внешним краем диска в самом конце области расширения, что соответствует локальному максимуму высоты диска, однако, сразу после столкновения снова начинается область расширения, впрочем, довольно узкая. Переходы от расширения к сжатию для этого решения происходят приблизительно на тех же фазах, что и при $q = 0.07$. Внутренняя картина областей сжатия и расширения более сложна, чем в предыдущем случае, однако, в ней также доминируют структуры, связанные с прецессионной волной. Размер диска также существенно меньше размера последней устойчивой орбиты.

Рис. 2б соответствует распределению для $q = 0.6$. Столкновение струи с краем диска происходит в конце области сжатия, что соответствует локальному минимуму высоты. Локальный максимум и минимум высоты края диска заметно смещены в сторону более ранних фаз. Непосредственно возле внешнего края находится узкая кольцеобразная зона сжатия-расширения, причем область сжатия занимает больший диапазон фаз. Сразу за этой областью видны спиральные структуры прецессионной волны. Аналогично предыдущим моделям, размер диска существенно меньше размера последней устойчивой орбиты.

3. Выводы

Приведенные распределения вертикальной скорости качественно подтверждают выводы работы [1] — взаимодействие струи с внешним краем диска порождает волны сжатия/разрежения, образующие характерное для разных q распределение высоты диска вдоль края. Тем не менее, полученные размеры дисков существенно меньше принятых в работе [1] оценок. Тем не менее, положение волн на краю диска не отличается существенно от предсказанных. По результатам моделирования выявлена сложная структура волн, находящихся не только на краю дисков, но и в их глубине. Взаимодействие этих волн между собой, а также их возможные наблюдательные проявления требуют дальнейшего исследования.

Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатовский институт» (<http://ckp.nrcki.ru/>).

Список литературы

1. P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and E. P. Kurbatov, *Astron. Rep.*, **61**, 639, 2017.
2. B. Paczynski, *ApJ*, **216**, 822, 1977.
3. A. A. Boyarchuk, D. V. Bisikalo, O. A. Kuznetsov, and V. M. Chechetkin, *Mass transfer in close binary stars* (2002).
4. Bisikalo D. V., Zhilkin A. G., Boyarchuk A. A., *Gas dynamic close binary stars (in Russian)* (2013).
5. D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, P. V. Kaigorodov, O. A. Kuznetsov, and T. Matsuda, *Astron. Rep.*, **48**, 449, 2004.

Режим аккреции в EX Hya

Жилкин А.Г., Исакова П.Б., Бисикало Д.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Результаты численного моделирования структуры течения в EX Hya показывают, что аккреция в этой системе имеет колонковый характер, а формирующиеся при этом аккреционные колонки незамкнуты и имеют форму шторок. Однако полученные значения толщины аккреционных шторок не согласуются с наблюдаемыми значениями. Для объяснения наблюдаемых особенностей аккреции в EX Hya предложена идея о диамагнитном диске, полностью или частично экранирующем магнитное поле звезды.

Regime of accretion in EX Hya

Zhilkin A.G., Isakova P.B., Bisikalo D.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The results of numerical simulation of flow structure in EX Hya show that the accretion in this system proceeds via accretion columns, which are not closed and have curtain-like shapes. However the obtained values for the thickness of the accretion curtains are not consistent with the observed ones. To explain the observed features of the accretion in EX Hya, the idea of a diamagnetic disk completely or partially shielding the star's magnetic field is proposed.

1. Введение

Система EX Hya является одной из наиболее близких и наиболее ярких катаклизмических переменных (расстояние около 65 пк, звездная величина $9.6^m - 14^m$) [1]. Она относится к классу промежуточных полярнов [2] и состоит из звезды-донора (красный карлик) и звезды-аккретора (белый карлик). Вещество из звезды-донора перетекает через внутреннюю точку Лагранжа L_1 на белый карлик, в результате чего вокруг белого карлика формируется аккреционный диск. Взаимодействие магнитного поля с плазмой аккреционного диска вблизи белого карлика приводит к формированию магнитосферы. Аккреция вещества на белый карлик имеет явно выраженный колонковый характер. При этом аккреционные колонки имеют форму шторок, ориентированных преимущественно вдоль магнитных силовых линий.

В ряде работ предпринимались попытки определить геометрические размеры и свойства аккреционной шторки. Большинство мето-

дов, примененных к системе EX Нуа, приводят к выводу, что площадь аккреционной колонки не превышает долей процента от площади поверхности белого карлика ($f < 10^{-3}$) [3, 4, 5].

В данной работе с помощью численного моделирования исследована структура аккреционной шторки во внутренних частях аккреционного диска в EX Нуа. Результаты расчетов позволяют определить толщину аккреционной шторки у внутреннего края аккреционного диска и, следовательно, с учетом геометрии магнитного поля оценить соответствующую толщину основания шторки на поверхности аккретора.

2. Модель

Для описания структуры течения вещества в области формирования аккреционной шторки мы используем следующую систему уравнений:

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

$$\partial\mathbf{v}/\partial t + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\nabla P/\rho - \nabla\Phi - (\mathbf{v} - \mathbf{u})_{\perp}/t_w, \quad (2)$$

$$\partial s/\partial t + (\mathbf{v} \cdot \nabla)s = 0. \quad (3)$$

Здесь ρ — плотность, \mathbf{v} — скорость, P — давление, s — удельная энтропия, Φ — гравитационный потенциал аккретора, \mathbf{u} — скорость движения магнитных силовых линий, значок \perp означает компоненту вектора, перпендикулярную магнитным силовым линиям. Для замыкания этой системы уравнений используется уравнение состояния идеального газа:

$$s = c_V \ln(P/\rho^\gamma), \quad (4)$$

где c_V — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, а показатель адиабаты $\gamma = 5/3$. В модели предполагалось, что магнитное поле аккретора является дипольным.

Данная модель является модифицированным вариантом численной модели, использовавшейся нами ранее для расчета структуры течения в тесных двойных системах с магнитным полем [6, 7, 8, 9, 10]. Последнее слагаемое в уравнении движения (2) описывает силу, действующую на плазму со стороны магнитного поля аккретора. Заметим, что в плазме с конечной проводимостью скорость движения магнитных линий \mathbf{u} не равна скорости плазмы \mathbf{v} и определяется из уравнения Пуассона для скалярного потенциала электрического поля [11]. Существенным моментом, на котором основана наша модель, является малое по сравнению с единицей значение магнитного числа Рейнольдса, $R_m \ll 1$. Это условие позволяет использовать приближение

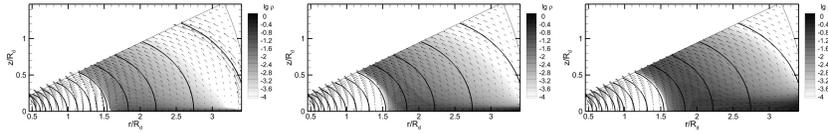


Рис. 1. Распределение плотности (цвет) и скорости (стрелки) в меридиональной плоскости для трех моделей с температурами диска 10^3 К, 10^4 К и 10^5 К. Значения плотности приведены в единицах ρ_d . Изогнутые линии соответствуют силовым линиям магнитного поля звезды.

Брагинского [12]. Нетрудно проверить, что это условие, действительно, удовлетворяется в начальной постановке задачи, как в околодисковой короне, так и в самом аккреционном диске.

3. Результаты моделирования

Были проведены численные расчеты структуры течения для трех значений температуры T диска: 10^3 К, 10^4 К и 10^5 К. В качестве параметров использовались следующие значения [5]: масса аккретора $M_a = 0.79 M_\odot$, внутренний радиус диска $R_d = 1.9 \times 10^9$ см, магнитное поле аккретора $B_a = 8$ кГс. Во всех моделях расчеты проводились до момента установления стационарного режима течения.

Результаты расчетов представлены на рис. 1, на которых показаны распределения плотности (цвет) и скорости (стрелки) в цилиндрических координатах r и z , соответствующих меридиональной плоскости $\varphi = \text{const}$. Силовые линии магнитного поля звезды показаны сплошными линиями. Значения пространственных координат нормированы на величину внутреннего радиуса диска R_d , а значения плотности выражены в величинах

$$\rho_d = \mu^2 / (8\pi G M_a R_d^5), \quad (5)$$

где μ — магнитный момент аккретора.

Анализ рис. 1 показывает, что вблизи поверхности аккретора формируется область магнитосферы, а процесс аккреции носит ярко выраженный колонковый характер. Характерный радиус магнитосферы равен примерно $1.5R_d$, что соответствует около 4 радиусам белого карлика. Внутри магнитосферы формируется вакуумная область, в которой вещество движется вдоль магнитных силовых линий.

С увеличением толщины диска (температуры) толщина и характерная плотность аккреционных шторок также увеличиваются. Ис-

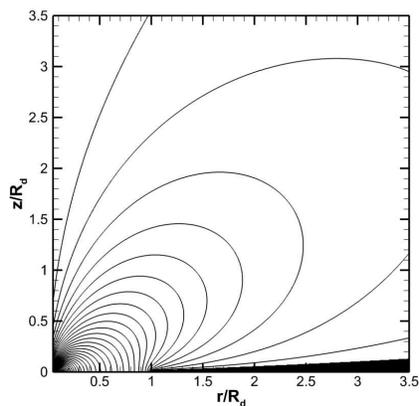


Рис. 2. Структура магнитного поля звезды с диамагнитным аккреционным диском в плоскости переменных r и z . Аккреционный диск показан темным цветом.

пользуя данные численных расчетов можно определить, что для трех моделей толщина шторки (в единицах R_d) оказывается равной 0.155, 0.193 и 0.208, соответственно. Отсюда видно, что толщина шторки действительно зависит от толщины диска, но эта зависимость довольно слабая.

Основной вывод, который следует из анализа полученных результатов заключается в том, что в рамках рассматриваемой постановки задачи формирующаяся аккреционная шторка имеет слишком большую толщину. Таким образом, для объяснения наблюдаемой тонкой аккреционной шторки в ЕХ Нуа мы должны привлечь некоторые другие идеи.

Одно из главных предположений, лежащих в основе нашей модели, является предположение о том, что магнитное поле звезды полностью пронизывает аккреционный диск. Однако такое предположение в действительности может и не выполняться, поскольку аккреционный диск формируется из вещества оболочки звезды-донора, в котором магнитное поле является слабым. В случае идеально проводящей плазмы диск будет представлять собой идеальный диамагнетик. Такой аккреционный диск будет обжат магнитным полем аккретора. При этом в самом диске магнитное поле будет практически отсутствовать.

Структура магнитного поля звезды при условии идеально проводящего диска показан на рис. 2. Диамагнитный диск сильно искажает дипольное магнитное поле звезды. Если вблизи звезды поле остается почти дипольным, то на больших расстояниях оно принимает квадрупольный характер. В рамках такой модели аккреционная шторка может формироваться лишь в относительно тонком слое, в котором происходит взаимодействие магнитного поля звезды с плазмой диска. Характерная толщина аккреционной шторки будет определяться характерной шкалой проникновения поля в плазму [5, 11]. Если в качестве диффузионного процесса рассмотреть боровскую диффузию, то оценки толщины аккреционной шторки дают значения порядка $10^{-6} R_d$. Это значение с запасом в 2–3 порядка удовлетворяет наблюдательным данным. В дальнейшем мы предполагаем модифицировать нашу численную модель, чтобы учесть эффект диамагнитного диска.

4. Заключение

В работе предложена численная модель, описывающая в осесимметричном приближении структуру течения в области магнитосферы белого карлика в промежуточном пояре. Модель основана на приближении плохо проводящей плазмы в сильном внешнем магнитном поле, которое в рассматриваемой задаче выполняется с хорошим запасом, если предположить, что проводимость плазмы определяется волновой МГД турбулентностью.

В качестве приложения рассмотрена система EX Hya. Результаты моделирования показывают, что вблизи белого карлика формируется структура аккреционного течения с ярко выраженным колонковым характером. Однако полученные значения толщины аккреционных шторок не согласуются с наблюдаемыми значениями. Более привлекательной в этом смысле может оказаться идея о диамагнитном диске, полностью или частично экранирующем магнитное поле звезды. В дальнейшем мы планируем модифицировать нашу модель, чтобы учесть эффект диамагнитного диска.

Работа подготовлена при поддержке Программы Президиума Российской академии наук №28 «Космос: исследования фундаментальных процессов и их взаимосвязей» и с использованием оборудования центра коллективного пользования «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатовский институт», <http://ckp.nrcki.ru/>.

Список литературы

1. K. Beuermann, T. E. Harrison, B. E. McArthur, G. F. Benedict, and B. T. Gänsicke, *A&A*, **412**, 821, 2003.
2. B. Warner, *Cataclysmic Variable Stars* (2003).
3. K. Mukai, M. Ishida, J. Osborne, S. Rosen, and D. Stavroyiannopoulos, in S. Howell, E. Kuulkers, and C. Woodward, eds., *Wild Stars in the Old West*, *ASP Conf. Ser.*, volume 137, 554 (1998).
4. A. N. Semena and M. G. Revnivitsev, *Astron. Lett.*, **38**, 321, 2012.
5. A. N. Semena, M. G. Revnivitsev, D. A. H. Buckley, M. M. Kotze, et al., *MNRAS*, **442**, 1123, 2014.
6. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **54**, 1063, 2010.
7. A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and A. A. Boyarchuk, *Physics Uspekhi*, **55**, 115, 2012.
8. D. V. Bisikalo, A. G. Zhilkin, and A. A. Boyarchuk, *Gas Dynamics of Close Binary Stars* (2013).
9. P. B. Isakova, A. G. Zhilkin, and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **59**, 843, 2015.
10. P. B. Isakova, N. R. Ikhsanov, A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and N. G. Beskrovnaya, *Astron. Rep.*, **60**, 498, 2016.
11. P. B. Isakova, A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, A. N. Semena, and M. G. Revnivitsev, *Astron. Rep.*, **61**, 560, 2017.
12. S. I. Braginskii, *Soviet JETP*, **10**, 1005, 1959.

Особенности структуры течения в контактных двойных системах

Фатеева А.М., Кайгородов П.В., Бисикало Д.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Приводятся результаты трехмерного газодинамического моделирования оболочки контактной двойной звезды с параметрами SV Cen. По результатам численного моделирования объяснена причина формирования общей оболочки вокруг системы. Описаны ее возможные наблюдательные проявления.

Features of the flow structure in contact binary systems

Fateeva A.M., Kaygorodov P.V., Bisikalo D.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The results of three-dimensional gas dynamic simulation of the envelope of a contact binary star with SV Cen parameters are presented. The reason of the formation of a common envelope around the system is explained based on the results of numerical simulation. Some observational features of the common envelope are described.

1. Введение

Контактными двойными системами называются двойные звезды, в которых оба компонента полностью заполняют свои полости Роша, соприкасаясь в окрестности внутренней точки Лагранжа L_1 . В данной работе обобщены полученные нами результаты моделирования контактной двойной системы SV Cen [1]. Особенность данной системы заключается в том, что не все исследователи однозначно относят ее к классу контактных звезд.

Существует целый ряд наблюдений, свидетельствующих о сложной структуре течения в системе SV Cen: о наличии аккреционного диска вокруг одного из компонентов [2, 3], о возможном магнитном торможении, перетекании вещества от массивного компонента к маломассивному, либо о потере углового момента вместе с выбрасываемым в общую оболочку веществом [4].

Оболочки двойных звезд играют важную роль в формировании наблюдательных проявлений этих систем. Ранее нами было показано, что особенности структуры течения в оболочках различных типов

двойных звезд (полуразделенные двойные системы, двойные системы типа Т Тельца) оказывают важное влияние на наблюдательные проявления [5, 6, 7, 8, 9, 10]. Сложная структура течения в оболочках, выявленная в данных работах, позволяет предположить, что в случае контактной двойной звезды оболочка также будет содержать множество элементов течения и демонстрировать сложную динамику. В данной работе обобщены результаты проведенного нами ранее моделирования системы SV Cep [1].

2. Моделирование

Моделировалась двойная система, компоненты которой заполняют свои полости Роша, а также пространство, лежащее под эквипотенциалью Роша, проходящей через точку L_2 . Массы звезд были взяты равными $7.7M_{\odot}$ и $9.6M_{\odot}$, а межкомпонентное расстояние $A = 15.26R_{\odot}$. Орбитальный период системы составил ~ 1.66 дня. Температура поверхности контактной звезды была взята равной 16000 К. При моделировании пространство, заполненное веществом звезд, было исключено из расчетов, и поверхность контактной звезды была задана в виде граничных условий.

Численное моделирование проводилось во вращающейся системе координат, угловая скорость которой была равна кеплеровской угловой скорости вращения звезды. Гравитационный потенциал был задан в предположении, что массы звезд сосредоточены в их центрах.

Моделировалась стандартная система газодинамических уравнений, включающая учет радиационного нагрева и охлаждения в уравнении энергии. Детальное описание численной модели приведено в статье [1]. Система уравнений решалась численно конечно-разностной схемой Роу-Ошера с энтропийной поправкой Эйнфельдта. Морфология течения, которая исследуется в данной постановке задачи, симметрична относительно экваториальной плоскости, поэтому рассчитывалась только половина пространства ($z \geq 0$). Расчет выполнен в расчетной области $12A \times 12A \times 1A$ на декартовой сетке из $1117 \times 1117 \times 48$ узлов. В направлении оси Z сетка сгущалась к экваториальной плоскости с коэффициентом 1.03. Расчет проводился до достижения квазистационарного режима течения. Более подробно модель описана в статье [1].

Полученная по результатам трехмерного численного моделирования структура течения в оболочке контактной двойной звезды показана на рис. 1. Скорости показаны во вращающейся системе координат. Структура течения включает в себя общую оболочку вокруг

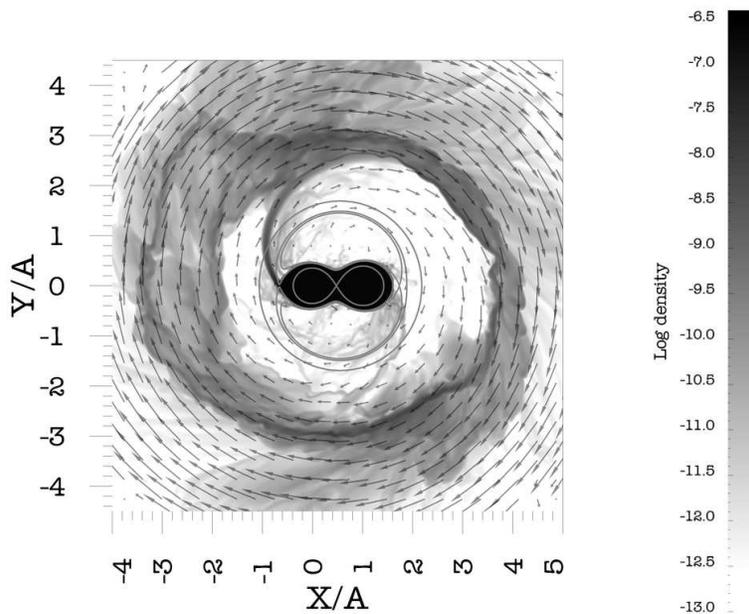


Рис. 1. Распределение плотности и вектора скорости в экваториальной плоскости системы SV Cep. Массивный компонент расположен справа, маломассивный — слева. Эквипотенциали Роша показаны линиями серого цвета.

системы, ярко выраженное плотное истечение из окрестности точки Лагранжа L_2 , а также разреженное и плохо коллимированное истечение из окрестности точки Лагранжа L_3 . В месте столкновения струи из точки Лагранжа L_2 с оболочкой образуется ударная волна. Оболочка имеет волокнистую структуру из-за множества проходящих по ней слабых ударных волн.

3. Выводы

Двугорбый профиль линии H_α , приведенный в работе [2], указывает на присутствие разнонаправленных потоков в оболочке, имеющих относительные скорости ~ 730 км/с и может быть объяснен в рамках модели контактной звезды. Для основной оболочки данные скорости велики. Допустим, что скорости кеплеровские, следовательно радиус диска вокруг SV Cep должен быть $\sim 25 R_\odot$, что соответствует $\sim 1.6A$

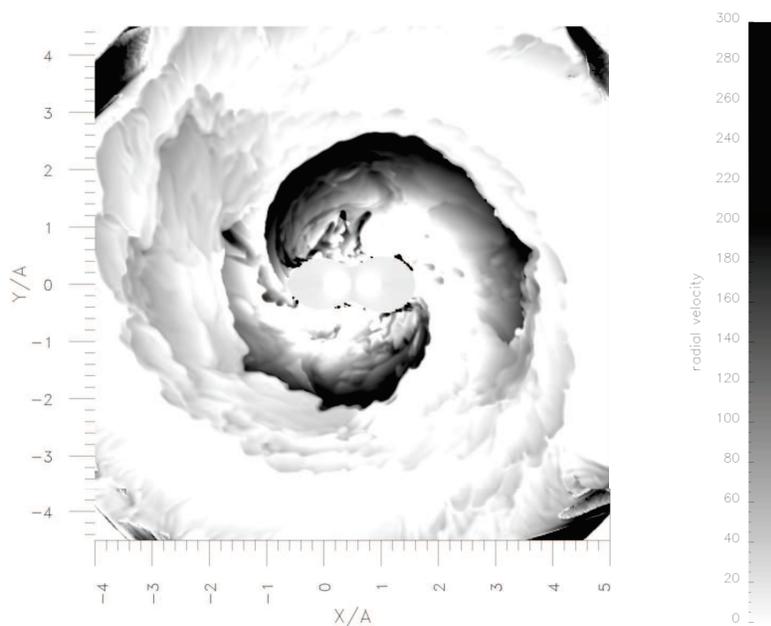


Рис. 2. Распределение радиальной скорости в экваториальной плоскости системы. Белые области соответствуют нулевой или отрицательной радиальной скорости.

— много меньше, чем полученный в расчетах радиус внутренней границы оболочки. Однако, такие скорости присутствуют в решении. На рис. 2 показано распределение радиальной скорости в экваториальной плоскости системы. Как видно из рисунка, в областях истечений из точек L_2 и L_3 присутствуют радиальные скорости вплоть до 300 км/с. Кроме того, скорости движения самих точек L_2 и L_3 относительно неподвижного наблюдателя также весьма велики и превышают 450 км/с. При наблюдении эмиссии, вероятно, наиболее яркой областью оболочки будет являться место, где потоки вещества из L_2 и L_3 сталкиваются с ее внутренним краем. В случае, когда обе эти области видны одновременно, вполне возможно наблюдение двугорбого профиля линии с расстоянием $\sim 600 \div 700$ км/с между горбами. Эта скорость может быть получена при вычитании радиальных скоростей потоков из относительной скорости движения точек L_2 и L_3 . Если по услови-

ям видимости один из потоков затмевает область эмиссии, возможно формирование профиля типа P Cyg.

Список литературы

1. V. I. Shematovich, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and A. M. Fateeva, *Astron. Rep.*, **61**, 1038, 2017.
2. M. Siwak, S. Zola, and S. Rucinski, in A. Prša and M. Zejda, eds., *Binaries - Key to Comprehension of the Universe*, *ASP Conf. Ser.*, volume 435, 349 (2010).
3. S. Zola, M. Zejda, M. Siwak, and S. N. de Villiers, *Central European Astrophysical Bulletin*, **37**, 79, 2013.
4. M. E. Lohr, A. J. Norton, U. C. Kolb, D. R. Anderson, F. Faedi, and R. G. West, *A&A*, **542**, A124, 2012.
5. A. Y. Sytov, D. V. Bisikalo, P. V. Kaigorodov, and A. A. Boyarchuk, *Astron. Rep.*, **53**, 428, 2009.
6. A. Y. Sytov, D. V. Bisikalo, P. V. Kaigorodov, and A. A. Boyarchuk, *Astron. Rep.*, **53**, 223, 2009.
7. P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, A. M. Fateeva, and A. Y. Sytov, *Astron. Rep.*, **54**, 1078, 2010.
8. A. M. Fateeva, D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, and A. Y. Sytov, *Ap&SS*, **335**, 125, 2011.
9. A. Y. Sytov, P. V. Kaigorodov, A. M. Fateeva, and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **55**, 793, 2011.
10. D. V. Bisikalo, A. Y. Sytov, A. M. Fateeva, and P. V. Kaygorodov, in N. V. Pogorelov, J. A. Font, E. Audit, and G. P. Zank, eds., *Numerical Modeling of Space Plasma Slows (ASTRONUM 2011)*, *ASP Conf. Ser.*, volume 459, 55 (2012).

Численное моделирование оболочек двойных звезд типа Т Тельца

СЫТОВ А.Ю.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Numerical modeling of binary T Tauri stars' envelopes

Sytov A.Yu.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Абстракт В работе приведено описание численной модели двойной звезды типа Т Тельца, используемой для исследования структуры околозвездных оболочек методом моделирования газовой динамики. Модель может применяться для исследования тесных двойных систем с эллиптическими орбитами и систем, имеющих наклонные диски.

Abstract This work describes a numerical model for CFD simulation of binary T Tauri stars used for studying the structure and dynamics of circumbinary envelopes. The model could be applied to close binaries with elliptic orbits and tilted circumbinary disks.

1. Введение

Для исследования оболочек двойных звезд другими авторами используется ряд моделей и численных методов, имеющих различные достоинства и ограничения. В целом, работ, посвященных моделированию оболочек двойных звезд типа Т Тельца не очень много и среди используемых подходов можно выделить несколько основных. Модели на основе метода сглаженных частиц (SPH) для расчета мелкомасштабных элементов течения требуют огромного числа частиц, существенно превышающего располагаемое из доступных вычислительных ресурсов, и плохо воспроизводят ударные волны, но при этом легко адаптируются к различной геометрии системы. Модели, использующие статически адаптивные (SMR) эйлеровы сетки и соответствующие сеточные методы решения уравнений газовой динамики, не имеют указанных недостатков SPH, но имеют ограничения, связанные с выбором системы отсчета и возможностью моделирования систем с некруговыми орбитами. Обычно рассматривается небольшая окрестность орбиты двойной звезды, и расчет производится в системе отсчета связанной с двойной звездой, что позволяет хорошо разрешать элементы течения

в области аккреционных дисков и получать в этой области стационарное течение, но при моделировании большей области пространства на периферии становится доминирующим компонент скорости, связанный с орбитальным движением, что создает проблему, т.к. это фиктивное сверхзвуковое движение становится основным ограничением устойчивости численной схемы и может приводить к численным артефактам. Адаптация моделей, использующих систему отсчета двойной звезды, к эллиптическим орбитам возможна, но требует включения модели орбитального движения в систему газодинамических уравнений и, как следствие, своей отдельной численной схемы, что нерацionalmente ввиду сохранения проблемы с орбитальными скоростями и невозможностью дальнейшего обобщения на кратные системы. При моделировании оболочки двойной звезды в лабораторной системе отсчета описанные выше ограничения отсутствуют, однако получение квазистационарного течения в окрестности аккреционных дисков требует большего пространственного разрешения, чем при моделировании в системе отсчета двойной звезды. Наиболее предпочтительным видится использование моделей с динамически адаптивными иерархическими сетками (AMR), но они реже используются ввиду сложности реализации.

Описываемая в данной работе модель позволяет решить некоторые актуальные проблемы численного моделирования оболочек двойных звезд с использованием статически адаптивных регулярных эйлеровых сеток. Особенности модели связаны не с физической постановкой задачи, а с реализацией численных методов и уменьшением влияния сеточных эффектов. Модель описывает систему, состоящую из двойной звезды и околозвездной оболочки, представляющую собой внутреннюю часть протопланетного диска и применима к тесным двойным системам с эллиптическими и наклонными к плоскости диска орбитами, масштаб которых позволяет пространственно разрешить поверхность компонентов двойной звезды для реализации внутренних граничных условий. Уравнения модели записаны в лабораторной системе отсчета. При использовании координатной записи предполагается, что задана декартова система координат, относительно которой система ориентирована указанным в разделе способом.

2. Газодинамические уравнения

Для описания течения газа используется система уравнений гравитационной газодинамики, модифицированная для учета радиационного нагрева и охлаждения газа.

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

где ρ — плотность газа, \mathbf{v} — скорость, ε — внутренняя энергия и P — давление. Система замыкается адиабатическим уравнением состояния идеального газа $P = (\gamma - 1)\rho\varepsilon$ с показателем адиабаты γ , W_r — источник, связанный с учетом переноса излучения. Гравитационный потенциал Φ определяется ньютоновскими потенциалами компонентов системы $\Phi = -\frac{GM_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_2|}$, положения компонентов системы $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ рассчитываются из выражения (4). Источник W_r в общем случае имеет вид $W_r = n^2(\Gamma(T) - \Lambda(T))$, где n — концентрация, $\Gamma(T)$ — функция нагрева, связанная с компонентами системы, $\Lambda(T)$ — функция охлаждения, связанная со свойствами вещества оболочки. Метод вычисления W_r заслуживает рассмотрения в отдельной работе, т.к. определение функций $\Gamma(T)$ и $\Lambda(T)$ является самостоятельной сложной задачей, см. напр. [1].

Для решения системы уравнений (1) используются конечно-разностные схемы гоудновского типа. Обычно применяется TVD схема Роу-Ошера с энтропийной поправкой Эйнфельдта, имеющая 3-й порядок аппроксимации по пространственным переменным, что позволяет отчетливо выделять в решении фронты ударных волн и моделировать другие мелкомасштабные элементы течения при сравнительно невысоком разрешении расчетной сетки. Следует отметить, что численной схемой решается не непосредственно (1) с гравитационными и радиационными источниками, а система уравнения без источников, источники же учитываются отдельно после каждого шага схемы. Подробное описание численной схемы приведено в [1].

3. Околосветный диск

Околосветный (протопланетный) диск считается кеплеровским с постоянной экваториальной плотностью и гидростатическим изотермическим вертикальным профилем плотности [2]. Диск предполагается маломассивным и не самогравитирующим. Структура диска определяется выражениями

$$\rho(r, z) = \rho_d e^{-\frac{z^2}{h^2(r)}}, \quad h(r) = \frac{c_s}{\omega_k(r)} \quad (2)$$

где c_s — скорость звука в диске при температуре T_d , ω_k — кеплеровская частота, r — расстояние до центра масс двойной звезды, ρ_d — экваториальная плотность диска.

Область околозвездного диска ограничена цилиндрическим слоем с внутренним радиусом R_{int} и внешним R_{ext} . В начальный момент времени в области $r > R_{\text{int}}$ распределение плотности соответствует (2), для $r < R_{\text{int}}$ плотность определяется фоновым значением ρ_0 . Поле скорости внутри радиуса коротации в начальный момент соответствует твердотельному вращению с угловой скоростью двойной системы (для эллиптических орбит используется моментальное значение), а снаружи соответствует кеплеровскому полю диска. Альтернативно, начальное псевдо-кеплеровское поле скорости, более близкое к стационарному, можно определить из условия $\mathbf{v}\nabla\Phi = 0$. Выбор значения R_{int} близкого к среднему радиусу гэпа $2.5a \sim 3a$ может способствовать более быстрому достижению квази-стационарного течения в оболочке. Распределение плотности, давления и скорости на поверхности $r = R_{\text{ext}}$ используется как постоянное граничное условие, область $r > R_{\text{ext}}$ исключается из расчета.

4. Орбитальное движение двойной звезды

Положение орбиты двойной звезды в лабораторной системе отсчета определяется наклоном орбиты i , долготой восходящего узла Ω и аргументом периастра ω . Основным положением орбиты считается положение с параметрами $i = 0$, $\Omega = 3\pi/4$, $\omega = \pi/2$, такая орбита расположена в плоскости XY, линия апсид совпадает с осью X, линия узлов совпадает с осью Y и направлена от восходящего узла к нисходящему, при значении истинной аномалии $\xi = 0$ первичный компонент расположен в области $x < 0$, вторичный — в области $x > 0$. Для перехода из орбитальной системы отсчета в лабораторную используется матрица (3).

$$O = \begin{pmatrix} \cos \Omega \cos \omega - \sin \Omega \cos i \sin \omega & -\cos \Omega \sin \omega - \sin \Omega \cos i \cos \omega & \sin \Omega \sin i \\ \sin \Omega \cos \omega - \cos \Omega \cos i \sin \omega & -\sin \Omega \sin \omega - \cos \Omega \cos i \cos \omega & -\cos \Omega \sin i \\ \sin i \sin \omega & \sin i \cos \omega & \cos i \end{pmatrix} \quad (3)$$

Положение компонентов системы в орбитальной плоскости определяется радиус-векторами (4) из центра масс системы, совпадающим с началом системы координат.

$$\mathbf{r}_1 = \begin{pmatrix} -x_c a (\cos \xi - e) \\ -x_c a \sin \xi \sqrt{1 - e^2} \\ 0 \end{pmatrix} \quad \mathbf{r}_2 = \begin{pmatrix} (1 - x_c) a (\cos \xi - e) \\ (1 - x_c) a \sin \xi \sqrt{1 - e^2} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4)$$

где x_c — относительное положение центра масс системы $x_c = M_2/(M_1 + M_2)$. Истинная аномалия ξ находится из уравнения (5), решаемого численно, например, методом простых итераций.

$$\xi = \frac{2\pi}{P_{\text{orb}}} t + e \sin(\xi) \quad (5)$$

При использовании статически адаптивных регулярных эйлеровых сеток повышение пространственного разрешения без кардинального роста вычислительной сложности задачи возможно только через создание неоднородной сетки, концентрирующей в выделенных областях, на декартовой сетке такие области повышенного разрешения будут иметь прямоугольную форму. При моделировании оболочек двойных звезд, очевидно, эта область должна совпадать с окрестностью орбиты, т.к. именно во внутренней части оболочки требуется разрешать мелкомасштабные элементы течения, такие, как волны в аккреционных дисках и межкомпонентной оболочке. Поэтому, для наклонных орбит может использоваться альтернативный подход, при котором система координат, связанная с расчетной сеткой, считается совпадающей с системой координат орбиты в основном положении, а при расчете начальных и внешних граничных условий координаты и скорости преобразуются т.о., что $\rho = \rho(O\mathbf{r})$, $\mathbf{v} = O^{-1}\mathbf{v}(O\mathbf{r})$, $P = P(O\mathbf{r})$ что фактически означает поворот околозвездной оболочки на углы ориентации орбиты в противоположном направлении.

5. Граничные условия для областей аккреции

Компоненты двойной звезды представлены в модели в виде сферических аккреционных областей, на границе которых определено условие свободного втекания. Все вещество, пересекающее в движении поверхность аккреционной области, считается аккрецированным звездой. Строгая реализация условия свободного втекания требует ограничения нормальных к поверхности области аккреции компонентов потоков газодинамических величин, но в сочетании с неточной аппроксимацией расчетной сеткой поверхности аккреционной области это может приводить к возникновению вакуумных областей вблизи

границы и других численных артефактов. Поэтому в модели условие свободного втекания реализовано приближенно, через постоянные граничные условия $\rho = \rho_0, \mathbf{v} = 0, P = P_0$, где в качестве ρ_0, P_0 выбираются минимальные ненулевые значения, много меньшие значимых величин в решении. Поскольку модель рассматривает движение компонентов в лабораторной системе отсчета, компоненты системы и их аккреционные области перемещаются с течением времени и внутри аккреционных областей оказываются различные части расчетной сетки. При это возникают особая ситуация, когда ячейки расчетной сетки пересекают границу аккреционной области. Если ячейка сетки, находившаяся в один момент времени снаружи аккреционной области, в следующий момент времени оказывается внутри нее, вещество это ячейки считается аккрецированным и учитывается в темпе аккреции. Для двойных систем с малым соотношением размеров компонентов к большой полуоси метод внутренних граничных условий становится неприменим из-за недостаточного сеточного разрешения, в этом случае наиболее адекватным представляется подход, изложенный в [3].

Список литературы

1. D. V. Bisikalo, A. G. Zhilkin, and A. A. Boyarchuk, *Gazodinamika tesnykh dvoynykh zvezd*, Fizmatlit (2013).
2. P. J. Armitage, *Astrophysics of Planet Formation* (2013).
3. M. R. Krumholz, C. F. McKee, and R. I. Klein, *ApJ*, **611**, 399, 2004.

Структура течения в оболочках двойных звезд типа Т Тельца

Фатеева А.М., Бисикало Д.В., Кайгородов П.В.,
Сытов А.Ю.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Рассматривается структура течения в центральных частях оболочек (протопланетном диске) молодых двойных звезд типа Т Тельца. Показано, что структура течения в системе определяется отошедшими ударными волнами, образующимися в результате сверхзвукового орбитального движения компонентов. Показано, что в центральных частях протопланетного диска распределение скоростей некеплеровское и структура течения определяется отошедшими ударными волнами — формируется разреженная область с размером порядка $3A$ (A — межкомпонентное расстояние). Угловой момент уносится из системы веществом, движущимся вдоль контактных разрывов за ударными волнами компонентов. Между компонентами системы образуется стационарная ударная волна в виде «перемычки». Показано, что массивный компонент аккрецирует больше вещества, чем маломассивный.

Flow structure in envelopes of binary stars of T Tauri type

Fateeva A.M., Bisikalo D.V., Kaygorodov P.V., Sytov A.Yu.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The structure of the flow in the central parts of the envelopes (protoplanetary disk) of young binary stars of the T Tauri type is considered. It is shown that the structure of the flow in the system is determined by the bow-shock waves formed as a result of supersonic orbital motion of the components. It is shown that in the central parts of the protoplanetary disk the velocity distribution is non-Keplerian and the flow structure is determined by the bow-shock waves. As a result a rarefied region with a size of the order of $3A$ is formed (A is a separation). The angular momentum is carried away from the system by matter moving along the contact discontinuities behind the shock waves of the components. Between components of the system a stationary shock wave is formed as a “bridge”. It is shown that the more massive component accretes more material than the low-mass component.

1. Введение

Молодые двойные звезды проходят стадию аккреции вещества из остаточного протозвездного облака — стадию звезд типа Т Тельца (ТТ).

Звезды ТТ имеют протяженные околос звездные диски, являющиеся остатком протозвездного облака, с размерами несколько сотен астрономических единиц и массой от $10^{-5}M_{\odot}$ до $1M_{\odot}$. Массивные диски наблюдаются редко и для абсолютного большинства звезд массы дисков не превышают $10^{-1}M_{\odot}$. Стадия звезд ТТ важна поскольку на этом этапе определяется основной параметр двойной системы — отношение масс компонентов.

На настоящий момент нет единого мнения как перераспределяется аккрецируемое вещество между компонентами. Одни авторы считают, что аккрецирует больше массивный компонент, в то время как другие утверждают, что основным аккретором выступает маломассивный компонент. Для решения этой проблемы нами было проведено численное моделирование структуры течения в молодых двойных звездах с различными параметрами. В данной работе приведен обзор полученных нами результатов моделирования [1, 2, 3, 4].

2. Моделирование

Мы рассматриваем двойные звезды ТТ с маломассивными дисками, поэтому самогравитация в дисках не учитывается. Также не учитывается магнитное поле, поскольку оцененный радиус магнитосферы для моделируемых звезд лежит за внутренней границей аккреционных дисков компонентов.

Моделировалась двойная система с кеплеровским протопланетным диском (ППД), находящимся в состоянии гидростатического равновесия. Для описания структуры течения использовалась система уравнений Эйлера гравитационной адиабатической газовой динамики. Детальное описание численной модели приведено в статьях [1, 2]. Для исследования структуры течения во внутренних частях ППД молодой двойной звезды проведен трехмерный расчет с использованием конечно-разностной TVD схемы Роу-Ошера-Эйнфельдта, основанной на методе Годунова, аналогично работам [1]. В данной работе моделировалась внутренняя область ППД с радиусом порядка 1 а.е. или $6A$ (A — межкомпонентное расстояние). Пространственное разрешение в центральной части ППД ($1.5 \times 1.5 \times 0.2$) составляло $0.01A$ на ячейку. Массы компонентов взяты равными $1M_{\odot}$ и $0.6M_{\odot}$, что соответствует среднему наблюдаемому значению отношения масс компонентов. Межкомпонентное расстояние было взято также средним $A = 0.153$ а.е. Эксцентриситет системы был задан равным 0. Были заданы характерные для звезд такого типа значение центральной

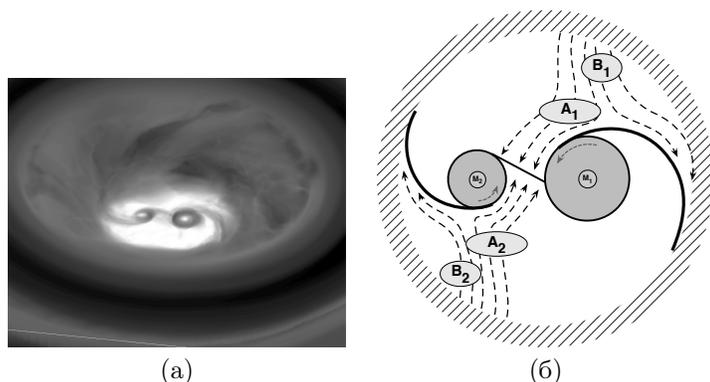


Рис. 1. Слева (а) — трехмерное распределение плотности для моделируемой системы под углом 45 градусов. Массивный компонент расположен справа, маломассивный — слева. Справа (б) — схематическое изображение структуры течения во внутренних частях ППД двойной звезды ТТ. Массивный и маломассивный компоненты системы обозначены как M_1 и M_2 , соответственно. Внутренний край ППД показан диагональной штриховкой. Аккреционные диски компонентов показаны темно-серыми кругами. Жирными линиями обозначено положение фронтов отошедших ударных волн, образующихся при орбитальном движении компонентов в газе межкомпонентной оболочки. Штриховыми линиями со стрелками показано направление основных потоков вещества в системе. Все скорости показаны в неинерциальной системе координат, вращающейся вместе с двойной системой (против часовой стрелки).

плотности в орбитальной плоскости диска 10^{-11} г/см³ и температура диска 2500 К.

На рис. 1а показана полученная по результатам моделирования структура течения для рассматриваемой модели. В центральной части ППД формируется область — «гэп», — содержащая разреженный газ, вокруг компонентов образуются аккреционные диски, ограниченные радиусами соответствующих последних устойчивых орбит. Перед каждым аккреционным диском формируется отошедшая ударная волна. Между околозвездными аккреционными дисками образуется стационарная ударная волна — «перемычка».

Анализ полученного газодинамического решения показал, что распределение скоростей в центральной части ППД отлично от кеплеров-

ского. Соответственно структура течения в этой области определяется в основном газодинамическими процессами.

Как показала оценка, орбитальные скорости компонентов системы сверхзвуковые: в 20 раз больше скорости звука. Сверхзвуковая орбитальная скорость будет у всех компонентов двойных звезд ТТ с отношением масс от 0.1 до 1, орбитальным периодом до сотен лет и температурой диска $1 - 3 \times 10^3$ К. Поскольку движение компонентов сверхзвуковое, перед аккреционными дисками образуются ударные волны, имеющие форму расходящихся спиралей, присутствие которых приводит к перераспределению углового момента в общей оболочке системы и образованию разреженной области в центральной части ППД. Характерный размер «гэпа» для таких систем $\sim 3A$ определяется исключительно параметрами ударных волн [3].

Рассмотрим более детально структуру течения во внутренних частях ППД (рис. 1б). В результате перераспределения углового момента в ППД, обусловленного наличием отошедших ударных волн, на фронте каждой из них газ разделяется на два семейства потоков, обозначенных как A и B . Вещество потоков семейства A , теряя угловой момент на ударной волне, устремляется в промежуток между компонентами системы, где потоки сталкиваются между собой, формируя ударную волну, имеющую вид «перемычки» между околозвездными дисками. Вещество потоков семейства B устремляется к внутреннему краю ППД, унося избыток углового момента.

Поскольку маломассивный компонент движется с большей скоростью, то отошедшая ударная волна, связанная с ним, является более сильной. Этот факт, а также то обстоятельство, что маломассивный компонент движется ближе к границе «гэпа» в более плотном веществе, приводят к тому, что спиралевидный поток вещества A_2 в направлении к маломассивному компоненту значительно превосходит поток A_1 к более массивной звезде. Кроме того, перемычка имеет существенный наклон, поскольку маломассивный компонент имеет большую орбитальную скорость (более мощную отошедшую ударную волну) и, соответственно, поток вещества A_2 на этот компонент является более сильным.

Часть газа каждого из спиралевидных потоков от края ППД A_1 и A_2 , потерявшая достаточный угловой момент, пополняет вещество околозвездного аккреционного диска соответствующего компонента. Так как скорость аккреции определяется лишь внутренними свойствами околозвездных дисков, то оставшаяся часть газа огибает диск и сталкивается с аналогичным потоком от другого компонента. В ре-

зультате этого взаимодействия формируется стационарная ударная волна, имеющая вид «перемычки» между околозвездными аккреционными дисками. При столкновении потоков A_1 и A_2 происходит частичная аннигиляция углового момента. Таким образом у этого газа появляется дополнительная возможность аккрецировать на один из компонентов. Учитывая большую массу первичного компонента и больший радиус гравитационного захвата, вещество, потерявшее момент, аккрецирует, главным образом, на него.

Стоит также отметить, что при таком положении «перемычки» спиралевидный поток вещества, огибающий первичный компонент, не сталкивается непосредственно с аккреционным диском вторичного компонента, в то время как поток от вторичного компонента непосредственно ударяет в аккреционный диск первичного. В области косоугольного столкновения двух потоков возникает система из двух расходящихся ударных волн и контактного разрыва между ними. Прохождение вещества через эти волны приводит к дополнительной потере углового момента в аккреционном диске первичного компонента и, как следствие, к более высокому темпу аккреции на него. Таким образом установлено, что несмотря на больший поток вещества от ППД к маломассивному компоненту, скорость аккреции на массивный компонент выше.

Результаты численного моделирования хорошо согласуются с наблюдаемой морфологией течения для тех систем, внутренняя структура которых разрешена [5].

3. Заключение

Установлено, что для типичных классических двойных систем ТТ течение во внутренних частях ППД является некеплеровским и его структура определяется, главным образом, отошедшими ударными волнами, образующимися при сверхзвуковом движении компонентов системы в газе диска. Размер разреженной центральной области протопланетной оболочки («гэпа») определяется исключительно параметрами отошедших ударных волн.

По результатам моделирования показано, что перераспределение углового момента в оболочке, обусловленное наличием отошедших ударных волн, приводит к появлению двух спиралевидных потоков вещества, распространяющихся от внутреннего края ППД (границы «гэпа») к компонентам системы. Выявлено, что спиралевидный поток вещества вдоль волны, связанной с маломассивным компонентом превышает аналогичный поток вдоль волны массивного компонента. Это

объясняется тем, что маломассивный компонент движется с большей скоростью и находится ближе к внутренней границе ППД, где плотность вещества выше.

Установлено, что хотя поток вещества из ППД больше на маломассивный компонент, перераспределение вещества между околозвездными аккреционными дисками приводит к возникновению системы ударных волн, и, в конечном итоге, к росту темпа аккреции на более массивную звезду.

Список литературы

1. P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, A. M. Fateeva, and A. Y. Sytov, *Astron. Rep.*, **54**, 1078, 2010.
2. A. M. Fateeva, D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, and A. Y. Sytov, *Ap&SS*, **335**, 125, 2011.
3. A. Y. Sytov, P. V. Kaigorodov, A. M. Fateeva, and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **55**, 793, 2011.
4. D. V. Bisikalo, A. Y. Sytov, A. M. Fateeva, and P. V. Kaygorodov, in N. V. Pogorelov, J. A. Font, E. Audit, and G. P. Zank, eds., *Numerical Modeling of Space Plasma Slows (ASTRONUM 2011)*, *ASP Conf. Ser.*, volume 459, 55 (2012).
5. S. Mayama, M. Tamura, T. Hanawa, T. Matsumoto, et al., *Science*, **327**, 306, 2010.

Моделирование околозвездной оболочки двойной системы АК Sco

СЫТОВ А.Ю.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Numerical simulation of the circumbinary envelope of АК Sco binary system

Sytov A.Yu.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Абстракт Приведены результаты трехмерного численного газодинамического моделирования оболочки классической двойной звезды типа Т Тельца АК Sco. Показано, что вследствие большого эксцентриситета орбиты в системе работает связанный с орбитальным движением механизм периодической импульсной аккреции, приводящий к наблюдаемой в коротковолновой части спектра вспышечной активности системы.

Abstract The results of 3D numerical gasdynamical simulation of the envelope of classical T Tauri binary system АК Sco are presented. It is shown that as a result of significant orbit eccentricity the binary system goes through periodic accretion outburst events driven by the orbital motion and observable at short wavelengths.

1. Введение

Двойная система АК Sco состоит из двух звезд класса F5 с массами $M_{1,2} = 1.35 \pm 0.07 M_{\odot}$ и радиусами $R_{1,2} = 1.59 \pm 0.35 R_{\odot}$, обращающихся по эллиптической орбите с большой полуосью $a \sin i = 30.77 \pm 0.12 R_{\odot}$ при $i = 65^{\circ} - 70^{\circ}$ и эксцентриситетом $e = 0.47$, орбитальный период составляет $P_{\text{orb}} = 13.609^d$, возраст системы оценивается в $10 - 30 \times 10^6$ лет (см. [1, 2]). АК Sco выделяется среди звезд до главной последовательности (PMS) большим ультрафиолетовым избытком и высоким эксцентриситетом орбиты.

Применяемая в расчетах численная модель описана в первой статье «Численное моделирование оболочек двойных звезд типа Т Тельца» в этом сборнике.

2. Параметры модели

Моделирование проводилось в области пространства размером $12a \times 12a \times 1.5a$, включающей в себя саму двойную звезду и часть околозвездной оболочки. Расчетная область покрыта неоднородной регулярной декартовой сеткой размером $300 \times 300 \times 144$ ячейки. Внутри области размером $1.5a \times 1.5a \times 0.2a$ разрешение сетки составляло $0.01a$, к периферии размеры ячеек увеличивались в геометрической прогрессии с коэффициентом 1.045. Околозвездный диск ограничен внутренним радиусом $R_{\text{int}} = 2a$ (для начальных условий) и наружным радиусом $R_{\text{ext}} = 5.2a$ (для наружных граничных условий). Экваториальная плотность околозвездного диска $\rho_d = 10^{-11}$ г/см³, температура диска $T_d = 10^3$ К. Компоненты системы представлены аккреционными областями с радиусом $2R_{\odot}$, на которых задано внутреннее граничное условие с фоновыми значениями плотности $\rho_0 = 10^{-20}$ г/см³, скорости $\mathbf{v} = 0$ и температуры $T_0 = 10^2$ К. Орбита системы ориентирована таким образом, что плоскость орбиты совпадает с координатной плоскостью XY, центр масс системы находится в начале системы координат. Со стороны оси Z система вращается в плоскости XY против часовой стрелки, за начальный момент времени принят момент прохождения периастра. Моделирование продолжалось до получения квази-стационарного решения, что требует порядка $10 P_{\text{orb}}$.

3. Результаты моделирования

Структура оболочки включает в себя околозвездный (circumbinary) диск, внутреннюю разреженную область (гэп), аккреционные (circumstellar) диски вокруг компонентов двойной звезды, систему ударных волн между ними и спиральные аккреционные потоки между внутренними и внешними дисками. Общая структура оболочки в области $3a \times 3a$ (в пределах размера гэпа) в экваториальной области в момент прохождения апоастра показана на рис. 1. Движение газа в околозвездном диске периодически возмущается отошедшими ударными волнами (bow shocks) и приливным воздействием компонентов двойной системы, усиленным в случае АК Sco большим эксцентриситетом орбиты, в результате чего течение на внутренней части околозвездного диска существенно отличается от кеплеровского на больших расстояниях от системы. В экваториальной плоскости гэп имеет эллиптическую форму, средний радиус составляет $2.5a - 3a$. Оболочка АК Sco существенно нестационарна вследствие большого эксцентриситета орбиты, некоторые структурные элементы оболочки внутри гэпа фор-

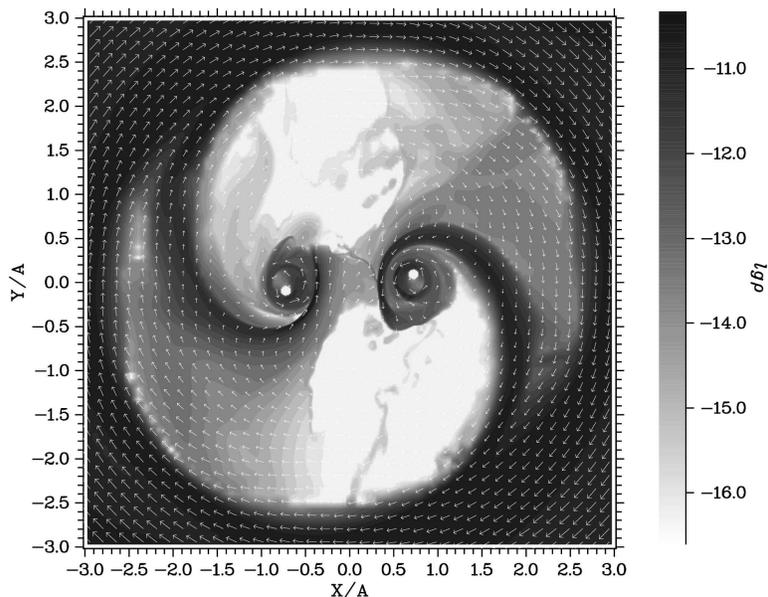


Рис. 1. Структура оболочки в центральной части размером $3a \times 3a$ в экваториальной плоскости системы. Цветом показано распределение плотности в десятичной логарифмической шкале, стрелками показаны векторы скорости, приведенные к вращающейся системе отсчета двойной звезды.

мируются и разрушаются в течение каждого орбитального периода. На рис. 2 приведено распределение плотности в центральной части оболочки размером $1.5a \times 1.5a$ в экваториальной плоскости системы в различные моменты времени в течение одного орбитального периода. При приближении к апоастралу компоненты системы сближаются с внутренним краем околозвездного диска и приливной силой возмущают течение в нем, в результате чего за $\sim 1/8P_{\text{orb}}$ до прохождения апоастрала внутренняя разреженная часть оболочки заполняется веществом околозвездного диска, формируя наружную часть аккреционного потока (рис. 2а).

К моменту прохождения апоастрала у каждого из компонентов системы отошедшая ударная волна аккреционного диска и часть гало диска за ней и аккреционный поток сливаются (рис. 2b) и в последующие $\sim 1/4P_{\text{orb}}$ формирование внутренней части аккреционного потока

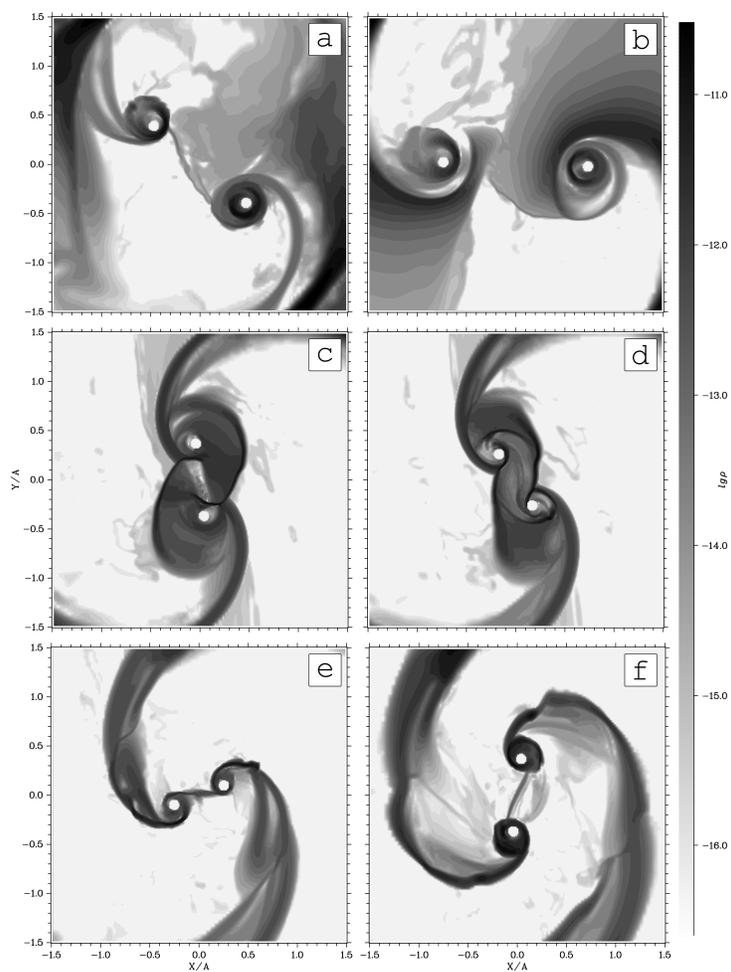


Рис. 2. Распределение плотности (в десятичной логарифмической шкале) в центральной части оболочки размером $1.5a \times 1.5a$ в экваториальной плоскости системы в различные моменты времени в течение одного орбитального периода (момент t_0 соответствует прохождению апоаэстра): (a) $t_0 - 1/8P_{\text{orb}}$, (b) t_0 , (c) $t_0 + 1/4P_{\text{orb}}$, (d) $t_0 + 3/8P_{\text{orb}}$, (e) $t_0 + 1/2P_{\text{orb}}$, (f) $t_0 + 3/4P_{\text{orb}}$.

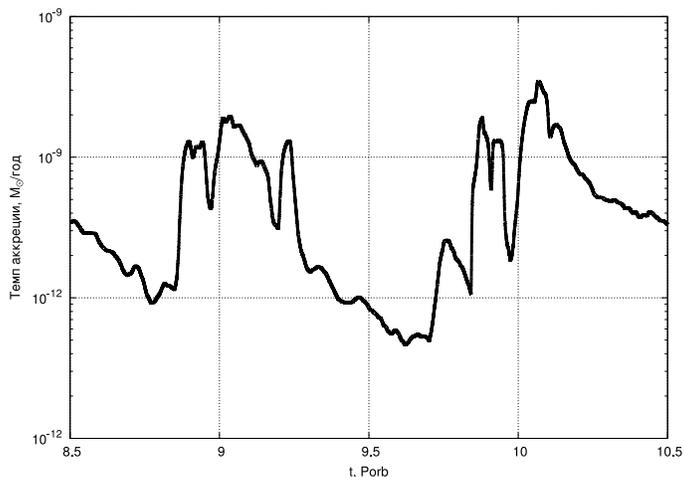


Рис. 3. Суммарный темп аккреции на компоненты системы. Целое количество орбитальных периодов соответствует моментам прохождения периастра.

и накопление массы аккреционными дисками происходит за счет разделения встречного (относительно орбитального движения системы) потока вещества оболочки на отошедшей ударной волне. Картина течения в области аккреционных потоков хорошо описывается схемой, приведенной в работах [3, 4, 5]. В последующие $\sim 1/2P_{orb}$ после прохождения апоафра внутренние части аккреционных потоков после обращения вокруг аккреционных дисков сталкиваются с межзвездной средой за аккреционными дисками и гало аккреционных дисков за отошедшими ударными волнами, теряют угловой момент и начинают циркуляризоваться и сливаться с веществом аккреционных дисков (рис. 2b,c). В это время компоненты двойной системы в ходе орбитального движения сближаются и в интервале $\pm 0.2P_{orb}$ в окрестности периастра происходит столкновение внешних частей аккреционных дисков (рис. 2c,d), сопровождающееся возникновением системы ударных волн, взаимным уничтожением углового момента вещества аккреционных дисков и резким ростом темпа аккреции (см. рис. 3). Периодический резкий рост темпа аккреции должен приводить к существенному увеличению светимости системы на определенных фа-

зах, что подтверждается наблюдениями АК Sco в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах [5, 6].

В результате численного моделирования показано, что в оболочке двойной звезды с параметрами АК Sco реализуется механизм периодического накопления вещества оболочки в аккреционных дисках и последующего кратковременного сброса накопленной массы на компоненты двойной системы. Наличие такого механизма периодической импульсной аккреции, связанного с орбитальным движением, в свою очередь, объясняет регулярность наблюдаемых вспышек.

Список литературы

1. J. Andersen, H. Lindgren, M. L. Hazen, and M. Mayor, *A&A*, **219**, 142, 1989.
2. 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.
3. A. M. Fateeva, D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, and A. Y. Sytov, *Ap&SS*, **335**, 125, 2011.
4. A. Fateeva, D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, and A. Y. Sytov, in I. Zhelyazkov and T. M. Mishonov, eds., *Proceedings of the 4th School and Workshop on Space Plasma Physics, AIP Conf. Ser.*, volume 1551, 53–58 (2013).
5. A. I. Gómez de Castro, J. López-Santiago, A. Talavera, A. Y. Sytov, and D. Bisikalo, *ApJ*, **766**, 62, 2013.
6. A. I. Gómez de Castro, R. O. P. Loyd, K. France, A. Sytov, and D. Bisikalo, *ApJL*, **818**, L17, 2016.

О применимости МГД моделей к астрофизическим объектам с сильным магнитным полем

Жилкин А.Г., Курбатов Е.П., Бисикало Д.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт При моделировании течений астрофизической плазмы в сильных магнитных полях в рамках классической магнитной гидродинамики возникает проблема, связанная с большими значениями альфеновской скорости. Такие ситуации могут возникать при исследовании магнитосфер планет и звезд, аккреционных течений в полярных, промежуточных полярных и вблизи нейтронных звезд. В работе представлен небольшой обзор различных подходов к решению этой проблемы. Одним из таких подходов является учет волновой турбулентности альфеновского типа, которая может развиваться в подобных системах.

On the applicability of MHD models for astrophysical objects with strong magnetic field

Zhilkin A.G., Kurbatov E.P., Bisikalo D.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract There is a problem associated with large values of the Alfvén speeds, when modeling the flows of astrophysical plasma in strong magnetic fields within the framework of classical magnetic hydrodynamics. Such situations can arise in the study of the magnetosphere of planets and stars, accretion flows in polars, intermediate polars and near neutron stars. The paper presents a brief review of various approaches to solving this problem. One such approach is to take into account Alfvén-type wave turbulence, which can develop in similar systems.

1. Введение

При описании астрофизических течений часто используется приближение классической магнитной гидродинамики (МГД) для полностью ионизованной среды (см., например, [1]). В этом приближении плазма представляет собой проводящий газ, движение которого имеет нерелятивистский характер. При этом, как правило, можно использовать приближение идеальной магнитной гидродинамики, когда магнитное поле является вмороженным в вещество. Такая возможность в астрофизике (в отличие от лабораторной плазмы) обусловлена больши-

ми пространственными масштабами, которые, в свою очередь, приводят к большим значениям магнитного числа Рейнольдса. Конечная проводимость плазмы при этом особой роли не играет. Несмотря на свою относительную простоту, приближение магнитной гидродинамики позволяет довольно детально описывать структуру астрофизических течений с правильными расположением и интенсивностью МГД ударных волн, а также альфвеновских и тангенциальных разрывов. При этом достигается неплохое согласие с наблюдениями (см., например, [2, 3]).

Однако необходимо отметить, что критерии, на которых основано приближение магнитной гидродинамики в астрофизике выполняются далеко не всегда. Рассмотрим в качестве примера течение плазмы в полярах [4], которые представляют собой тесные двойные системы, состоящие из красного карлика (звезда-донор) и белого карлика (звезда-аккретор) с достаточно сильным магнитным полем (1–100 МГс). В типичном полюре величина магнитного поля вдоль аккреционной струи вещества, перетекающего из внутренней точки Лагранжа к поверхности белого карлика, меняется от 10^3 Гс до 10^7 Гс. В этих условиях плазму аккреционной струи можно считать полностью ионизованной, квазинейтральной, замороженной и замагниченной. Последнее обстоятельство обусловлено тем, что в такой плазме циклотронный радиус электронов много меньше их длины свободного пробега. В результате можно утверждать, что плазма аккреционной струи распространяется преимущественно вдоль магнитных силовых линий, при этом в продольном направлении преобладают эффекты теплового давления, а в поперечном — эффекты магнитного давления.

Подставляя типичные значения параметров плазмы аккреционной струи в формулу для классической скорости a альфвеновских волн, находим [5]:

$$\frac{a}{c} = \frac{1}{c} \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}} \approx 3 \left(\frac{B}{10^7 \text{ Гс}} \right) \left(\frac{\rho}{10^{-9} \text{ г/см}^{-3}} \right)^{-1/2}. \quad (1)$$

Эта оценка показывает, что, с одной стороны, скорость альфвеновских (a , следовательно, и быстрых магнитозвуковых волн) в области течения может быть релятивистской. С другой стороны, она существенно превышает как скорость звука, так и скорость движения самой плазмы. Отсюда следует, что в таких условиях приближение классической магнитной гидродинамики становится некорректным.

Подобная ситуация отнюдь не является исключением в астрофизике, а, наоборот, встречается довольно часто. Например, в аврораль-

ной зоне магнитосферы Земли скорость альфвеновских волн может достигать одной трети скорости света. В полярных областях Юпитера альфвеновская скорость, вычисленная по классической формуле, может в 10 и более раз превышать скорость света. В магнитосферах белых карликов (в промежуточных полярах и тем более в полярах) альфвеновская скорость может в десятки, сотни и даже тысячи раз превышать скорость света. В магнитосферах нейтронных звезд эти значения могут оказаться еще больше. Становится очевидно, что во всех этих случаях условия применимости классической магнитной гидродинамики уже не выполняются.

В данной работе рассматриваются некоторые способы решения этой проблемы. Предложенные подходы можно разделить на два типа: технические и физические. В первом случае производятся определенные коррекции в численной модели без изменения исходной физической модели. Во втором случае необходимо модифицировать саму исходную физическую модель для более корректного описания отмеченных выше особенностей течения.

2. Технический подход

Технический аспект обсуждаемой проблемы связан со следующим обстоятельством. Дело в том, что используемые для численного моделирования явные разностные схемы для уравнений классической магнитной гидродинамики имеют вполне определенное ограничение сверху на величину временного шага. Это ограничение возникает из условия устойчивости Куранта–Фридрихса–Леви (см., например, [6]). В сильном магнитном поле это условие может стать настолько жестким, что весь расчет потеряет всякий практический смысл из-за резкого уменьшения шага интегрирования.

Один из подходов к решению этой проблемы был предложен еще в работе [7] (см. также [8]). Суть соответствующей поправки сводится к тому, что в численной модели вместо уравнений классической МГД решаются уравнения упрощенной полу-релятивистской МГД, в которой учитывается ток смещения в уравнениях Максвелла, но с искусственной скоростью света, величина которой меньше реальной. Поскольку ток смещения определяется производной по времени от вектора напряженности электрического поля, то стационарные решения, получаемые в рамках модифицированной и исходной моделей будут совпадать. Нестационарные решения в случае присутствия сильного магнитного поля будут отличаться.

Другой способ, основанный на ограничении коэффициентов численной диффузии, предложен в работе [9]. Этот подход по существу является чисто техническим, поскольку никак не модифицирует исходную численную модель, а все поправки связаны только с изменением разностной схемы. К сожалению, эти поправки искусственным образом ограничивают максимальную скорость распространения волн на разностной сетке и, следовательно, отрицательно влияют на устойчивость схемы. Поэтому этот подход, не особо опасаясь за возможные последствия, можно применять только в неявных схемах.

3. Физический подход

Кардинальным способом решения проблемы было бы использование для моделирования системы уравнений релятивистской МГД вместо классической МГД. Однако в вышеперечисленных ситуациях скорость движения плазмы является существенно нерелятивистской. С релятивистскими скоростями распространяются только альфвеновские и быстрые магнитозвуковые волны.

В работе [8] для описания такого типа течений была получена система уравнений полурелятивистской МГД. Эта система представляет собой нерелятивистский предел полной системы релятивистской МГД, в котором скорость движения плазмы и скорость звука малы по сравнению со скоростью света, но скорости альфвеновских и магнитозвуковых волн могут быть произвольными.

Другая модель для описания астрофизических течений такого типа была предложена в наших работах [10, 11, 5]. Наш подход основан на предположении, что в плазме, находящейся в сильном внешнем магнитном поле, за характерное динамическое время альфвеновские и магнитозвуковые волны будут успевать много раз проходить по области течения в продольном и поперечном к магнитному полю направлениях. В результате взаимодействия этих волн будет происходить перераспределение энергии между различными гармониками, что приведет к формированию турбулентного каскада. Для описания такого течения можно использовать процедуру усреднения по ансамблю волновых пульсаций по аналогии с стандартными подходами, используемыми для описания МГД турбулентности. Эта модель модифицированной МГД подробно описана нами в нашей недавней работе [12]. Значения свободных параметров модели определялись путем сравнения получаемых численных решений с соответствующими численными решениями, полученным в рамках строгой магнитной гидродинамики в случае слабого магнитного поля [13]. Мы успешно применили

этот подход для моделирования структуры течения в полярных и промежуточных полярных [10, 11, 14, 15, 16, 17, 18] (см. также монографию [5]).

4. Заключение

В работе рассмотрена проблема описания течений астрофизической плазмы при наличии сильного внешнего магнитного поля. Показано, что в этих условиях часто используемое приближение классической магнитной гидродинамики может оказаться некорректным. Поэтому для моделирования таких течений необходимо искать альтернативные подходы. Одним из таких подходов является учет турбулентности волнового (альфвеновского) типа, которая может развиваться в подобных системах.

С помощью такого подхода удается получить замкнутую систему уравнений для усредненных характеристик течения. Соответствующая модель модифицированной магнитной гидродинамики, описанная в нашей работе [12], является достаточно универсальной и может применяться для исследования довольно широкого класса течений астрофизической плазмы.

Список литературы

1. L. D. Landau and E. M. Lifshits, *Electrodynamics of Continuous Media* (1984).
2. E. R. Priest, *Solar Magneto-Hydrodynamics* (1982).
3. C. G. Campbell, *Magnetohydrodynamics in Binary Stars* (1997).
4. B. Warner, *Cataclysmic Variable Stars* (2003).
5. D. V. Bisikalo, A. G. Zhilkin, and A. A. Boyarchuk, *Gas Dynamics of Close Binary Stars* (2013).
6. D. Potter, *Computational Physics* (1973).
7. J. P. Boris, *NRL Memorandum Report 2167*, 1970.
8. T. I. Gombosi, G. Tóth, D. L. De Zeeuw, K. C. Hansen, K. Kabin, and K. G. Powell, *Journal of Computational Physics*, **177**, 176, 2002.
9. G. Tóth, X. Meng, T. I. Gombosi, and A. J. Ridley, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **116**, A07211, 2011.
10. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **54**, 1063, 2010.
11. A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and A. A. Boyarchuk, *Physics Uspekhi*, **55**, 115, 2012.
12. E. P. Kurbatov, A. G. Zhilkin, and D. V. Bisikalo, *Physics Uspekhi*, **60**, 798, 2017.

13. A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and V. A. Ustyugov, in I. Zhelyazkov and T. M. Mishonov, eds., *Proceedings of the 4th School and Workshop on Space Plasma Physics, AIP Conf. Ser.*, volume 1551, 22–29 (2013).
14. A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and P. A. Mason, *Astron. Rep.*, **56**, 257, 2012.
15. D. V. Bisikalo, A. G. Zhilkin, P. V. Kaygorodov, V. A. Ustyugov, and M. M. Montgomery, *Astron. Rep.*, **57**, 327, 2013.
16. A. M. Fateeva, A. G. Zhilkin, and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **60**, 87, 2016.
17. P. B. Isakova, A. G. Zhilkin, and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **59**, 843, 2015.
18. P. B. Isakova, N. R. Ikhsanov, A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and N. G. Beskrovnaya, *Astron. Rep.*, **60**, 498, 2016.

Особенности структуры течения в окрестности внутренней точки Лагранжа в полярах и промежуточных полярах

Исакова П.Б., Жилкин А.Г., Бисикало Д.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт В работе исследуется структура течения в тесных двойных системах с магнитным полем. Приведены результаты численного моделирования процесса перетекания вещества из звезды-донора внутрь полости Роша звезды-аккретора. Показано, что сильное магнитное поле белого карлика может существенно влиять на процесс формирования аккреционного потока вблизи внутренней точки Лагранжа.

Features of the flow structure in the vicinity of the inner Lagrangian point in polars and intermediate polars

Isakova P.B., Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract We investigate the flow structure in close binary systems with magnetic field. The results of numerical simulations of the mass transfer from the donor into the Roche lobe of the accretor are presented. It has been shown that the strong magnetic field of the white dwarf can sufficiently influence the accretion flow formation in the vicinity of the inner Lagrangian point.

1. Введение

В магнитных катаклизмических переменных вещество из звезды-донора (красный карлик) перетекает внутрь полости Роша звезды-аккретора (белый карлик) через внутреннюю точку Лагранжа L_1 , так как из-за переполнения донором своей полости Роша в этой точке градиент давления оказывается не уравновешен силой гравитации. Среди магнитных катаклизмических переменных можно выделить поляры и промежуточные поляры. В промежуточных полярах магнитное поле аккретора является слабым (10–1000 кГс), и в системе может формироваться аккреционный диск. В полярах магнитное поле аккретора сильное (> 1 МГс), препятствующее формированию аккреционного диска. Вещество из звезды-донора формирует аккреционный поток, который вдоль силовых линий магнитного поля попадает на поверхность звезды-аккретора в области одного из магнитных полюсов.

Магнитное поле может оказывать влияние не только на характер движения струи из оболочки звезды-донора, но и контролировать сам процесс ее формирования [1, 2, 3], как, например, в случае поляров с очень сильным магнитным полем (≥ 100 МГс), когда оболочка звезды-донора частично находится в области магнитосферы звезды-аккретора. Результаты трехмерных расчетов структуры течения в таких системах [4] показывают, что струя вещества из оболочки донора тут же расщепляется на несколько потоков, движущихся вдоль магнитных силовых линий и достигающих северного и южного магнитных полюсов аккретора. Такой характер течения отличается от классического формирования аккреционной струи [5]. Характер течения в окрестности внутренней точки Лагранжа также может быть подвержен влиянию общей оболочки двойной системы [6]. Этот эффект должен быть сильнее выражен в промежуточных полярах, поскольку в полярах практически все вещество из звезды-донора попадает на аккретор.

В работах нашей научной группы была разработана трехмерная численная модель для изучения аккреции в полуразделенных двойных системах с учетом магнитного поля звезды-аккретора [7]. До сих пор поток вещества из внутренней точки Лагранжа в сторону полости Роша звезды-аккретора мы задавали из граничных условий, что позволяло нам исследовать влияние магнитного поля на уже сформировавшуюся аккреционную струю. В используемой здесь численной модели, описание которой представлено в работе [8], поток вещества из донора формируется естественным путем. Поэтому в рамках такой модели можно исследовать влияние магнитного поля на процесс формирования аккреционного потока.

2. Результаты численных расчетов

В качестве объекта исследования была выбрана тесная двойная система с параметрами, системы SS Cyg [9]. В нашей модели звезда-донор (красный карлик) имеет массу $0.56 M_{\odot}$ и эффективную температуру 37 000 К. Масса звезды-аккретора $0.97 M_{\odot}$, ее радиус $7.3 \cdot 10^{-3} R_{\odot}$, а эффективная температура 4 000 К. Период обращения системы составляет $2.4 \cdot 10^4$ с. Расстояние между компонентами двойной системы $A = 2.05 R_{\odot}$, а внутренняя точка Лагранжа находится на расстоянии $0.556 A$ от аккретора. Скорость звука в точке L_1 задавалась равной $7.4 \cdot 10^5$ см/с, а скорость потери вещества через окрестность внутренней точки Лагранжа $10^{-10} M_{\odot}/\text{год}$.

Мы предполагали, что магнитное поле является дипольным, при этом вектор магнитного момента лежит в экваториальной плоскости xy двойной системы и повернут на 120° относительно оси x . Индукция магнитного поля на поверхности аккретора являлась параметром. Мы использовали четыре различных значения индукции: $B = 10^5$ Гс (модель 1), $B = 10^6$ Гс (модель 2), $B = 10^7$ Гс (модель 3), $B = 10^8$ Гс (модель 4). Первые две модели (модель 1 и 2) соответствуют случаю промежуточных полярных, а последние две (модель 3 и 4) — случаю промежуточных полярных.

Мы проводили численные расчеты с помощью параллельного численного кода Nurgush 2.0 [10, 11]¹. Код основан на разностной схеме гудуновского типа повышенного порядка точности для уравнений магнитной гидродинамики. Задача решалась в следующей расчетной области: $-0.75 A \leq x \leq -0.35 A$, $-0.2 A \leq y \leq 0.2 A$ с числом ячеек 512×512 . Эта расчетная область частично включает в себя полость Роша донора и окрестность внутренней точки Лагранжа, где происходит формирование аккреционного течения. Напомним, что в нашей модели истечение из донора в окрестности внутренней точки Лагранжа определяется не из граничных условий, а формируется естественным путем. Во всех вариантах расчет проводился до выхода на квазистационарный режим, который определялся примерным (с точностью до 1%) постоянством полной массы вещества в расчетной области.

На рис. 1 показано распределение логарифма плотности (градиацией серого) и скорости (стрелками) для четырех значений индукции магнитного поля звезды-аккретора. На правой нижней диаграмме жирными линиями со стрелками показаны магнитные силовые линии. В модели 1 (верхняя левая диаграмма) слабое магнитное поле не оказывает практически никакого влияния на течение из оболочки звезды-донора. Эта картина мало отличается от газодинамического случая без магнитного поля. Формируется плотное течение, движущееся по баллистической траектории внутрь полости Роша аккретора. Его охватывает более слабый поток, движущийся в ту же сторону. Изоповерхности логарифма плотности местами закручиваются. Из-за столкновения окружающего вещества с аккреционным потоком возникают ударные волны. Однако плотность вещества в таких ударных волнах низкая, поэтому они не оказывают влияния на основной поток.

На верхней правой диаграмме рис. 1 показана структура течения для модели 2. Более сильное магнитное поле звезды-аккретора

¹Номер государственной регистрации 2016663823.

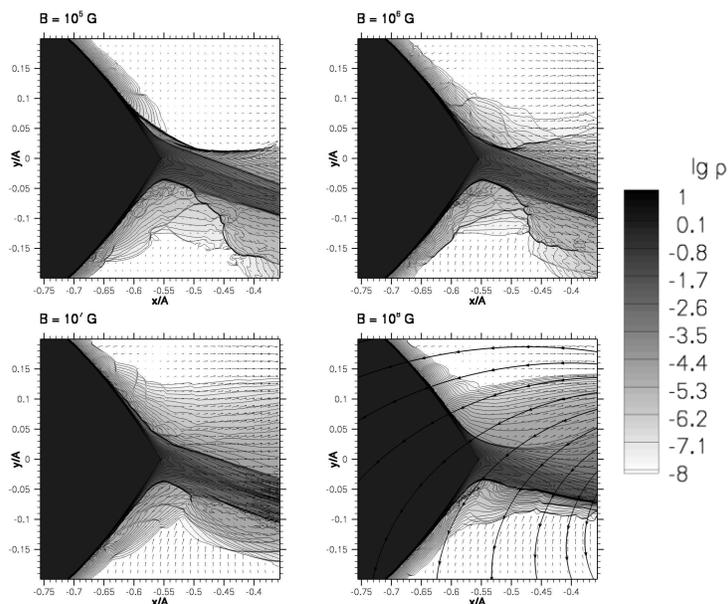


Рис. 1. Структура течения в магнитных катаклизмических переменных в окрестности внутренней точки Лагранжа для напряженности магнитного поля аккректора 10^5 Гс (сверху слева), 10^6 Гс (сверху справа), 10^7 Гс (снизу слева), 10^8 Гс (снизу справа). Показано распределение логарифма плотности (градацией серого), распределение скоростей (стрелками). На правой нижней диаграмме жирными линиями со стрелками показаны магнитные силовые линии.

немного расширяет основной плотный и окружающий его разреженный потоки. Картина течения не сильно отличается от модели 1.

В модели 3 (нижняя левая диаграмма рис. 1) основной аккреционный поток еще больше расширяется к правой границе расчетной области, а окружающее его менее плотное вещество существенно отклоняется от направления основного потока.

На нижней правой диаграмме рис. 1 показано распределение для модели 4 с самым сильным магнитным полем. Основной плотный поток на этой диаграмме выпрямляется, так как стремится двигаться вдоль магнитных силовых линий. Верхняя часть менее плотного потока немного сужается и вливается в основное течение, так что ближе

к концу расчетной области справа не видно четкой границы между ними. Нижняя часть менее плотного потока практически сливается с основным потоком.

Анализ рис. 1 показывает, что магнитное поле оказывает влияние на структуру течения в окрестности внутренней точки Лагранжа. С увеличением магнитного поля основной плотный поток вещества расширяется, так же как и менее плотный поток. Для самого сильного поля изменяется угол наклона аккреционной струи. Вещество в сильном магнитном поле движется преимущественно вдоль магнитных силовых линий, а не по баллистической траектории. Эти результаты свидетельствуют о том, что магнитное поле звезды-аккретора начинает влиять на течение вещества с самого начала формирования аккреционного потока вблизи внутренней точки Лагранжа.

3. Заключение

Нами было проведено численное моделирование процесса перетекания вещества из звезды-донора внутрь полости Роша звезды-аккретора. В качестве примера рассмотрена система с параметрами SS Cyg. Мы изменяли величину магнитного поля звезды-аккретора от 10^5 Гс до 10^8 Гс, изучая поведение течения в окрестности внутренней точки Лагранжа в полярных и промежуточных полярных. Исследована структура сформировавшегося течения. Сделан вывод о том, что магнитное поле звезды-аккретора начинает влиять на течение вещества с самого начала формирования аккреционного потока вблизи внутренней точки Лагранжа. Поэтому для исследования структуры течения в тесных двойных системах с сильным магнитным полем важное значение имеет корректный расчет процесса формирования струи в окрестности внутренней точки Лагранжа.

Список литературы

1. A. J. Norton, G. A. Wynn, and R. V. Somerscales, *ApJ*, **614**, 349, 2004.
2. A. J. Norton, O. W. Butters, T. L. Parker, and G. A. Wynn, *ApJ*, **672**, 524-530, 2008.
3. C. G. Campbell, *Magnetohydrodynamics in Binary Stars* (1997).
4. A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and A. A. Boyarchuk, *Physics Uspekhi*, **55**, 115, 2012.
5. S. H. Lubow and F. H. Shu, *ApJ*, **198**, 383, 1975.
6. D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, O. V. Kuznetsov, and V. M. Chechetkin, *Astron. Rep.*, **41**, 794, 1997.

7. D. V. Bisikalo, A. G. Zhilkin, and A. A. Boyarchuk, *Gas Dynamics of Close Binary Stars* (2013).
8. P. B. Isakova, A. G. Zhilkin, and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **95**, 2018.
9. F. Giovannelli, S. Gaudenzi, C. Rossi, and A. Piccioni, *Acta Astron.*, **33**, 319, 1983.
10. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **53**, 436, 2009.
11. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **54**, 1063, 2010.

Доплеровская томография молодой двойной системы V4046 Sgr

Кононов Д.А.¹, Хусанова Я.И.², Сытов А.Ю.¹

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Aix Marseille Univ, CNRS, LAM, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Marseille, France*

Абстракт В работе представлены результаты доплеровской томографии молодой тесной двойной звезды V4046 Sgr. Также в работе проведено численное моделирование газодинамики внутренней части протопланетного диска, окружающего систему. Сравнение доплеровских томограмм с результатами численного моделирования показало, что наибольший вклад в наблюдаемые бальмеровские линии вносят области течения вблизи ударных волн, возникающих во внутренних областях системы.

Doppler tomography of the young binary system V4046 Sgr

Kononov D.A.^{1,2}, Khusanova Ya.I.², Sytov A.Yu.¹

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

²*Aix Marseille Univ, CNRS, LAM, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Marseille, France*

Abstract In this paper we analyze the observational Doppler maps of a young close binary system V4046 Sgr along with the results of its gas dynamic simulations. We show that the main contribution to the observed Balmer lines of V4046 Sgr comes from the regions near shock waves occurring in the innermost regions of the system.

1. Введение

Молодая тесная двойная система V4046 Sgr относится к звездам типа T Tauri — маломассивным объектам, находящимся на промежуточной стадии между протозвездами и маломассивными звездами главной последовательности. Наблюдательные данные свидетельствуют, что «классические T Tauri» звезды окружены газовой оболочкой, имеющей сложную структуру. Внешние области этой оболочки представляют собой протяженный протопланетный диск, а во внутренних областях — если система двойная — формируется сложная структура течения. В последнее время в работах [1, 2, 3], посвященных трехмерному газодинамическому моделированию внутренних областей двой-

ных T Tauri звезд, было показано, что во внутренних областях этих систем существенную роль играют отошедшие ударные волны, возникающие перед компонентами двойной звезды по ходу их орбитального движения. Эти волны создают внутри оболочки область разреженного газа, в которой формируется картина течения с различными потоками, ударными волнами и аккреционными дисками у каждого из компонентов системы.

Результаты численного моделирования подтверждаются наблюдательными данными, полученными с помощью коронографических наблюдений на инструментах Subaru и VLT [4]. Однако для коронографических наблюдений доступно лишь очень небольшое число объектов типа T Tauri. Большинство же объектов (в частности, V4046 Sgr) не доступны для прямых наблюдений ввиду недостаточного углового разрешения даже больших телескопов. Тем не менее, исследование этих объектов представляет большой интерес в смысле объяснения физических процессов, протекающих в этих системах, и в смысле объяснения их наблюдательных проявлений.

В работе (Стемпельс и Гам, 2004) представлены спектральные данные для системы V4046 Sgr, полученные с помощью телескопа VLT. На основании этих данных авторы оценили орбитальные параметры системы: массы главного и вторичного компонентов составляют $0.912 M_{\odot}$ и $0.873 M_{\odot}$, соответственно; орбитальный период — $P_{\text{orb}} = 2.4213$ суток; орбита системы практически круговая ($e \leq 0.01$) и наклонена к картинной плоскости под углом $i \sim 35^{\circ}$. В той же работе авторы обсуждают полученные эмиссионные профили линий бальмеровской серии водорода, имеющие, преимущественно, характерную двугорбую структуру. Анализируя форму и поведение профилей, авторы работы пришли к выводу, что наибольший вклад в профили линий дает излучение из областей, вблизи точек Лагранжа L_2 и L_3 , где по каким-то причинам может скапливаться вещество. Однако из теоретических работ [1, 2, 3] не следует, что в этих точках имеются какие бы то ни было выделенные области вещества.

Таким образом, анализ только лишь профилей линий, приводит к неоднозначным выводам о структуре течения в системе V4046 Sgr. Поэтому мы попытались исследовать структуру течения в этой системе более детально путем построения ее доплеровских томограмм, на основе спектральных данных, полученных Стемпельсом и Гамом [5] в период с 15 по 18 апреля 2002 г. с помощью телескопа VLT Европейской южной обсерватории (ESO, ID наблюдений 69.C-0481(A)),

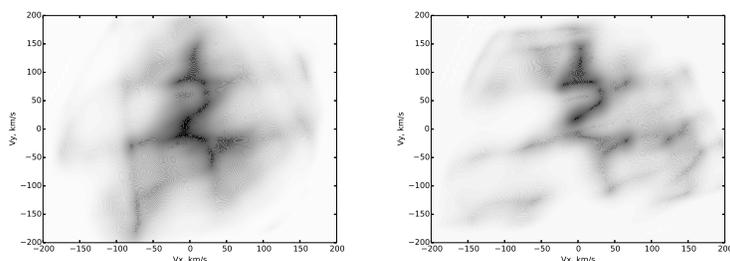


Рис. 1. Доплеровские томограммы системы V4046 Sgr в линиях бальмеровской серии водорода H9 и H10.

и сравнения этих томограмм с результатами численного моделирования.

2. Доплеровская томография V4046 Sgr и сравнение с результатами моделирования

Данные, полученные из архива ESO, содержат 8 кадров со спектрами V4046 Sgr и покрывают диапазон длин волн $3500\text{--}6850 \text{ \AA}$, включающий линии бальмеровской серии водорода ($H_\alpha - H_{10}$). Для обработки спектров использовался программный пакет ESO-MIDAS (European Southern Observatory – Munich Image Data Analysis System). После обработки спектральные данные были использованы для построения доплеровских томограмм системы в линиях H_γ , H_δ , $H_8 - H_{10}$ (томограммы в линиях H9 и H10 показаны на рис. 1). Анализ полученных томограмм показывает, что все они имеют схожую структуру. Это может говорить о том, что все исследуемые спектральные линии возникают приблизительно в одной и той же области системы. По мере уменьшения длины волны на томограммах отчетливо проявляется яркая структура в форме буквы Z.

Для отождествления элементов течения, ответственных за формирование такой характерной структуры томограммы, было проведено численное моделирование системы V4046 Sgr. На рис. 2 показаны в увеличенном виде доплеровская томограмма в линии H10 и модельное распределение плотности в экваториальной плоскости системы. На диаграмме с распределением плотности более массивный компонент находится слева. Основными элементами течения в полученном решении являются две отошедшие ударные волны, возникающие перед

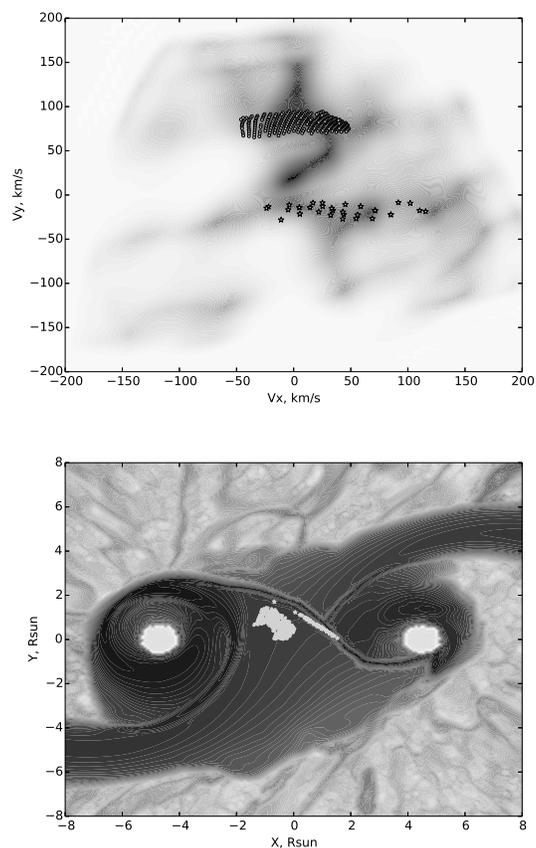


Рис. 2. Доплеровская томограммы системы V4046 Sgr в линии H10 (верхняя диаграмма) и распределение плотности вещества в экваториальной плоскости системы (результат моделирования) с нанесенными маркерами.

компонентами вследствие сверхзвукового движения последних в газе протопланетного диска, и ударная волна-перемычка, которая возникает при столкновении встречных потоков вещества, текущих вдоль отошедших ударных волн.

На обе диаграммы рис. 2 нанесены маркеры, позволяющие отождествить элемент на доплеровской томограмме с элементом течения

в решении. Проведенный анализ томограмм и результатов моделирования показал, что в системе V4046 Sgr спектральные линии бальмеровской серии по всей видимости формируются в области ударной волны переемычки. Так, например, яркое вытянутое горизонтально образование в нижних квадрантах томограммы (маркер — звездочка) хорошо отождествляется с областью, расположенной вдоль ударной волны-переемычки ближе к менее массивному компоненту. Вытянутое горизонтально яркое образование в верхних квадрантах томограммы (точки) по всей видимости порождается излучением, возникающим в веществе вдоль волны-переемычки ближе к более массивному компоненту. Диагональный элемент на томограмме не отождествляется надежно с каким-то характерным элементом структуры течения. Для его более детального исследования необходимо больше спектральных данных, которые должны повысить качество томограмм.

3. Заключение

В работе были использованы спектры звезды V4046 Sgr, полученные Стемпельсом и Гамом на телескопе VLT [5]. Данные наблюдений были получены из архива ESO (ID наблюдений 69.C-0481(A)) и обработаны в программном пакете ESO-MIDAS. Профили эмиссионных линий серии Бальмера использованы для построения доплеровских томограмм системы.

Также было проведено численное газодинамическое моделирование звезды, которое показало, что вследствие сверхзвукового движения компонентов перед ними образуются отошедшие ударные волны. Два потока газа вдоль этих волн во внутреннюю область системы, сталкиваясь, образуют стоячую ударную волну-переемычку.

Совместный анализ результатов численного моделирования и доплеровских томограмм позволил определить какие элементы течения отвечают за формирование эмиссионных линий в спектре звезды. Показано, что эмиссионные линии серии Бальмера формируются в основном в потоках газа к компонентам системы вдоль стоячей ударной волны-переемычки, а не в областях возле точек Лагранжа L_2 и L_3 , как это предполагали Стемпельс и Гам [5].

Данная работа является первым примером применения метода доплеровской томографии к звездам типа Т Тельца. Ранее этот метод не применялся к звездам этого класса, однако успех применения доплеровской томографии к звезде V 4046 Sgr дает основания полагать, что в дальнейшем томографию можно применять для исследования газодинамики некоторых молодых двойных звезд.

Список литературы

1. P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, A. M. Fateeva, and A. Y. Sytov, *Astron. Rep.*, **54**, 1078, 2010.
2. A. M. Fateeva, D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, and A. Y. Sytov, *Ap&SS*, **335**, 125, 2011.
3. A. Y. Sytov, P. V. Kaigorodov, A. M. Fateeva, and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.*, **55**, 793, 2011.
4. S. Mayama, M. Tamura, T. Hanawa, T. Matsumoto, et al., *Science*, **327**, 306, 2010.
5. H. C. Stempels and G. F. Gahm, *A&A*, **421**, 1159, 2004.

Аккреция в полярах со сложным магнитным полем

Жилкин А.Г., Бисикало Д.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт В работе представлены результаты трехмерного численного моделирования структуры течения в тесной двойной системе, параметры которой соответствуют асинхронному полюру ВУ Сам. Модель учитывает магнитное поле белого карлика, представляющее собой суперпозицию дипольного и квадрупольного компонента с разнесенными осями симметрии с учетом их наклона относительно оси вращения. Обсуждаются основные особенности полученного численного решения и его возможные наблюдательные проявления.

Accretion in polars with complex magnetic field

Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The paper presents results of three-dimensional numerical simulation of flow structure in a close binary system whose parameters correspond to the asynchronous polar ВU Cam. The model takes into account the magnetic field of the white dwarf, which is a superposition of the dipole and quadrupole components with spaced symmetry axes, taking into account their inclination relative to the axis of rotation. The main features of the obtained numerical solution and its possible observational manifestations are discussed.

1. Введение

Поляры представляют собой тесные двойные системы, состоящие из белого карлика и маломассивной звезды главной последовательности, как правило, позднего спектрального класса [1]. При этом нормальная звезда (донор) заполняет свою полость Роша и поэтому ее вещество через внутреннюю точку Лагранжа L_1 перетекает на магнитный белый карлик (аккректор). Белый карлик имеет магнитное поле достаточно сильное, чтобы препятствовать формированию аккреционного диска. Период собственного вращения белого карлика для большинства поляров равен орбитальному периоду двойной системы. Однако имеется небольшое подмножество асинхронных поляров (звезды типа ВU Cam) [2], в которых период собственного вращения белого карлика немного отличается от орбитального периода.

Из поляризационных и фотометрических наблюдений асинхронного поляра ВУ Сам следует, что его магнитное поле имеет сложную структуру [3]. При этом наблюдаемая кривая блеска демонстрирует явления переключения и дрейфа полюсов и даже одновременного наличия нескольких (трех и даже четырех) активных областей аккреции. Учитывая растущие наблюдательные свидетельства существования сложных магнитных полей в белых карликах, мы продолжаем и расширяем исследование, проведенные в нашей работе [4]. Поскольку в рамках модели соосных дипольных и квадрупольных компонентов нам не удалось получить более двух аккреционных пятен одновременно, в данной работе мы рассматриваем поле белого карлика, состоящее из дипольного и квадрупольного компонента, оси симметрии которых не совпадают.

2. Модель

Для исследования структуры течения в системе ВУ Сам мы используем численную модель, описанную в статье [4]. В данной работе мы не будем приводить полное описание этой модели, а отметим лишь внесенные изменения. В системе ВУ Сам звезда-донор имеет массу $M_d = 0.5 M_\odot$ и эффективную температуру 4000 К. Звезда-аккректор имеет массу $M_a = 1 M_\odot$. Период обращения системы составляет $P_{\text{orb}} = 3.35$ часов, а ее большая полуось $A = 1.3 R_\odot$. Период собственного вращения аккректора в системе ВУ Сам $P_{\text{spin}} = 3.32$ часа. Это значение отличается от величины орбитального периода примерно на 1%. В системе отсчета, связанной с двойной системой, аккректор совершает полный оборот за время $P_{\text{beat}} = 14.1$ дней ($1/P_{\text{beat}} = 1/P_{\text{spin}} - 1/P_{\text{orb}}$), что составляет около 101 орбитального периода. Индукция магнитного поля на поверхности белого карлика в системе ВУ Сам оценивается из наблюдений величиной 28 МГц [4].

Сложное магнитное поле аккректора можно представить в виде суперпозиции мультипольных компонентов поля. Будем предполагать, что каждый мультипольный компонент поля обладает осевой симметрией. При этом оси симметрии различных мультипольных компонентов могут не совпадать между собой. В нашей модели учитываются только дипольный и квадрупольный компоненты магнитного поля аккректора.

Индукция магнитного поля, соответствующая дипольному компоненту,

$$\mathbf{B}_d = \frac{\mu}{r^3} [3(\mathbf{d} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} - \mathbf{d}], \quad (1)$$

где μ — магнитный момент аккретора, \mathbf{d} — единичный вектор, определяющий ось симметрии дипольного поля, $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$. Вектор магнитного момента $\boldsymbol{\mu} = \mu\mathbf{d}$. Осесимметричное квадрупольное магнитное поле может быть представлено в виде:

$$\mathbf{B}_q = \frac{3D}{4r^4} [5(\mathbf{q} \cdot \mathbf{n})^2 \mathbf{n} - \mathbf{n} - 2(\mathbf{q} \cdot \mathbf{n})\mathbf{q}], \quad (2)$$

где D — квадрупольный момент, \mathbf{q} — единичный вектор, определяющий ось симметрии квадрупольного поля.

Полное магнитное поле аккретора представляется в виде $\mathbf{B}_* = \mathbf{B}_d + \mathbf{B}_q$. В используемой нами системе координат единичные векторы \mathbf{d} и \mathbf{q} будут иметь следующие компоненты:

$$\mathbf{d} = (\sin \theta_d \cos \phi_d, \sin \theta_d \sin \phi_d, \cos \theta_d), \quad (3)$$

$$\mathbf{q} = (\sin \theta_q \cos \phi_q, \sin \theta_q \sin \phi_q, \cos \theta_q), \quad (4)$$

где четыре угла θ_d , ϕ_d , θ_q и ϕ_q определяют ориентацию этих векторов. В наших расчетах задавались следующие значения параметров магнитного поля. Углы ориентации дипольного и квадрупольного моментов $\theta_d = 70^\circ$, $\phi_d = 2\pi m$, $\theta_q = 110^\circ$, $\phi_q = \phi_d - \pi/2$, где величина m изменяется от 0 до 1 и определяет фазу спин-орбитального периода биений P_{beat} . Начальная фаза $m = 0$ соответствует положению аккретора, при котором его северный дипольный магнитный полюс находится на противоположной стороне от донора.

3. Результаты моделирования

Всего было промоделировано 10 фаз, соответствующих моментам времени mP_{beat} , где значение m изменялось от 0 до 0.9 с шагом 0.1. В различных вариантах расчетов на поверхности звезды-аккретора сформировалось различное количество (от двух до четырех) аккреционных зон.

Результаты расчетов представлены на рис. 1. Структура течения существенным образом контролируется магнитным полем аккретора. Струя, вытекающая из внутренней точки Лагранжа L_1 , расщепляется на три аккреционных потока, которые вдоль магнитных силовых линий попадают на поверхность звезды. Один из этих потоков попадает в область южного полюса дипольного магнитного поля. Два других потока под воздействием дипольного компонента поля при подходе к аккретору сливаются в один поток. Однако вблизи самой поверхности звезды начинает оказывать существенное влияние квадрупольный

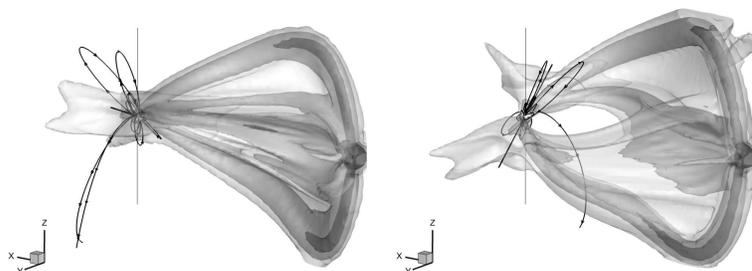


Рис. 1. Трехмерная структура течения для фаз 0.3 (слева) и 0.8 (справа). Показаны изоповерхности десятичного логарифма плотности (в единицах $\rho(L_1)$) для значений -6 , -5 и -4 и магнитные силовые линии. Вертикальной тонкой линией показана ось вращения аккректора, а наклонной жирной линией — ось симметрии дипольного магнитного поля.

компонент поля, и этот поток снова расщепляется на два потока. В результате в области северного полюса дипольного магнитного поля формируются не одна, а две аккреционные зоны. Общая структура течения в различных вариантах расчетов имеет аналогичный характер. Меняется лишь ориентация и количество расщепленных аккреционных потоков.

Особенности распределения потока излучения, выходящего с поверхности аккректора, для фаз 0.3 и 0.8 спин-орбитального периода биений P_{beat} демонстрирует рис. 2. Геометрия горячих пятен на поверхности аккректора является достаточно сложной. На диаграммах можно увидеть две основные группы зон аккреции формирующиеся, соответственно, в районах северного и южного полюсов дипольного магнитного поля. При этом всегда одна группа является более яркой по-сравнению с другой. Однако влияние квадрупольного магнитного поля может приводить к тому, что эти зоны могут расщепляться. На фазе 0.3 (левая диаграмма) расщепляется только зона аккреции в районе северного полюса дипольного магнитного поля. Поэтому в этом случае можно говорить о формировании трех аккреционных пятен. На фазе 0.8 (правая диаграмма) обе зоны аккреции являются достаточно компактными. Поэтому в данном случае можно выделить только два горячих пятна. Важно отметить, что упомянутые группы аккреционных зон сосредоточены вокруг полюсов дипольного магнит-

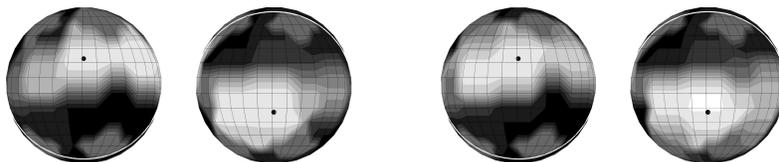


Рис. 2. Распределение десятичного логарифма плотности (в единицах $\rho(L_1)$) от -8 до -3 на поверхности аккретора для фаз 0.3 (слева) и 0.8 (справа). На каждой диаграмме изображены два полушария. Показана линия магнитного экватора. Шарики указывают положения северного (левые части диаграмм) и южного (правые части диаграмм) полюсов дипольного магнитного поля.

ного поля. Следовательно, для земного наблюдателя они отстают друг от друга по времени на половину орбитального периода. Центры же расщепленных аккреционных зон отстают друг от друга примерно на четверть орбитальной фазы. Это обстоятельство очень хорошо согласуется с наблюдениями.

4. Заключение

В работе с помощью трехмерного численного моделирования проведено исследование структуры МГД течения в асинхронном полярке ВУ Сам. В модели предполагается, что магнитное поле звезды-аккретора кроме дипольного компонента имеет также сильный квадрупольный компонент. При этом оси симметрии дипольного и квадрупольного полей не совпадают. В рамках такой модели легко можно подобрать параметры ориентации осей симметрии дипольного и квадрупольного компонентов магнитного поля, при которых на поверхности аккретора формируется три или даже четыре горячих пятна.

Результаты моделирования показали, что в рамках используемой геометрии магнитного поля, картина распределения горячих пятен на поверхности аккретора является достаточно сложной. На всех фазах спин-орбитального периода биений P_{beat} происходит формирование двух основных областей аккреции, которые расположены вблизи северного и южного полюсов дипольного магнитного поля. При этом на одних фазах наиболее яркой является одна область, а на других другая. Влияние квадрупольного компонента магнитного поля приводит к тому, что на некоторых фазах эти области расщепляются. В результате в течение спин-орбитального периода биений может формиро-

ваться одновременно от двух до четырех горячих пятен. Для определения возможности более точного описания наблюдаемых свойств системы ВУ Cam в рамках нашей модели сложного поля требуются дальнейшие исследования.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН №28 «Космос: исследования фундаментальных процессов и их взаимосвязей» и с использованием оборудования центра коллективного пользования «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатовский институт», <http://ckp.nrcki.ru/>.

Список литературы

1. В. Warner, *Cataclysmic Variable Stars* (2003).
2. J. Patterson, *PASP*, **106**, 209, 1994.
3. P. A. Mason, G. Ramsay, I. Andronov, S. Kolesnikov, N. Shakhovskoy, and E. Pavlenko, *MNRAS*, **295**, 511, 1998.
4. A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and P. A. Mason, *Astron. Rep.*, **56**, 257, 2012.

Аккреция на быстро вращающиеся белые карлики

Исакова П.Б., Жилкин А.Г., Бисикало Д.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Исследуется структура течения плазмы на быстро вращающиеся магнитные белые карлики в тесных двойных системах. В качестве примера рассматривается система AE Водолея, в которой период вращения белого карлика примерно в 1 000 раз короче орбитального периода системы. В работе представлены результаты трехмерного численного моделирования вспышечной активности в системе.

Accretion onto fast-rotating white dwarfs

Isakova P.B., Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract We investigate the structure of the plasma flow onto fast rotating magnetized white dwarfs in close binary systems. We use as an example the AE Aquarii system where the spin period of the white dwarf is about 1 000 times shorter than the orbital period of the system. The results of 3D numerical simulations of the flaring activity in this system are presented.

1. Введение

Магнитные катаклизмические переменные — это тесные двойные системы, состоящие из звезды-донора (маломассивная звезда позднего спектрального класса) и звезды-аккретора (белый карлик). Среди магнитных катаклизмических переменных можно выделить системы типа «суперпропеллер», в которых струя вещества после взаимодействия с магнитосферой белого карлика покидает систему [1]. При этом взаимодействие суперпропеллера с веществом вокруг его магнитосферы происходит нестационарно, а его эффективность будет зависеть от физических параметров вещества на границе магнитосферы белого карлика [2].

Мы исследуем возможность описания течения вещества в системе AE Водолея в рамках модели суперпропеллера. Орбитальный период рассматриваемой системы равен $P_{\text{orb}} \simeq 9.88$ ч, а ее белый карлик вращается исключительно быстро, $P_{\text{spin}} \simeq 33$ с.

Классический сценарий дисковой аккреции на поверхность белого карлика неприменим для описания структуры течения в системе АЕ Водолея. Вещество внутри полости Роша белого карлика приближается к звезде-аккретору на расстояние, которое в 30–70 раз превосходит собственный радиус белого карлика [3]. Кроме того, доплеровские H_{α} томограммы из работ [3, 4] соответствуют ситуации, когда вещество внутри полости Роша белого карлика после взаимодействия с магнитным полем быстро вращающегося белого карлика покидает систему. В системе АЕ Водолея наблюдается вспышечная активность, которая не имеет аналогов среди всех известных на сегодняшний день классов нестационарных объектов, при этом источник излучения вспышек, по-видимому, располагается внутри полости Роша белого карлика.

2. Неполное проникновение поля в плазму

Мы детально проанализировали возможные физические механизмы, которые могут уменьшить эффективность передачи веществу дополнительного углового момента от вращающейся магнитосферы [5]: частичную ионизацию плазмы в струе, давление магнито-дипольного излучения или релятивистского звездного ветра от вращающегося белого карлика, релятивистское запаздывание магнитных силовых линий и неполное проникновение магнитного поля в плазму. По-видимому, неполное проникновение магнитного поля в плазму оказывается наиболее эффективным в случае системы АЕ Водолея, поэтому мы используем его для численного моделирования и объяснения наблюдений.

Плазма струи обладает диамагнитным эффектом. При попадании сгустка плазмы во внешнее магнитное поле на его поверхности генерируются токи, порождающие собственное магнитное поле. При этом индуцированное магнитное поле в сгустке плазме практически полностью (кроме тонкого приповерхностного слоя) компенсирует внешнее магнитное поле. Таким образом, магнитное поле не может проникнуть в плазму мгновенно, такое проникновение происходит постепенно за счет диффузии. В нашей численной модели учтен эффект диффузии магнитного поля, обусловленный волновой МГД турбулентностью.

3. Анализ результатов численного моделирования

В качестве объекта исследования рассматривается тесная двойная система АЕ Водолея. Значения параметров модели были взяты из ра-

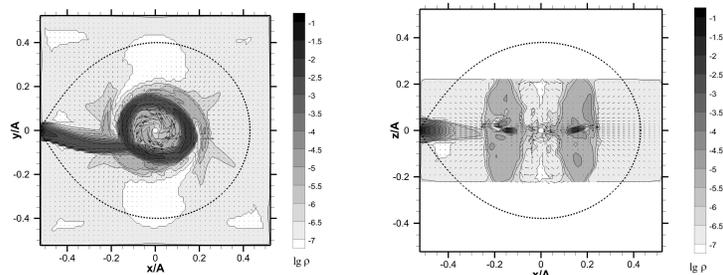
боты [6]. Звезда-донор (красный карлик) в этой системе имеет массу $0.91 M_{\odot}$ и эффективную температуру 4000 К. Белый карлик имеет массу $1.2 M_{\odot}$ и эффективную температуру порядка 13000 К. Расстояние между компонентами $A = 3.02R_{\odot}$. Магнитное поле на поверхности белого карлика принимается равным 50 МГс.

Для численного МГД моделирования мы использовали трехмерный параллельный численный код [7]. Задача решалась в области ($|x| \leq 0.53A$, $|y| \leq 0.53A$, $|z| \leq 0.26A$) на сетке с числом ячеек $128 \times 128 \times 64$.

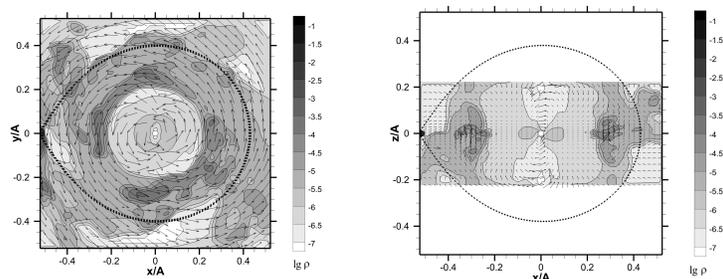
Для описания вспышечной активности мы исследуем ситуацию, когда вещество в полости Роша белого карлика находится последовательно в ламинарном и турбулентном режимах. В ламинарном режиме поток огибает магнитосферу белого карлика и формирует транзитный диск (кольцо). По мере взаимодействия диска со струей вещества и/или развития на внутренней границе диска неустойчивости типа Кельвина-Гельмгольца начинается турбулизация плазмы. В турбулентном режиме вещество быстро перемешивается с магнитным полем белого карлика, ускоряется и выбрасывается за пределы его полости Роша. После этого течение вновь возвращается в ламинарный режим.

Результаты численного моделирования системы АЕ Водолея в рамках предложенного сценария приведены на рис. 1. Градацией серого цвета показано распределение логарифма плотности в единицах плотности во внутренней точке Лагранжа 4.7×10^{-8} г/см³, соответствующей темпу обмена массой $10^{-9} M_{\odot}$ /год. Стрелками показано распределение скорости. Пунктирная линия соответствует границе полости Роша. Белый карлик показан белым кружком. Левая диаграмма на всех рисунках соответствует экваториальной плоскости (xy) двойной системы, а правая — вертикальной (xz). Сверху вниз представлены стационарная ламинарная, переходная и стационарная турбулентная фазы течения.

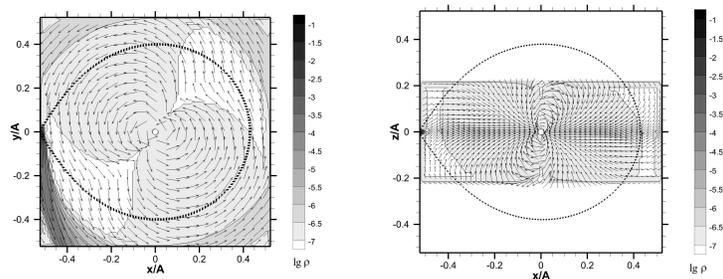
В стационарной ламинарной фазе (верхняя часть рис. 1) диффузионный слой является тонким и магнитное поле белого карлика проникает в плазму струи незначительно. Однако при этом в области магнитосферы может присутствовать горячая разреженная плазма, вращающаяся вместе с магнитными силовыми линиями. Она создает своеобразную корону быстро вращающегося белого карлика и препятствует проникновению вещества в эту зону. В остальной области течения магнитное поле не оказывает практически никакого влияния. В системе формируется транзитный диск с характерным радиусом



Стационарная ламинарная фаза



Переходная фаза



Стационарная турбулентная фаза

Рис. 1. Распределение плотности и скорости в экваториальной (слева) и вертикальной (справа) плоскостях двойной системы.

$0.1A - 0.2A$, его внутренний радиус определяется условием равновесия на границе магнитосферы белого карлика.

По окончании ламинарной фазы численный код переводится в режим расчета турбулентного течения (средняя часть рис. 1). Коэффициент диффузии магнитного поля увеличивается на несколько порядков по сравнению с ламинарным. Область турбулентности расширяется со скоростью магнитозвуковых волн и на масштабе времени, меньше динамического, вся область течения оказывается турбулентной. Вмороженное в магнитное поле вещество некоторое время твердотельно вращается, следуя за магнитными силовыми линиями. Кольцо расплывается в диск, и вещество постепенно выносятся за пределы полости Роша. Площадь поверхности диска увеличивается, что приводит к увеличению его светимости. Этот эффект проявляется в форме вспышки в наблюдениях. В рамках нашей модели светимость системы в активной фазе может на порядок величины превышать светимость системы в спокойной фазе. Именно такое увеличение светимости может наблюдаться в активной фазе АЕ Водолея.

Далее наступает стационарная турбулентная фаза (нижняя часть рис. 1). Вещество, истекающее из внутренней точки Лагранжа L_1 , взаимодействует с магнитным полем быстро вращающегося белого карлика. В результате струя даже не попадает внутрь полости Роша акретора. Как показывают проведенные нами ранее расчеты подобных течений, вещество, вытекающее из точки Лагранжа L_1 , формирует длинный шлейф, закручивающийся вокруг двойной системы в виде спирали и формирующей ее общую оболочку. Аналогичные результаты для системы АЕ Водолея были получены и другими авторами в рамках метода квазичастиц [3, 8]. В течение стационарной турбулентной фазы светимость системы будет уменьшаться из-за ослабления потока излучения от выброшенной на предыдущей фазе оболочки.

4. Заключение

Картина течения в полости Роша быстро вращающегося магнитного белого карлика в АЕ Водолея существенно зависит от физических условий в веществе, взаимодействующем с его магнитным полем, и может меняться от транзитного кеплеровского диска (кольца) до интенсивного потока, покидающего двойную систему. Режимы течения меняются на масштабе динамического времени (от нескольких сотен секунд в области наибольшего сближения вещества с белым карликом до нескольких тысяч секунд в области точки Лагранжа L_1). Этот временной интервал соответствует характерному времени вспышечной активности системы. Длительность коротких вспышек (несколько минут) соответствует времени турбулизации плазмы на внутреннем

радиусе диска. Этот процесс приводит к нагреву и ускорению плазмы с последующим ее истечением из системы. Новый транзиентный диск формируется около часа. В течение этого времени система находится в спокойном состоянии.

Список литературы

1. A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and A. A. Boyarchuk, *Physics Uspekhi*, **55**, 115, 2012.
2. P. B. Isakova, N. R. Ikhsanov, A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and N. G. Beskrovnaya, *Astron. Rep.*, **60**, 498, 2016.
3. G. A. Wynn, A. R. King, and K. Horne, *MNRAS*, **286**, 436, 1997.
4. W. F. Welsh, K. Horne, and R. Gomer, *MNRAS*, **298**, 285, 1998.
5. P. Isakova, A. Zhilkin, and D. Bisikalo, in *Physics at the Magnetospheric Boundary, European Physical Journal Web of Conferences*, volume 64, 03002 (2014).
6. N. R. Ikhsanov and N. G. Beskrovnaya, *Astron. Rep.*, **56**, 595, 2012.
7. D. V. Bisikalo, A. G. Zhilkin, and A. A. Boyarchuk, *Gas Dynamics of Close Binary Stars* (2013).
8. N. R. Ikhsanov, V. V. Neustroev, and N. G. Beskrovnaya, *A&A*, **421**, 1131, 2004.

Метод дискретного преобразования Ханкеля для задач со смешанными граничными условиями

Курбатов Е.П., Жилкин А.Г.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Предложен простой и эффективный метод решения задач магнитостатики со смешанными граничными условиями. Такие задачи возникают, например, в астрофизике при расчете структуры магнитного поля звезды в присутствии диамагнитного аккреционного диска. Рассматриваемый подход основан на приближенном решении спаренных интегральных уравнений методом дискретного преобразования Ханкеля. Представлен результат тестового расчета структуры магнитного поля звезды с бесконечно тонким диамагнитным диском.

Discrete Hankel transform method for mixed boundary conditions problems

Kurbatov E.P., Zhilkin A.G.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract A simple and effective method for solving magnetostatic problems with mixed boundary conditions is proposed. Such problems arise, for example, in astrophysics when calculating the structure of the magnetic field of a star in the presence of a diamagnetic accretion disk. This approach is based on the approximate solution of coupled integral equations by the discrete Hankel transform method. The results of test calculation of the structure of the magnetic field of a star with an infinitely thin diamagnetic disk is presented.

1. Введение

В промежуточных полярах магнитное поле в оболочке звезды-донора гораздо слабее поля в оболочке белого карлика. Вещество, поступающее от звезды-донора на белый карлик, практически не обладает магнитным полем, а значит, оно эффективно диамагнитно. Диамагнитные свойства плазмы необходимо учитывать при подготовке начальных условий в задачах моделирования аккреции. Поэтому естественно возникает проблема расчета начальной конфигурации магнитного поля в системе магнитной звезды и диамагнитного диска.

2. Постановка задачи

Рассмотрим стационарную конфигурацию, которая определяется взаимодействием заданного источника магнитного поля и диамагнитной среды. В области свободной от объемных токов уравнения магнито-статистики могут быть записаны в виде

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (1)$$

или, вводя векторный потенциал, $\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}$,

$$\Delta \mathbf{A} = 0. \quad (2)$$

Нас интересует случай осесимметричного магнитного поля с нулевым угловым компонентом: $\mathbf{B} = \mathbf{e}_r B_r + \mathbf{e}_z B_z$, которому соответствует потенциал $\mathbf{A} = \mathbf{e}_\phi A$. В этом случае уравнение (2) принимает форму

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A}{\partial r} \right) \right] + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = 0. \quad (3)$$

Его решение легко получить методом разделения переменных. Если потребовать, чтобы решение было ограничено всюду, убывало на бесконечности и было симметричным относительно плоскости $z = 0$, оно будет выражаться следующим образом [1]:

$$A(r, z) = \int_0^\infty dk J_1(kr) e^{-k|z|} f(k). \quad (4)$$

где J_1 — функция Бесселя первого рода, первого порядка.

Неизвестная функция $f(k)$ в выражении (4) должна быть определена из граничных условий. Допустим, потенциал задан на поверхности диска, симметричного по z , а полутолщина диска описывается функцией $H(r)$ для r из некоторой области $D \subset (0, \infty)$, т.е.

$$A(r, H(r)) = V(r), \quad \text{если } r \in D, \quad (5)$$

где $V(r)$ — заданная функция. Значения потенциала вне D не задано, но из требования симметрии ясно, что

$$\frac{\partial}{\partial z} A(r, 0) = 0, \quad \text{если } r \notin D. \quad (6)$$

Последнее также означает, что $B_r(r, 0) = 0$. Таким образом, граничные условия (5) и (6) для потенциала (4) имеют смешанный характер.

Единственность решения уравнения (3) с такими граничными условиями доказывается тем же способом, как это делается для уравнения Лапласа (см., например, [2]).

Граничные условия (5) и (6), если их выразить через (4), приводят к паре интегральных уравнений (в силу симметрии мы ограничились областью $z \geq 0$):

$$\int_0^{\infty} dk J_1(kr) e^{-kH(r)} f(k) = V(r), \quad \text{если } r \in D, \quad (7)$$

$$\int_0^{\infty} dk J_1(kr) k f(k) = 0, \quad \text{если } r \notin D. \quad (8)$$

Заметим, что в общем случае диск может состоять из нескольких колец, т.е. область D может быть несвязной. Кроме того, из физических соображений разумно потребовать, чтобы толщина диска равнялась нулю в граничных точках области D .

Систему (7), (8) можно записать в виде единственного интегрального уравнения. Для этого обозначим

$$S(r, k) = \begin{cases} e^{-kH(r)}/k, & \text{если } r \in D, \\ 1, & \text{если } r \notin D. \end{cases} \quad (9)$$

и

$$U(r) = \begin{cases} V(r), & \text{если } r \in D, \\ 0, & \text{если } r \notin D. \end{cases} \quad (10)$$

Получаем

$$\int_0^{\infty} dk k J_1(kr) S(r, k) f(k) = U(r). \quad (11)$$

Это уравнение содержит в себе решение (3) вместе с граничными условиями (5) и (6). После того, как неизвестная функция f найдена, явный вид потенциала может быть получен по формуле (4).

3. Описание численного метода

Далее вместо уравнения (11) будем рассматривать более общее уравнение вида

$$\int_0^{\infty} dk k J_{\nu}(kr) S(r, k) f(k) = U(r). \quad (12)$$

Ядро этого уравнения кусочно-непрерывно (может иметь разрывы по r в граничных точках области D), убывает с ростом r как $r^{-1/2}$, но

неограниченно растет с ростом k как $k^{1/2}$. По этой причине уравнение (12) нельзя свести к уравнению Фредгольма первого рода.

С другой стороны из физических соображения ясно, что потенциал должен убывать на больших расстояниях от диска, т.е. имеет смысл приближение, в котором при достаточно больших r потенциал можно полагать нулевым. В этом случае его можно представить в виде разложения в ряд по некоторому набору функций. Вид ядра интегрального уравнения (12) подсказывает нам, что в качестве такого набора следует выбрать функции J_ν . Т.о., разложение в ряд будет представлять собой специальный случай интегрального преобразования Ханкеля для функции, заданной на конечном интервале.

Предположим, что потенциал плавно меняется на расчетной области. Зададим сетку, узлы которой соответствуют корням функции Бесселя: $r_q = \lambda_q R / \lambda_{N+1}$, где $J_\nu(\lambda_p) = 0$, $q = 1 \dots N$. Будем считать, что потенциал задан в этих узлах. Таким же способом зададим сетку в пространстве волновых чисел: $k_p = \lambda_p / R$, $p = 1 \dots N$. Можем утверждать, что некоторой функции g , заданной в узлах $\{r_q\}$, будет соответствовать функция \tilde{g} , заданная в узлах $\{k_p\}$; эти функции связаны между собой дискретным преобразованием Ханкеля [3]:

$$\tilde{g}(k_p) = \sum_{q=1}^N \frac{2}{\lambda_{N+1}} \frac{J_\nu(\lambda_p \lambda_q / \lambda_{N+1})}{J_{\nu+1}^2(\lambda_q)} g(r_q), \quad (13)$$

$$g(r_q) = \sum_{p=1}^N \frac{2}{\lambda_{N+1}} \frac{J_\nu(\lambda_p \lambda_q / \lambda_{N+1})}{J_{\nu+1}^2(\lambda_p)} \tilde{g}(k_p). \quad (14)$$

Ядро уравнения (12) содержит в себе ядро интегрального преобразования Ханкеля. Идея предлагаемого метода состоит в том, чтобы заменить интегральный оператор в этом уравнении дискретным оператором, который определяется с помощью формулы (14). Зададим сетки $\{r_q\}$ и $\{k_p\}$ способом, описанным выше, определим на них S и U как сеточные функции, и выразим ядро преобразования Ханкеля в (12) через (14). Тогда интегральное уравнение (12) можно эффективно свести к системе линейных алгебраических уравнений для величин $f(k_p)$:

$$\sum_{p=1}^N \frac{2}{\lambda_{N+1}} \frac{J_\nu(\lambda_p \lambda_q / \lambda_{N+1})}{J_{\nu+1}^2(\lambda_p)} S(r_q, k_p) f(k_p) = U(r_q). \quad (15)$$

4. Тестовый расчет

Рассмотрим магнитный диполь с моментом m в направлении \mathbf{e}_z . Соответствующий векторный потенциал магнитного поля есть $\mathbf{A}^{\text{dip}} = \mathbf{e}_\phi A^{\text{dip}}$, где

$$A^{\text{dip}} = \frac{mr}{(r^2 + z^2)^{3/2}}. \quad (16)$$

Расположим в плоскости $z = 0$ тонкий диамагнитный диск с дыркой в точке $r = 0$. Радиус дырки положим равным a , внешний радиус диска устремим к бесконечности. Необходимо найти распределение векторного потенциала вне диска. Эту задачу можно сформулировать для уравнения (12) и метода (15), если определить

$$U(r) = \begin{cases} -A^{\text{dip}}(r, 0), & \text{если } r > a, \\ 0, & \text{если } r < a. \end{cases} \quad (17)$$

Точное решение задачи получено в работе [1].

После решения системы (15) потенциал можно записать в виде

$$A(r_q, z) = \sum_{p=1}^N \frac{2}{\lambda_{N+1}} \frac{J_1(\lambda_p \lambda_q / \lambda_{N+1})}{J_2^2(\lambda_p)} \frac{e^{-k_p z}}{k_p} f(k_p). \quad (18)$$

Сравнение точного решения задачи (для $a = 1$) и численного ($R = 10$, $N = 2000$) приведено на рис. 1. Размеры расчетной области R не намного превышают характерный масштаб задачи a , поэтому влияние приближенных граничных условий на результаты численного расчета оказалось довольно велико. Напротив, в окрестности центра точное и приближенное решение практически совпадают с хорошей точностью.

5. Заключение

При построении метода решения интегрального уравнения (12) мы потребовали, чтобы потенциал достаточно быстро убывал с ростом r . Это позволило выразить искомый потенциал через дискретное преобразование Ханкеля. Побочным эффектом стало то, что на внешней границе расчетной области потенциал оказывается равным нулю, хотя физически это может не выполняться точно. Это может вызвать артефакты в распределении потенциала вблизи границы. Представляется очевидным, однако, что величина артефактов будет тем меньше, чем дальше располагается граница расчетной области от диска.

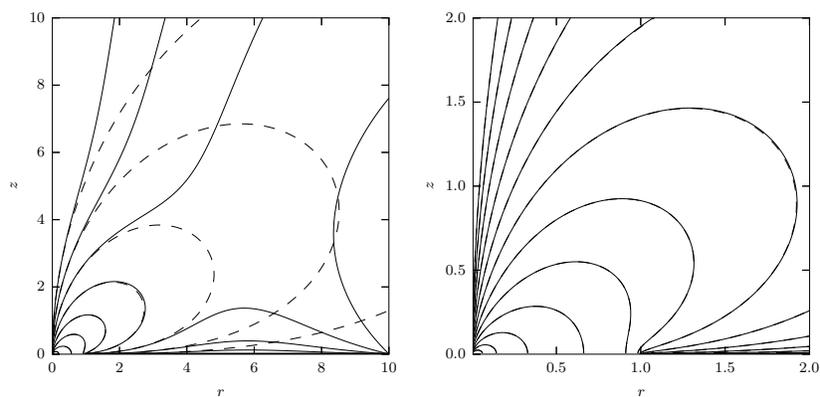


Рис. 1. Линии магнитной индукции в задаче о тонком бесконечном диамагнитном диске в магнитном поле диполя. На левом рисунке показана вся расчетная область. На правом рисунке отображена окрестность центра. Штриховые линии соответствуют точному решению, сплошные — приближенному.

Список литературы

1. W. Kundt and M. Robnik, *A&A*, **91**, 305, 1980.
2. J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (1962).
3. D. Lemoine, *J. Chem. Phys.*, **101**, 3936, 1994.

Адаптация газодинамических кодов к современным суперкомпьютерным архитектурам

Кайгородов П.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт В статье рассмотрены методы адаптации астрофизических газодинамических кодов для эффективного выполнения на современных суперкомпьютерах. Приводятся методики оптимизации, позволяющие поднять эффективность параллельных вычислений при исполнении на массивно-параллельных суперкомпьютерах, состоящих из узлов с гетерогенной архитектурой, включающих несколько многоядерных процессоров, а также один или несколько GPU-ускорителей.

Adaptation of gasdynamic numerical codes to execution on modern supercomputers

Kaygorodov P.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract In the paper methods of adaptation of astrophysical gas dynamic codes for effective execution on modern supercomputers are considered. The paper presents optimisation techniques that allow to increase the efficiency of parallel computing when executed on massively parallel supercomputers consisting of nodes with a heterogeneous architecture, including several multi-core processors, as well as one or more GPU accelerators.

1. Введение

Большинство задач современной астрофизики не могут быть решены без использования численного моделирования. В частности, изучение процессов аккреции, требует проведение трехмерного численного моделирования газодинамики аккреционных потоков вещества. Достижение точности, достаточной для интерпретации наблюдений, получаемых с помощью современных приборов, возможно только при использовании большого числа ячеек, что требует больших вычислительных затрат. Современные численные модели настолько сложны (см., например, [1, 2]), что для вычислений с их использованием необходимо применение суперкомпьютеров.

Традиционно, суперкомпьютеры создавались на основе архитектур с общей памятью (SMP), либо массивно-параллельных архитектур (MPP), однако чаще всего можно встретить комбинированную архитектуру, в которой множество SMP-узлов объединены в MPP-систему. Кроме того, в последнее время стали популярны гибридные системы (см., например, <http://www.top500.org>), в которых каждый вычислительный узел содержит один или более ускорителей (GPU) приспособленных для быстрого параллельного исполнения сравнительно простых инструкций. Производя вычисления с использованием вычислительных ядер разной архитектуры и производительности, имеющих доступ к разным типам памяти с различной скоростью, необходимо учитывать особенности суперкомпьютерной архитектуры, чтобы добиться максимальной производительности (см., например, [3]). В данной работе представлены некоторые методы, используемые нашей научной группой при оптимизации газодинамических кодов для выполнения на современных суперкомпьютерах.

2. Оптимизация газодинамических кодов

Для распараллеливания кода между узлами массивно-параллельного суперкомпьютера¹ используется разбиение вычислительной сетки по пространству — каждому процессору выделяется блок ячеек, вычисления в котором он производит, а для сшивки решения используется обмен значениями приграничных ячеек между соседними узлами. Как правило, газодинамический численный код состоит из процедуры инициализации и основного цикла. Во время инициализации, в основном, происходит заполнение массивов данными, вычисления над которыми производятся во время основного цикла. В основном цикле происходит заполнение граничных ячеек (исходя из граничных условий либо путем обмена данными между соседними узлами), вычисление величины временного шага, синхронизация временного шага между узлами кластера, вычисление газодинамических потоков через границы ячеек, вычисление источниковых членов, после чего происходит обновление данных в ячейках и возврат к началу цикла.

При адаптации кода для выполнения на SMP-системе можно использовать два подхода. При первом подходе общая память используется только как средство передачи сообщений при помощи библиотеки

¹Здесь и далее предполагается, что код основан на явной численной схеме, при которой для вычисления данных в ячейке необходима информация лишь о ее непосредственных соседях

MPI², а каждый процессор (вычислительное ядро) работает только со своим блоком данных. Второй подход предполагает обработку единого массива данных всеми ядрами, для чего используется, как правило, параллельное выполнение циклов, организованное с помощью библиотеки OpenMP³. Преимуществом второго подхода является простота (как правило, для распараллеливания достаточно добавления одной-двух директив OpenMP в однопроцессорный код). Однако, тесты, проведенные в нашей научной группе, показали, что второй метод часто дает меньшую производительность при прочих равных условиях, что связано с необходимостью синхронизации кэшей процессоров при обращении к общему блоку памяти. Тем не менее, такой код можно существенно ускорить, если перед вычислением разбить сетку на одномерные столбцы, скопировать каждый столбец в отдельный одномерный массив и обрабатывать их параллельно, после чего скопировать результирующие данные обратно в общий массив. Несмотря на дополнительные затраты на копирование, таким способом можно получить большой прирост производительности. Еще большего прироста можно добиться, если предварительно сгруппировать столбцы в «пучки», по числу вычислительных ядер, так как копирование данных «одним куском» быстрее, чем копирование каждого столбца по отдельности. Желательно также, чтобы объем данных, одновременно выделяемых каждому ядру для обработки, не превышал объем доступной ему кэш-памяти, который можно определить, зная точную модель процессора. Такой подход можно использовать в комбинации с MPP-распараллеливанием, если MPP-кластер состоит из SMP-узлов.

При наличии в составе узла GPU-ускорителей, данные для обработки должны быть разделены между ними и ядрами CPU пропорционально их производительности. Во время работы GPU, ядра CPU должны успеть обработать свои данные, после чего скопировать результаты работы GPU в основную память. По принципу работы GPU-ускорители похожи на компьютеры с SMP-архитектурой и многие методы оптимизации применимы к обоим типам систем. В частности, для эффективной обработки на GPU трехмерного массива также имеет смысл разбить его на столбцы, запуская их обработку параллельно. При этом стоит учитывать, что GPU-ускорители поддерживают, как правило, очень большое количество параллельных вычислительных потоков, так что, при наличии не очень большого числа столбцов, каждый из них имеет смысл дополнительно разде-

²<http://www.mpi-forum.org/>

³<http://openmp.org/wp/openmp-specifications/>

лить на две или более частей. Следует учитывать, что CPU и GPU могут использовать различные алгоритмы для вычисления различных функций и решение CPU может слегка (в пределах машинной точности) отличаться от решения, полученного на GPU.

Несмотря на различие между CPU и GPU, некоторые методики оптимизации дают хорошие результаты для обоих типов архитектур. В частности, можно существенно сократить объем вычислений, если добиться максимального повторного использования данных, вычисленных на предыдущем шаге цикла при обработке столбца. Так, например, при вычислении величин потоков через границы ячейки с индексом i , необходимо вычислить скорость звука как в самой ячейке, так и в двух соседних с ней с индексами $i-1$ и $i+1$. Готовые значения для ячеек i и $i+1$ можно использовать при вычислении потоков для ячейки $i+1$. Аналогичным образом можно сохранить и использовать многие другие величины, что позволяет, например, при реализации схемы Роу-Ошера-Эйнфельда сократить число вычислений вдвое. К недостаткам этого метода относится необходимость написания дополнительного кода, который будет вычислять необходимые значения для первой итерации цикла.

Может показаться, что вынос вычисления констант за пределы цикла может ускорить вычисления. Однако, при использовании современных компиляторов это происходит автоматически для единичных констант. А использование константных массивов, как показывают тесты нашей группы, наоборот замедляет счет, так как доступ к памяти зачастую требует большего времени, чем повторное вычисление.

Значительный прирост производительности можно получить, если скопировать данные, необходимые для обработки одного столбца сетки в отдельную область памяти, не создавая при этом одномерные массивы для всех физических величин (плотности, температуры и т.д.) а поместив их в единый массив в том же порядке, в каком они используются при вычислениях. Применяя этот метод для ускорения вычислений на GPU, необходимо учитывать векторный характер выполнения кода. Фактически, GPU объединяет отдельные нити выполнения в группы, т.н. варпы (WARP), число нитей в которых зависит от архитектуры соответствующего GPU-ускорителя. При этом все нити варпа должны выполнять строго одинаковую последовательность команд, используя лишь разные данные для каждой нити. Это позволяет выполнять на каждом вычислительном устройстве GPU до нескольких десятков команд за такт. Соответственно, при подготовке данных для GPU, нужно группировать их таким образом, чтобы все

Таблица 1. Правила преобразования логических выражений в арифметические. Здесь ϵ — минимальное значение, допускаемое архитектурой процессора и типом операндов A и B.

условие (FORTRAN)	условие (C)	арифметическое выражение
.true.	1	1
.false.	0	0
A.or.B	A B	$\max(A+B, 1)$
A.and.B	A && B	A*B
not(A)	!A	(1-A)
A.eq.B	A == B	$1 - \text{abs}(\text{sign}(A-B))$
A.gt.B	A > B	$\max(\text{sign}(A-B), 0)$
A.lt.B	A < B	$\max(\text{sign}(B-A), 0)$
A.ge.B	A >= B	$\max(\text{sign}(A-B+\epsilon), 0)$
A.le.B	A <= B	$\max(\text{sign}(B-A+\epsilon), 0)$

нити каждого варпа на каждом шагу читали данные из одной области памяти. Что касается записи данных в память, то рекомендации отличаются для GPU разных моделей, в некоторых случаях запись результатов эффективнее производить в одну область для всех нитей варпа, в других — в разные.

Векторное выполнение кода на GPU возможно только когда все нити варпа выполняют строго одинаковые команды на каждом шаге вычислений. Если в коде происходит ветвление, даже если только одна нить в варпе изменила порядок выполнения, то весь варп начинает выполняться последовательно, что снижает скорость вычислений в десятки раз. При вычислениях на CPU ветвления тоже заметно снижают производительность. Обойтись без ветвлений в коде можно, заменив все конструкции «if cnd then x=a else x=b» на арифметические выражения вида « $x=C*a+(1-C)*b$ », где C — переменная, равная 0 в случае, когда cnd ложно и 1, когда cnd истинно. При этом все логические выражения должны быть заменены на арифметические с использованием правил, приведенных в табл. 1. Недостатком этого метода является необходимость вычисления обеих ветвей условия при любом значении логического выражения.

Сложной проблемой является балансировка нагрузки между вычислительными модулями — ядрами CPU и GPU-ускорителями, чтобы минимизировать их простои. На рис. 1 приведена диаграмма времени выполнения кода для гетерогенной архитектуры с двумя GPU-ускорителями. Видно, что нагрузка на CPU должна выбираться таким образом, чтобы успеть подготовить данные для каждого GPU еще

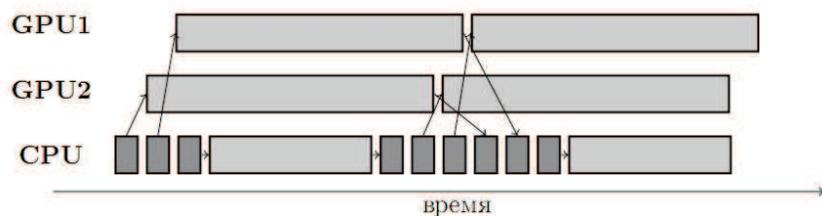


Рис. 1. Диаграмма времени выполнения кода для узла двумя GPU-ускорителями. Темные блоки обозначают время выполнения кода подготавливающего данные для вычислений и сохраняющего результат, светлые — время вычислений. Стрелками обозначено направление передачи данных.

до окончания его работы. При большом числе GPU на узле, именно CPU может оказаться узким местом.

Список литературы

1. A. A. Boyarchuk, D. V. Bisikalo, O. A. Kuznetsov, and V. M. Chechetkin, *Mass transfer in close binary stars* (2002).
2. Bisikalo D. V., Zhilkin A. G., Boyarchuk A. A., *Gas dynamic close binary stars (in Russian)* (2013).
3. A. Dubey, A. C. Calder, C. Daley, R. T. Fisher, et al., *International Journal of High Performance Computing Applications*, **27**, 360, 2013, URL <http://hpc.sagepub.com/content/27/3/360>.

Экзопланеты

Газовые оболочки горячих юпитеров

Бисикало Д.В., Черенков А.А., Кайгородов П.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Вопрос о свойствах атмосфер «горячих юпитеров» является одним из наиболее интересных в современной астрофизике. Действительно, из-за близости этих объектов к родительским звездам они подвержены сильному гравитационному влиянию, значительному облучению и почти непрерывному воздействию плазменных корональных явлений, и, соответственно, их оболочки должны существенно отличаться от атмосфер планет Солнечной системы. Атмосферы планет такого типа, как правило, заполняют свою полость Роша, что приводит к мощному истечению вещества от планеты к звезде. Энергетика этого процесса столь велика, что именно он является определяющим в формировании газовых оболочек. Из представленных аналитических оценок и результатов трехмерных расчетов следует, что газовые оболочки горячих юпитеров могут быть существенно несферичными, оставаясь при этом стационарными и долгоживущими. Приводится сравнение результатов моделирования с имеющимися наблюдениями горячих юпитеров.

Gaseous envelopes of hot jupiters

Bisikalo D.V., Cherenkov A.A., Kaigorodov P.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The question about the properties of the hot Jupiters atmospheres is one of the most interesting in modern astrophysics. Indeed, due to the proximity of these objects to their parent stars, they are subject to strong gravitational influence, significant irradiation and almost unceasing impact of plasma coronal phenomena — therefore their envelopes should significantly differ from the atmospheres of Solar system planets. Atmospheres of planets of this type generally fill their Roche lobe, which leads to a powerful outflow of matter from the planet to the star. Energetics of this process is so significant that it determines the formation of gas envelopes. From presented analytical estimates and results of three-dimensional calculations it follows that the gas envelopes of hot Jupiters can be substantially nonspherical, while remaining stationary and long-living. We also compare modeling results with available observations of hot Jupiters.

1. Введение

Открытие экзопланет является одним из главных достижений в наблюдательной астрономии последних десятилетий. Значительную долю известных экзопланет составляют, так называемые, «горячие юпи-

теры» — планеты, аналога которым нет в Солнечной системе. Это крупные планеты (с массой порядка массы Юпитера), расположенные вблизи (в пределах 0.1 а.е.) своей звезды. Обнаружение этих объектов поставило перед научным сообществом ряд принципиальных вопросов — как они образуются, какова их эволюция, какими свойствами обладают их атмосферы и т.д.

Горячие юпитеры обладают рядом уникальных свойств, вызванных близостью родительской звезды. В частности, небольшое расстояние до звезды может приводить к известному в физике тесных двойных систем эффекту перетекания части вещества атмосферы планеты на звезду. Простые оценки показывают, что атмосферы более чем у 30% наблюдаемых горячих юпитеров выходят за пределы их полостей Роша [1], что и является, по видимому, причиной образования протяженных оболочек.

В этой статье вниманию читателя будут представлено описание основных физических процессов, определяющих свойства газовых оболочек горячих юпитеров. В основу статьи положены оригинальные результаты, полученные авторами при исследовании атмосфер горячих юпитеров в последние годы [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8].

2. Свойства оболочек горячих юпитеров

Возможность истечения вещества из атмосферы горячих юпитеров через окрестности внутренней точки Лагранжа впервые отмечалась в работах [9, 10]. Кроме того, сверхзвуковое обтекание планеты звездным ветром должно приводить к формированию отходящей ударной волны в плазме звездного ветра, за которой следует контактный разрыв — граница, отделяющая вещество ветра от газа атмосферы [11]. Наблюдения горячих юпитеров с использованием телескопов наземного и космического базирования подтверждают, что в газовых оболочках этих планет протекают сложные физические процессы [12, 13, 14, 15, 16].

Для исследования протяженных оболочек горячих юпитеров мы адаптировали численную модель двойной звезды, где в роли мало-массивного компонента выступал горячий юпитер. Оценки, основанные на теоретических моделях, показывают, что динамическое давление звездного ветра может оказаться достаточным, чтобы остановить расширение атмосферы, делая часть атмосферы стабильной даже за пределами полости Роша планеты. Косвенным признаком наличия ударной волны на существенном расстоянии от планеты является наблюдение раннего начала затмения у некоторых горячих юпитеров —

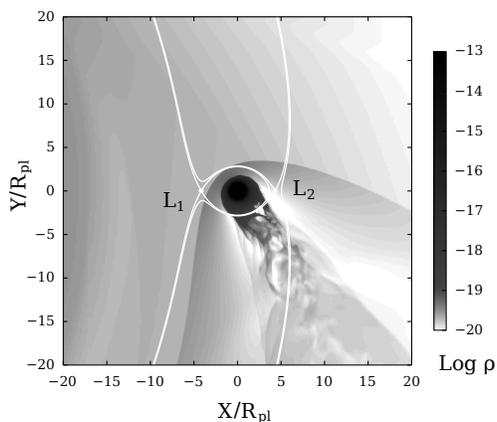


Рис. 1. Картина течения в окрестности планеты HD 209458b для решения с замкнутой оболочкой. Центр планеты находится в точке с координатами $(0, 0)$, звезда находится слева. Показано распределение плотности в экваториальной плоскости системы в логарифмическом масштабе. Все размеры указаны в единицах R_{pl} . Белыми линиями показаны эквипотенциали Роша, проходящие через точки L_1 и L_2 .

падение блеска звезды в ближнем ультрафиолетовом диапазоне таких планет начинается существенно раньше, чем сама планета пересекает лимб звезды [16].

Дальнейшее исследование газодинамики протяженных оболочек горячих юпитеров позволило ввести их классификацию [3].

3. Классификация газовых оболочек горячих юпитеров

Рассмотрим возможные конфигурации газовых оболочек горячих юпитеров. Положение, форму контактного разрыва и положение точки лобового столкновения (ТЛС) можно рассчитать аналитически, воспользовавшись законом сохранения импульса для набегающего вещества звездного ветра. Если ТЛС лежит внутри полости Роша планеты, то в системе не будет наблюдаться газодинамического оттока, поскольку атмосфера в этом случае не достигает точек Лагранжа L_1 и L_2 , через окрестности которых возможно истечение вещества. В этом случае атмосфера является полностью замкнутой (рис. 1). Ес-

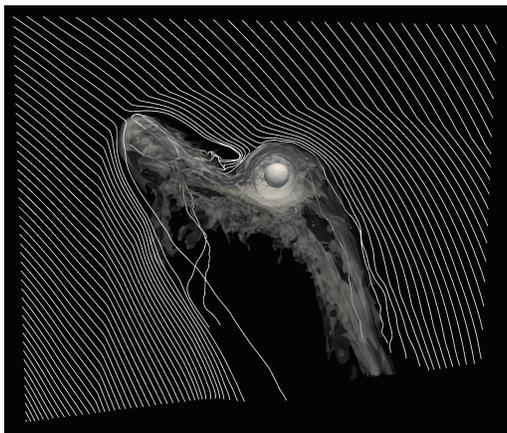


Рис. 2. Картина течения в окрестности планеты HD 209458b для решения с квази-замкнутой оболочкой. Планета показана белым кружком в центре рисунка, полупрозрачными контурами показаны изоповерхности плотности. Также показаны линии тока в системе, благодаря которым легко увидеть две ударные волны, сформировавшиеся в системе — одна перед струей из точки L_1 , вторая вокруг планеты.

ли ТЛС лежит за пределами полости Роша, то возникнет истечение вещества из окрестностей точек Лагранжа L_1 и L_2 . В зависимости от скорости и плотности ветра, оболочки могут относиться к одному из двух типов: квази-замкнутому (рис. 2), распространение которых останавливается ветром за пределами полости Роша, или к открытому (рис. 3), истечение которых не может быть остановлено ветром. Оценки, сделанные по результатам расчетов, подтвердили гипотезу о том, что темп потери массы планетами, имеющими квази-замкнутые оболочки, не превышает $\dot{M} < 3 \cdot 10^9$ г/с, и практически не отличается от темпа потери массы атмосфер горячих юпитеров с оболочками замкнутого типа.

4. Влияние давления излучения родительской звезды на свойства и динамику оболочек

Сразу после открытия горячих юпитеров преобладало мнение, что динамика их оболочек определяется в первую очередь радиационным давлением звезды, а не взаимодействием со звездным ветром. Это заблуждение, получившее широкое распространение (см., напр., [17]),

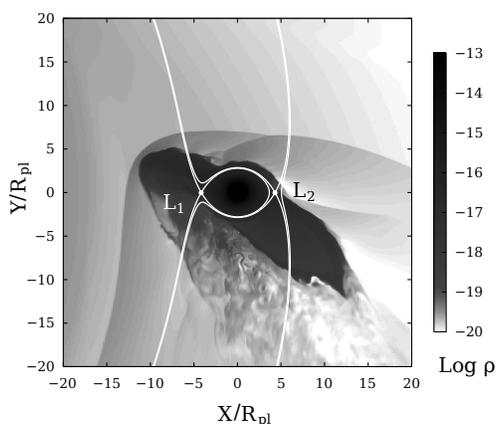


Рис. 3. Картина течения в окрестности планеты HD 209458b для решения с открытой оболочкой на начальной стадии расширения. Обозначения те же, что и на рис. 1.

основано на том факте, что отношение силы радиационного давления к силе гравитации, действующих на одиночный атом водорода в основном состоянии, расположенный на орбите планеты, будет порядка единицы, и, следовательно, давление излучения должно иметь огромное влияние на газовую динамику оболочек горячих юпитеров по аналогии с задачей динамики межзвездных атомов водорода внутри гелиосферы. Однако при расчете влияния радиационного давления в данном случае необходимо учитывать ряд факторов (степень ионизации вещества в оболочке, интенсивность линии Ly-alpha родительской звезды, ее поглощение при распространении внутри оболочки), и рассчитать взаимное пространственное воздействие различных сил (радиационное давление, тепловое давление, гравитационные силы и динамическое давление звездного ветра). Результаты расчетов газодинамики оболочки с учетом радиационного давления [8] показали, что для типичных параметров горячего юпитера (HD 209458b) вклад собственно давления излучения будет пренебрежимо мал по сравнению с другими физическими процессами, определяющими динамику оболочки.

Реальным фактором, существенно влияющим на свойства оболочек горячих юпитеров, являются корональные выбросы массы (КВМ),

вызванные магнитной активностью звезды. Во время КВМ плотность и скорость ветра кратковременно может возрастать на порядок величины. Учитывая, что квази-замкнутые оболочки горячих юпитеров слабо связаны с планетой гравитационно, даже небольшое изменение плотности или скорости звездного ветра может сделать такую оболочку нестабильной и привести к срыву части оболочки в межпланетное пространство [7].

5. Выводы

Результаты аналитического рассмотрения и численного моделирования показывают, что эффективной основой классификации оболочек горячих юпитеров является степень заполнения полости Роша атмосферой планеты. В случае переполнения полости Роша в системе возникают мощные газодинамические потоки — истечение вещества из окрестностей точек Лагранжа L_1 и L_2 . Энергетика этих потоков достаточно велика, и, кроме того, поток из L_1 постоянно ускоряется при движении в гравитационном поле звезды. Это определяет доминирующее влияние газодинамических процессов на структуру течения в системе. Как следствие, возникает возможность существования трех типов газовых оболочек горячих юпитеров: сферических замкнутых, несимметричных квази-замкнутых, и несимметричных открытых. У значительного числа горячих юпитеров формируются несимметричные квази-замкнутые оболочки, что подтверждается как численным моделированием, так и наблюдениями. Отметим, что использование модели несимметричных оболочек позволило объяснить многие аномальные явления, наблюдавшиеся для горячих юпитеров WASP-12b и HD 209458b. Так, в работе [2] показано, что формирование несферической оболочки и отошедшей ударной волны является причиной появления раннего начала транзита в полосах УФ-диапазона и аномально большой глубины транзита в спектральных линиях у планеты WASP-12b. В работе [4] появление двугорбых линий поглощения C II и Si III в спектре планеты HD 209458b объясняется наличием потоков вещества, движущихся за отошедшей ударной волной в противоположные стороны от точки лобового столкновения.

Сравнение результатов моделирования с наблюдениями позволяет уточнить используемую модель, и, тем самым, получить данные о физических процессах в оболочках горячих юпитеров. Исследование горячих юпитеров, обладающих уникальными несферическими оболочками, предоставляет интересные возможности для использования

результатов вычислительной астрофизики в непосредственной интерпретации наблюдений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-02-00178).

Список литературы

1. 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).
2. D. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, V. Shematovich, H. Lammer, and L. Fossati, *ApJ*, **764**, 19, 2013.
3. D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, D. E. Ionov, and V. I. Shematovich, *Astron. Rep.*, **57**, 715, 2013.
4. D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, and D. E. Ionov, in N. V. Pogorelov, E. Audit, and G. P. Zank, eds., *Numerical Modeling of Space Plasma Flows (ASTRONUM2012)*, *ASP Conf. Ser.*, volume 474, 41 (2013).
5. D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, D. E. Ionov, and V. I. Shematovich, in H. Lammer and M. Khodachenko, eds., *Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments*, *Astrophysics and Space Science Library*, volume 411, 81 (2015).
6. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaygorodov, *Astron. Rep.*, **58**, 679, 2014.
7. A. Cherenkov, D. Bisikalo, L. Fossati, and C. Möstl, *ApJ*, **846**, 31, 2017.
8. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, *MNRAS*, **475**, 605, 2018.
9. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor, *Nature*, **422**, 143, 2003.
10. S.-L. Li, N. Miller, D. N. C. Lin, and J. J. Fortney, *Nature*, **463**, 1054, 2010.
11. V. B. Baranov and K. V. Krasnobaev, *Gidrodinamicheskaya teoriya kosmicheskoi plazmy* (1977).
12. A. Vidal-Madjar, J.-M. Désert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hébrard, et al., *ApJL*, **604**, L69, 2004.
13. L. Ben-Jaffel and S. Sona Hosseini, *ApJ*, **709**, 1284, 2010.
14. L. Ben-Jaffel, *ApJL*, **671**, L61, 2007.
15. J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, J. C. Green, J. T. Stocke, and S. N. Osterman, *ApJ*, **717**, 1291, 2010.
16. L. Fossati, C. A. Haswell, C. S. Froning, L. Hebb, et al., *ApJL*, **714**, L222, 2010.
17. V. Bourrier and A. Lecavelier des Etangs, *A&A*, **557**, A124, 2013.

Влияние корональных выбросов массы на динамику атмосферы горячего юпитера HD 209458b

Черенков А.А., Бисикало Д.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Атмосферы горячих юпитеров подвержены воздействию корональных потоков плазмы, выбрасываемыми их родительскими звездами. Фотометрические наблюдения в ультрафиолетовом диапазоне, с поддержкой численных гидродинамических моделей, подтвердили, что их близость к родительским звездам приводит к формированию расширенной оболочки, часть которой находится за пределами полости Роша. В работе представлено исследование взаимодействия квазизамкнутой оболочки типичного горячего юпитера HD 209458b с характерными солнечными КВМ.

Резкие изменения динамического давления звездного ветра при прохождении КВМ срывают часть газовой оболочки, приводя к сильному кратковременному увеличению темпа потери массы. Учитывая частоту выбросов у солнечноподобной звезды, было обнаружено, что потери массы атмосферой из-за воздействий КВМ сравнимы с потерями при стационарном ветре.

Influence of the coronal mass ejections on the dynamics of the atmosphere of hot-Jupiter HD 209458b

Cherenkov A.A., Bisikalo D.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract Hot-Jupiters atmospheres are affected by the coronal plasma ejections of their parent stars. Photometric observations in the ultraviolet range, with the support of numerical hydrodynamic models, confirmed that their proximity to the parent stars leads to the formation of an expanded envelope, part of which located outside the Roche lobe. We present the simulation of the interaction of the quasiclosed envelope of a typical hot-Jupiter HD 209458b with the characteristic CMEs observed for the Sun.

Abrupt changes of dynamic pressure of the stellar wind during the passage of the CME tear off part of the gas envelope, leading to the strong short-term growth of the mass loss rate. Taking into account the CME frequency of solar-like star, it was found that the mass loss of the atmosphere due to the effects of CMEs is comparable to the mass loss during a stationary wind.

1. Введение

Ультрафиолетовые наблюдения горячего юпитера HD 209458b свидетельствуют о присутствии вещества атмосферы вне полости Роша этой планеты. Данное явление объясняется тем, что высокоэнергетическое излучение родительской звезды, поглощаемое в верхних слоях атмосферы планеты, разогревает термосферу, что приводит к ее расширению. Как следствие, верхняя часть атмосферы может выходить за пределы полости Роша планеты, и, благодаря гравитационному притяжению звезды и взаимодействию со звездным ветром, формировать сложную несферичную оболочку (см., например, [1, 2, 3]).

Вещество такой оболочки, находящееся вне полости Роша и удерживаемое динамическим давлением звездного ветра, слабо гравитационно связано с планетой, и любые изменения параметров звездного ветра могут привести к радикальным изменениям его динамики. Даже неактивные звезды позднего типа, такие как Солнце, обладают звездным ветром, параметры которого могут испытывать резкие временные изменения. В основном они обусловлены выбросами вещества из солнечной короны, так называемыми корональными выбросами массы (КВМ). Так как воздействие КВМ на раздутую оболочку полностью изменяет динамику данной оболочки, и принимая во внимание частоту выбросов (около двух раз в месяц [4]), данный механизм может существенно увеличить средний темп потери массы.

В работе приводятся результаты оригинального исследования, изложенного в работе [5]. Приводится описание структуры КВМ для солнечноподобных звезд и, на основе газодинамического моделирования, делаются оценки о влиянии КВМ на эволюцию горячих юпитеров.

2. Параметры солнечных КВМ

Для солнечных КВМ характерная выбрасываемая масса составляет приблизительно 10^{15} г, средняя суммарная энергия около 10^{31} эрг и скорость распространения варьируется в диапазоне 20–3000 км/с, со средним значением порядка 500 км/с [6, 7]. Как средняя скорость, так и частота солнечных КВМ изменяются в зависимости от цикла солнечной активности. Стоит обратить внимание, что даже для относительно спокойного Солнца частота КВМ составляет от ~ 0.5 в день во время солнечного минимума до ~ 4 в день во время максимума солнечной активности [7]. Усредняя по полному солнечному циклу, КВМ сталкиваются с магнитосферой Земли примерно два раза в месяц [4].

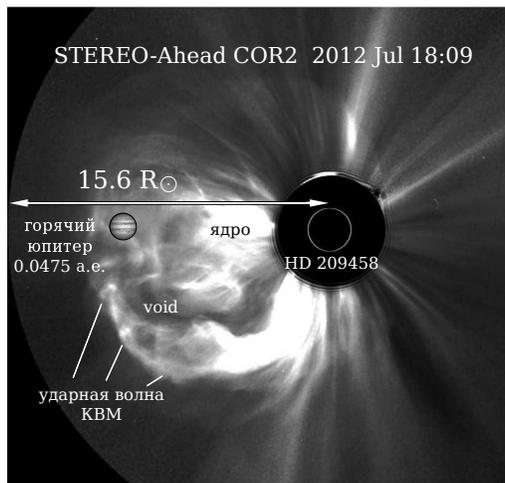


Рис. 1. Изображение системы звезда–планета HD 209458 на фоне КВМ от Солнца, зарегистрированном 12 июля 2012 г. [8]. На рисунке отмечены три фазы, из которых состоит КВМ: ударная волна, «void» и ядро. В масштабе этого рисунка горячий юпитер расположен на соответствующем расстоянии от звезды.

Структура КВМ может быть представлена следующим образом (см. рис. 1): передний фронт, который представляет собой скопление плазмы между ударной волной и магнитными силовыми трубками, фаза низкой плотности («void»), содержащая магнитные силовые трубки, и плотное ядро, которое ассоциируется с волокном или протуберанцем, извергающимся вместе с КВМ (см., например, [9]).

3. Результаты

На рис. 2 показаны результаты моделирования взаимодействия между квазизамкнутой оболочкой горячего юпитера HD 209458b и КВМ (со скоростью распространения 1300 км/с). Каждая панель показывает распределение плотности в орбитальной плоскости системы. Ряды соответствуют фазам КВМ, при этом моменты времени для панелей каждого ряда были выбраны таким образом, чтобы они показывали начало, середину и конец соответствующей фазы КВМ.

Верхний ряд на рис. 2 соответствует приходу ударной волны КВМ. На верхней левой панели показан момент времени до прихода КВМ,

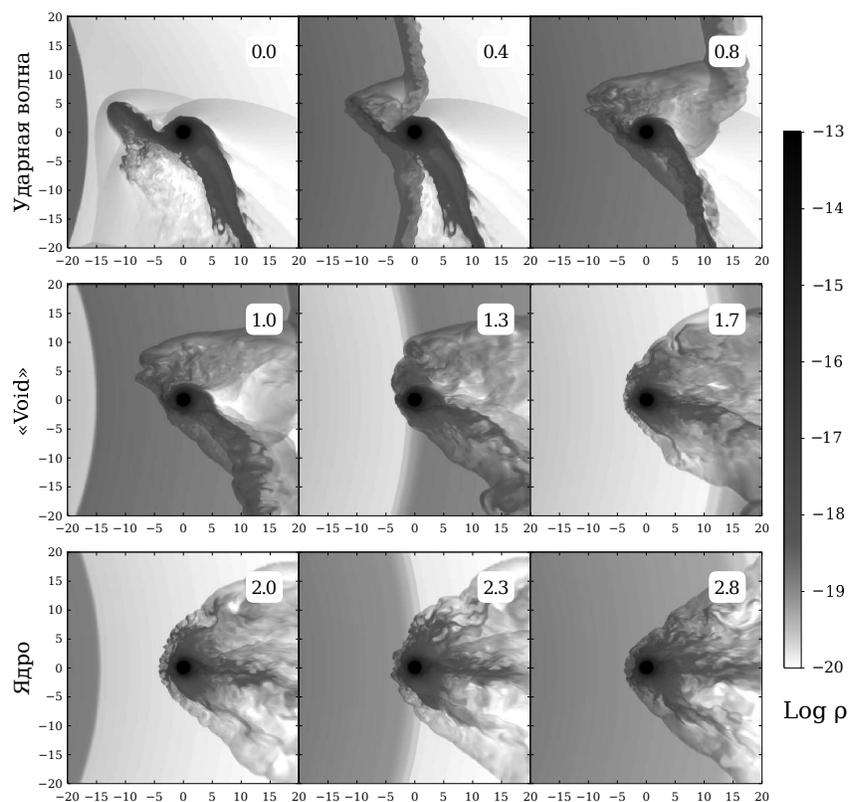


Рис. 2. Взаимодействие квазизамкнутой оболочки горячего юпитера HD 209458b с КВМ со скоростью распространения 1300 км/с. Время в часах приводится в правом верхнем углу каждой панели. Звезда расположена слева, за границей расчетной области. Все размеры указаны в единицах R_{p1} — фотометрического радиуса планеты.

то есть решение со стационарным ветром [3]. На второй и третьей панелях в этом ряду видно, что столкновение фронта КВМ с оболочкой планеты разрушает струю из точки L_1 и сдвигает вихревой поток за планетой.

Средний ряд на рис. 2 соответствует фазе низкой плотности. В течение этой фазы плотность падает на порядок по сравнению с преды-

дущей фазой, но динамическое давление ветра все равно остается выше, чем у стационарного ветра, и полностью разрушает струи, выходящие из точек Лагранжа L_1 и L_2 . К концу этой фазы высокое динамическое давление ветра подавляет отток из внутренней точки Лагранжа, в то время как отток из внешней точки Лагранжа L_2 смещается в направлении «от звезды».

Во время третьей фазы (рис. 2, нижний ряд), когда динамическое давление снова увеличивается, решение остается очень похожим на конечное из предыдущей фазы. После окончания третьей фазы параметры звездного ветра возвращаются к их изначальным значениям.

4. Обсуждение и выводы

На основе результатов моделирования взаимодействия с КВМ с различными скоростями распространения (600, 1300 и 3000 км/с) [5] была вычислена общая потеря массы при столкновении, составляющая $\approx 10^{15}$ г для всех трех КВМ. Так как продолжительность КВМ обратно пропорциональна скорости его распространения, то совпадение общей потери массы для КВМ с различными скоростями распространения является ожидаемым результатом.

Из наблюдений за солнечным ветром известно, что КВМ воздействуют на Землю ~ 23 раза в год [4]. Эта частота не должна сильно отличаться для гораздо более близкой орбиты горячего юпитера, так как КВМ распространяются самоподобно (со средним угловым размером в 60°) и в течение времени взаимодействия с КВМ (несколько часов) планета продвигается вокруг звезды незначительно. Учитывая вышеприведенные параметры потеря массы планеты из-за воздействия КВМ за 1 млрд. лет составит около 2×10^{25} г. В периоды без КВМ, т.е. когда ветер приблизительно стационарен, планета теряет атмосферу с темпом потери массы около 3×10^9 г/с [10], что за 1 млрд. лет означает полную потерю массы в 9×10^{25} г.

Предполагая, что частота КВМ уменьшается со звездным возрастом таким же образом, как и интенсивность высокоэнергетичного излучения родительской звезды, данный результат можно обобщить на все время, когда родительская звезда находится на главной последовательности. Это говорит о том, что можно учитывать влияние КВМ при расчетах эволюции атмосфер горячих юпитеров, просто удваивая темп потери массы, полученный из газодинамических моделей при стационарном ветре.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-02-00178).

Список литературы

1. H. Lammer, F. Selsis, I. Ribas, E. F. Guinan, S. J. Bauer, and W. W. Weiss, *ApJL*, **598**, L121, 2003.
2. R. Yelle, *Icarus*, **170**, 167, 2004.
3. D. V. Bisikalo, P. V. Kaigorodov, D. E. Ionov, and V. I. Shematovich, *Astron. Rep.*, **57**, 715, 2013.
4. I. G. Richardson and H. V. Cane, *Solar Phys.*, **264**, 189, 2010.
5. A. Cherenkov, D. Bisikalo, L. Fossati, and C. Möstl, *ApJ*, **846**, 31, 2017.
6. A. Vourlidas, R. A. Howard, E. Esfandiari, S. Patsourakos, S. Yashiro, and G. Michalek, *ApJ*, **722**, 1522-1538, 2010.
7. D. F. Webb and T. A. Howard, *Living Reviews in Solar Physics*, **9**, 3, 2012.
8. T. A. Howard and S. J. Tappin, *Solar Phys.*, **252**, 373, 2008.
9. C. Möstl, C. J. Farrugia, M. Temmer, C. Miklenic, A. M. Veronig, A. B. Galvin, M. Leitner, and H. K. Biernat, *ApJL*, **705**, L180, 2009.
10. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaigorodov, *Astron. Rep.*, **58**, 679, 2014.

О диссипации атмосфер экзопланет

Шематович В.И.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт В настоящее время активно исследуются образование, устойчивость и эволюция атмосфер экзопланет посредством как наблюдений наземными и космическими телескопами, так и математического моделирования. Вскоре после наблюдения протяженного водородного облака вокруг экзопланеты — транзитного горячего юпитера HD209458b, был разработан ряд моделей для исследования теплового убегания в гидродинамическом режиме из атмосфер горячих юпитеров. Эти исследования способствовали улучшению нашего понимания процесса убегания атмосферы. Можно ожидать, что будущие наблюдения экзопланет представят более сильные ограничения и приведут к улучшению моделей диссипации атмосферы, применение которых приведет к лучшему пониманию палеоклимата и эволюции планет земной группы в Солнечной системе.

On dissipation of the exoplanetary atmospheres

Shematovich V.I.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract Currently, active studies on the formation, stability and evolution of exoplanet atmospheres are being conducted through observations by ground and space telescopes, as well as mathematical modeling. Shortly after the observation of the extended hydrogen cloud around the exoplanet — transit hot jupiter HD209458b, a number of models were developed to study the thermal atmospheric escape in hydrodynamic mode from close in exoplanets. These studies have improved our understanding of the atmospheric escape process. It can be expected that future observations of exoplanets will present stronger constrains and lead to improved models of atmospheric dissipation, the use of which will lead to a better understanding of the paleoclimate and the evolution of the terrestrial planets in the Solar System.

1. Введение

Наблюдения экзопланетных атмосфер при сильном излучении родительской звезды предоставляют прекрасные возможности для проверки нашего теоретического понимания процесса атмосферного убегания или диссипации атмосферы, влияющего на эволюцию планеты. Вскоре после наблюдения во время транзита протяженного водородного облака вокруг горячего юпитера HD209458b [1], одномерные модели были разработаны независимо несколькими исследовательски-

ми группами [2, 3, 4, 5], чтобы изучить режим теплового убегания из атмосфер горячих юпитеров. Несмотря на различия в деталях моделей (методы численного решения, основные компоненты атмосферы, сложность химических сетей и т.д.), рассчитанные в этих моделях скорости убегания водорода согласуются друг с другом в пределах фактора меньше порядка. Но, к сожалению, эти исследования не позволяют полностью изучить эволюцию на больших временах экзопланет на близких орбитах, частично из-за больших неопределенностей в факторах, влияющих на результаты моделей (поток энергии в диапазоне жесткого ультрафиолетового звездного излучения, эффективность нагрева, геометрические факторы — где звездные фотоны должны быть поглощены атмосферными газами, и как исследовать тяжелые элементы и молекулы, и т. д.). Наблюдения космического телескопа «Kepler» открыли некоторые тенденции в распределении экзопланет по массе и радиусу [6] и, соответственно, вызвали разработку новых и более современных моделей гидродинамического убегания, индуцированного фотоиспарением [7, 8, 9], которые позволяют объяснить данные космического телескопа «Kepler».

Эти исследования способствовали улучшению нашего понимания процесса убегания атмосферы [10]. Можно ожидать, что будущие наблюдения экзопланет представят более сильные ограничения и приведут к улучшению моделей диссипации атмосферы, применение которых приведет к лучшему пониманию палеоклимата и эволюции планет земной группы в Солнечной системе.

2. Потери водород-доминантных атмосфер

Одним из ключевых факторов, определяющих состояние атмосферы экзопланеты, является нагрев излучением звезды. Особенно важную роль он играет для горячих юпитеров, т.е., планет-гигантов на близких (< 0.1 а.е.) к родительской звезде орбитах. После открытия первых планет такого типа было обнаружено, что атмосферы некоторых из них выходят за пределы полости Роша, что вызывает мощный газодинамический отток вещества атмосферы [1]. Нагрев водородной верхней атмосферы идет за счет поглощения XUV излучения родительской звезды в диапазоне 1–100 нм. Это излучение преимущественно поглощается в ходе реакций ионизации атомарного водорода и гелия, а также ионизации, диссоциации и диссоциативной ионизации молекулярного водорода. Соответственно, эффективность нагрева определяется как отношение общей скорости локального нагрева атмосферного газа к скорости поглощения энергии звездного излуче-

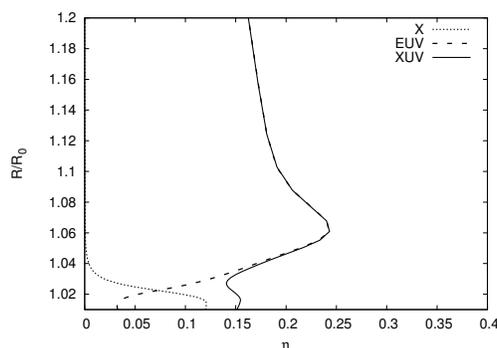


Рис. 1. Общая эффективность нагрева для базовой модели XUV (сплошная линия) и ее составляющие: модель EUV (жесткий УФ-диапазон, штриховая линия) и модель X (мягкий рентгеновский диапазон, пунктирная линия).

ния. Этот параметр важен для близких к звезде экзопланет, подверженных высоким потокам звездного излучения в диапазонах жесткого ультрафиолета и мягкого рентгена. Так, например, в расчетах нагрева [11, 12] звездным жестким УФ-излучением горячего юпитера HD 209458b установлено, что эффективность нагрева не превышает значения 0.25 на высотах термосферы, если учитывается воздействие фотоэлектронов (рис. 1). Показано, что профили эффективности нагрева, полученные для солнечного спектра с увеличением потока излучения в 10 и 100 раз в диапазоне мягкого рентгена 1–10 нм, существенно не отличаются от профиля эффективности для стандартного солнечного спектра [12].

В зависимости от состава верхней атмосферы и эффективности нагрева режимы убегания могут изменяться от гидростатического к гидродинамическому. С целью исследования данной проблемы была построена одномерная самосогласованная модель атмосферы горячего юпитера [5], включающая в себя три основных модуля: модуль Монте-Карло, модуль химической кинетики и газодинамический модуль. В модуле Монте-Карло посредством решения уравнения Больцмана рассчитываются скорости нагрева атмосферы, скорости фотолитических реакций, а также скорости реакций, вызванных надтепловыми фотоэлектронами [11, 12]. В модуле химической кинетики на основе полученных в модуле Монте-Карло скоростей фотолитических реакций решалась система уравнений химической кинетики и расчи-

тывались концентрации компонентов атмосферы в каждой ячейке. В газодинамическом модуле рассчитывались профили макроскопических параметров атмосферы: плотности, скорости и температуры. В функции нагрева атмосферы учитывался вклад фотоэлектронов. Поскольку модель одномерная, необходимо было воспользоваться приближением трехмерного потенциала Роша, приняв его равным гравитационному потенциалу вдоль линии, соединяющей центры планеты и звезды. Было проведено моделирование атмосферы планеты HD 209458b с учетом упрощенного потенциала Роша и исследовано влияние реакций с участием надтепловых фотоэлектронов на динамику, изменение химического состава и темп оттока водородно-гелиевой атмосферы горячего юпитера HD 209458b [5]. Расчеты выполнены для двух моделей — с учетом (M+) и без учета (M-) фотоэлектронов, проведено сравнение с результатами других авторов. Расчеты показали, что существенные отличия для моделей M+ и M- наблюдаются на профилях плотности. Если скорость газа за точкой Лагранжа L_1 (4.5 радиуса планеты) для обеих моделей практически одна и та же, то плотность отличается в несколько раз. Это приводит к отличию в температуре атмосферного газа (рис. 2) и, соответственно, в темпе его потери за счет гидродинамического убегания.

В расчетах были получены величины скорости потери атмосферы, что позволило выполнить сравнение с наблюдательными оценками и результатами расчетов других авторов, а именно: (а) оценка 10^{10} г/с [1], полученная из анализа наблюдений на космическом телескопе им. Хаббла (КТХ); (б) газодинамические расчеты: модель [3] — 4×10^{10} г/с; модель [4] — 7×10^{10} г/с; и (в) наши расчеты скорости гидродинамического оттока атмосферы — модель (M-) — 4×10^{10} г/с; модель (M+) — 8×10^9 г/с. Несмотря на различия в деталях моделей (полнота физической модели, численные методы решения, предполагаемые основные атмосферные компоненты и химическая сложность среды), все эти модели вполне удовлетворительно соответствуют наблюдениям облака водорода вокруг горячего юпитера HD209458b. С эволюционной точки зрения наиболее интересно, что полученные модельные скорости потери водорода совпадают друг с другом в пределах фактора порядка нескольких единиц.

3. Заключение

Проведено моделирование атмосферы горячего юпитера HD 209458b с учетом потенциала Роша и установлено влияние реакций с участием надтепловых фотоэлектронов на динамику, изменение химического

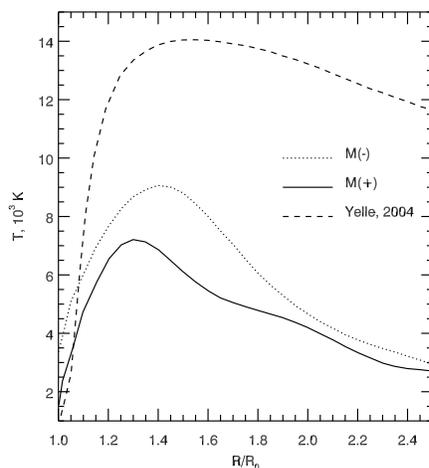


Рис. 2. Радиальные профили температуры атмосферы горячего юпитера HD209458b в моделях с учетом ($M+$, сплошная линия) и без учета ($M-$, пунктирная линия) кинетики и переноса фотоэлектронов. Показано сравнение с результатами расчетов газодинамической модели [2].

состава и темп оттока его водородно-гелиевой оболочки [5]. Результаты оказались в хорошем согласии с оценками, следующими из наблюдений на космическом телескопе Хаббла, и с другими газодинамическими моделями. Получены оценки эффективности преобразования в тепло энергии звездного излучения в диапазонах мягкого рентгена и крайнего ультрафиолета (XUV), играющего особенно важную роль в процессах ионизации, фотохимии и тепловой диссипации верхних атмосфер планет, подверженных высоким потокам радиационного воздействия жесткой радиации. Установлено, что рассчитанные эффективности нагрева, полученные для солнечного спектра, могут также применяться и для звезд моложе Солнца после масштабирования потока фотонов в диапазонах мягкого рентгена и крайнего ультрафиолета в соответствии с данными наблюдений спектров звезд. Это позволяет провести оценки темпа оттока атмосферы для планет у молодых звезд, чей спектр отличается от спектра Солнца [9].

Работа поддержана грантом РФФИ 18-02-00721.

Список литературы

1. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor, *Nature*, **422**, 143, 2003.
2. R. V. Yelle, *Icarus*, **170**, 167, 2004.
3. T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas, *Icarus*, **226**, 1678, 2013.
4. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Y. L. Sasunov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, and N. V. Erkaev, *ApJ*, **795**, 132, 2014.
5. D. E. Ionov, V. I. Shematovich, and Y. N. Pavlyuchenkov, *Astron. Rep.*, **61**, 387, 2017.
6. B. J. Fulton, E. A. Petigura, A. W. Howard, H. Isaacson, et al., *AJ*, **154**, 109, 2017.
7. R. Luger, R. Barnes, E. Lopez, J. Fortney, B. Jackson, and V. Meadows, *Astrobiology*, **15**, 57, 2015.
8. J. E. Owen and Y. Wu, *ApJ*, **847**, 29, 2017.
9. D. E. Ionov, Y. N. Pavlyuchenkov, and V. I. Shematovich, *MNRAS*, 2018.
10. H. Massol, K. Hamano, F. Tian, M. Ikoma, et al., *Space Sci. Rev.*, **205**, 153, 2016.
11. V. I. Shematovich, D. E. Ionov, and H. Lammer, *A&A*, **571**, A94, 2014.
12. D. E. Ionov and V. I. Shematovich, *Solar System Research*, **49**, 339, 2015.

О влиянии давления излучения родительской звезды на газодинамику атмосферы горячего юпитера HD 209458b

Черенков А.А., Бисикало Д.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Близкие экзопланеты подвержены экстремальному излучению их родительских звезд. Фотометрические наблюдения транзита горячего юпитера HD 209458b указывают на существование водородной оболочки, выходящей за пределы полости Роша. Газодинамическое моделирование [1, 2] показало, что стабильная структура этой оболочки поддерживается балансом между переполнением полости Роша и динамическим давлением звездного ветра. Очевидно, что на динамику и стабильность оболочки может также влиять давление звездного излучения. По результатам трехмерного численного моделирования показано, что эффект давления излучения в линии Лайман-альфа на оболочку горячего юпитера HD 209458b недостаточно сильный, чтобы существенно изменить газодинамику в системе. Для достижения уровня, когда эффект станет существенным, интенсивность линии Лайман-альфа должна быть на два порядка выше наблюдаемой.

Influence of radiation pressure of the host star on the atmospheric gas-dynamics of hot-Jupiter HD 209458b

Cherenkov A.A., Bisikalo D.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract Close exoplanets are subject to extreme radiation from their parent stars. Photometric observations of the transit of hot-Jupiter HD 209458b indicate the existence of a hydrogen envelope that extends beyond the Roche cavity. Gas dynamics modeling [1, 2] showed that the stable structure of this envelope is maintained by the balance between the overflow of the Roche cavity and the dynamic pressure of the stellar wind. Apparently, the dynamics and stability of the envelope can also be affected by the pressure of stellar radiation. Based on the results of the 3D numerical simulation, it is shown that the effect of radiation pressure in the Ly- α line on the envelope of hot-Jupiter HD 209458b is not strong enough to significantly change the gas dynamics in the system. To reach a level where the effect becomes significant, the intensity of the Lyman-alpha line should be two orders of magnitude higher than the observed one.

1. Введение

Атмосферы горячих юпитеров показывают ряд необычных особенностей, которые не наблюдаются в атмосферах планет солнечной системы. Близость горячих юпитеров к их родительским звездам может приводить к нагреву и расширению их атмосфер, в результате чего они переполняют свои полости Роша и, как следствие, начинается отток газа из атмосферы планеты.

В работах [1, 2] была разработана газодинамическая модель для исследования процесса формирования экзопланетных оболочек и было показано, что структура таких оболочек зависит от положения точки лобового столкновения (точки, в которой динамическое давление звездного ветра уравнивается давлением атмосферы) относительно границ полости Роша. На рис. 1 показана полученная в данных работах квазизамкнутая оболочка для планеты HD 209458b.

Воздействие радиативного давления может существенно менять газодинамику исследуемых оболочек. Так, например, в работе [3] авторы оценили, что отношение сил радиативного давления и гравитации, действующих на атом водорода в основном состоянии в системе HD 209458b, близко к единице и предположили, что давление излучения должно оказывать значительное влияние в данной системе. Но данная задача требует учитывать все физические факторы, определяющих величину этой силы: степень ионизации, интенсивность линии Лайман-альфа и поглощение звездного излучения в оболочке.

В данной работе приводится исследование давления излучения в системе HD 209458b, подробно изложенное в [4]. Обсуждается, какие физические процессы необходимо учитывать при моделировании влияния радиативного давления на динамику оболочки горячего юпитера, приводится формула для оценки максимального влияния.

2. Модель радиативного давления

Наибольший вклад в давление излучения, действующее на газ в верхних слоях атмосферы горячего юпитера HD 209458b, дает УФ-линия Лайман-альфа. Она соответствует атомному переходу с первого на второй атомный уровень водорода. Влияние других источников поглощения невелико: действительно, интенсивность остальных линий серии Лаймана для солнечноподобных звезд намного слабее [5]; влияние линии H_{α} , с учетом заселенности второго уровня в газе оболочки, для оптически тонкого газа будет на два порядка меньше, чем влияние $Ly-\alpha$. Интенсивность других линий серии Бальмера меньше, поэтому

мы можем также исключить их из рассмотрения. Другие источники поглощения излучения пренебрежимо малы для диапазона физических параметров газа оболочки.

Рассмотрим процесс переизлучения. Так, после одиночного поглощения и переизлучения направление фотона является произвольным с центрально-симметричным распределением [6], и поэтому этот процесс не вносит вклад в передачу импульса. Но, если среда непрозрачна, переизлучение фотона будет происходить до тех пор, пока его энергия не перейдет в тепловую или он не покинет оболочку в направлении, противоположном падению. Соответственно, опуская при моделировании данный процесс, давление излучения будет недооценено на коэффициент меньший, чем 2.

В данной задаче ионизация водорода нестационарна и определяется уравнением баланса, в котором необходимо учитывать рекомбинацию, столкновительную ионизацию и фотоионизацию [7]. За исключением области за планетой, ионизация определяется балансом фотоионизации и рекомбинации, но в области тени планеты темп ионизации определяется гораздо менее эффективной столкновительной ионизацией нейтральных атомов электронами.

При расчете переноса излучения учитывается самопоглощение и доплеровский сдвиг. Учет процесса самопоглощения важен, так как оболочка непрозрачна в линии Лайман-альфа [8]: звездное излучение поглощается «внешними» слоями, расположенными близко к звезде, и не проникает во «внутренние» слои, расположенные дальше от звезды.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2а показано распределения плотности для модели квазизамкнутой оболочки, смоделированные с учетом давления излучения. Единственное существенное отличие от случая без давления (рис. 1) излучения состоит в том, что поток газа из точки Лагранжа L_1 оказывается несколько короче (на $\sim 0.4 R_{p1}$).

Чтобы лучше понять влияние радиативного давления в исследуемой системе, были проведены дополнительные расчеты с увеличенными интенсивностями линии Лайман-альфа и ионизирующего излучения. На рис. 2б показано решение, когда интенсивности увеличены в 100 раз. В этом случае давление излучения полностью подавляет отток из точки L_1 , что потенциально меняет наблюдательные характеристики этой системы.

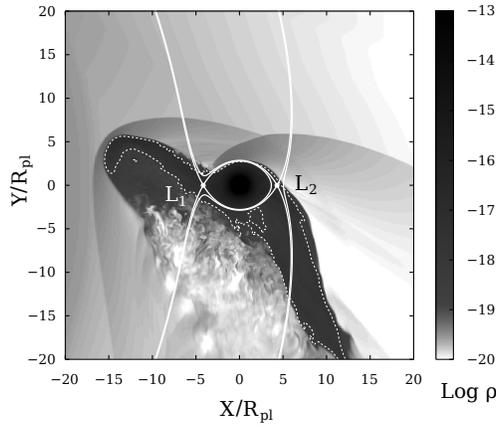


Рис. 1. Распределение плотности в экваториальной плоскости квазизамкнутой оболочки экзопланеты HD 209348b, смоделированное без учета давления излучения [1]. Сплошные белые кривые обозначают эквипотенциали потенциала Роша, проходящие через точки Лагранжа L_1 и L_2 . Белая пунктирная кривая (изолинии плотности $\rho = 10^{-18} \text{ см}^{-3}$) приблизительно очерчивает контактный разрыв оболочки планеты.

Можно привести простую оценку силы давления излучения, считая, что все излучение в линии поглощается. Полный поток в линии Ly- α звезды HD 209348 на ее поверхности составляет $F_{\text{Ly-}\alpha} = 6 \cdot 10^5 \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$. Тогда отношение сил, действующих на элемент вещества оболочки, заключенный в малом телесном угле (относительно центра звезды, см. [4]) равно:

$$\beta = f_{\text{rad}}/f_{\text{grav}} \sim \frac{1}{c} \cdot \frac{F_{\text{Ly-}\alpha} R_{\text{star}}^2}{GM_{\text{star}}} \cdot \rho_{\text{clmn}}^{-1} \sim 9 \cdot 10^{-10} \cdot \rho_{\text{clmn}}^{-1}, \quad (1)$$

где G — гравитационная постоянная, R_{star} , M_{star} — радиус и масса звезды, а колонковая плотность вещества оболочки, ρ_{clmn} , оценивается в см^{-2} . В струях из точек L_1 и L_2 колонковая плотность составляет порядка $\sim 10^{-8} - 10^{-7} \text{ см}^{-2}$, поэтому β для этих областей будет составлять $\sim 0.1 - 0.01$ [4]. Эта простая оценка показывает, что влияние силы радиативного давления для водородной оболочки HD 209458b составляет всего несколько процентов относительно силы гравитации.

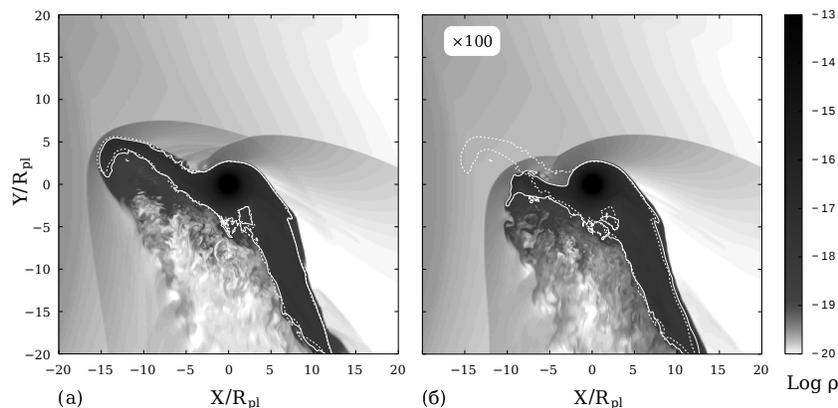


Рис. 2. Распределение плотности в системе HD 209458b, смоделированной с учетом давления излучения в линии Лайман-альфа с наблюдаемой (а) и увеличенной в 100 раз (б) интенсивностью. Белая сплошная кривая (изо-контур плотности $\rho = 10^{-18} \text{ см}^{-3}$) очерчивает контактный разрыв оболочки планеты. Белая пунктирная кривая показывает аналогичный контур для случая без давления излучения (см. рис. 1).

4. Выводы

Результаты моделирования показали, что радиативное давление излучения родительской звезды не оказывает существенного влияния на динамику оболочки горячего юпитера HD 209458b. Данный эффект становится значительным только когда интенсивность линии Лайман-альфа на два порядка превышает наблюдаемую.

Стоит отметить, что для звезд солнечного типа интенсивность линии Лайман-альфа ($U\Phi$) уменьшается в течение жизни звезды: $F_{Ly-\alpha} \sim t^{-0.72}$ [9], так что для Солнца с возрастом ≈ 200 млн. лет интенсивность линии Лайман-альфа была на порядок выше. Поэтому данный эффект может быть определяющим для атмосфер горячих юпитеров на ранних стадиях эволюции их родительских звезд. Также возможно, для других планет, таких как теплые Нептуны [10] и другие горячие юпитеры, вращающихся вокруг звезд с более интенсивным излучением в линии Лайман-альфа или с менее интенсивным оттоком вещества, влияние давления излучения может быть значительным.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-02-00178).

Список литературы

1. D. V. Bisikalo, P. V. Kaigorodov, D. E. Ionov, and V. I. Shematovich, *Astron. Rep.*, **57**, 715, 2013.
2. D. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, V. Shematovich, H. Lammer, and L. Fossati, *ApJ*, **764**, 19, 2013.
3. V. Bourrier and A. Lecavelier des Etangs, *A&A*, **557**, A124, 2013.
4. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, *MNRAS*, **475**, 605, 2018.
5. W. Curdt, P. Brekke, U. Feldman, K. Wilhelm, B. N. Dwivedi, U. Schühle, and P. Lemaire, *A&A*, **375**, 591, 2001.
6. M. Brasken and E. Kyrola, *A&A*, **332**, 732, 1998.
7. E. M. Schneiter, A. Esquivel, C. S. V. D'Angelo, P. F. Velázquez, A. C. Raga, and A. Costa, *MNRAS*, **457**, 1666, 2016.
8. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor, *Nature*, **422**, 143, 2003.
9. I. Ribas, E. F. Guinan, M. Güdel, and M. Audard, *ApJ*, **622**, 680, 2005.
10. V. Bourrier, D. Ehrenreich, and A. Lecavelier des Etangs, *A&A*, **582**, A65, 2015.

Образование звезд и планет

Линии молекул вблизи областей ионизованного водорода

Кирсанова М.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Рассмотрен газ вокруг расширяющейся области HII RCW 120: сжатый молекулярный слой и невозмущенная внешняя оболочка. Моделирование переноса излучения при помощи программы RADEX показало, что хорошим индикатором плотной оболочки является только излучение в линиях CO(5–4) и CO(6–5). В невозмущенной внешней газовой оболочке, вносящей значительный вклад в переходах CO(1–0), CO(2–1), CO(3–2) и CO(4–3), излучение в линиях CO(5–4) и CO(6–5) не образуется.

Molecular line emission near expanding HII regions

Kirsanova M.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract I study an expanding envelope of molecular gas near the HII region RCW 120 with the MARION model, considering both (i) a dense molecular shell squeezed by a shock wave and (ii) an undisturbed molecular envelope. The radiation transfer modeling with RADEX shows that only CO(5–4) and CO(6–5) lines are good tracers of the dense shell. Contribution of the undisturbed envelope is significant for formation of (1–0), CO(2–1), CO(3–2) and CO(4–3) lines.

1. Введение

Образование массивной звезды — это, кроме всего прочего, появление нового источника мощного ультрафиолетового (УФ) излучения в Галактике. УФ-фотоны ионизуют атомы и диссоциируют молекулы, приводя к образованию областей ионизованного водорода (HII) и областей фотодиссоциации (ФДО). Перед фронтом диссоциации, в глубине молекулярного облака, располагается ударный фронт, который движется в сторону от звезды (напр. Тиленс и Холленбах [1]). Хотя структура молекулярных оболочек вокруг областей HII исследуется уже давно, до сих пор открыт вопрос об их наблюдательных проявлениях, особенно о том, как обнаружить плотный слой, сжатый ударной волной. Андерсон и др. [2] показали, что одна из наиболее изученных областей HII RCW 120 либо не расширяется, либо ее скорость расширения не превышает 1.5 км/с. Важно, что этот вывод был

сделан как по оптически тонким, так и по оптически толстым вращательным линиям оксида углерода: $^{12}\text{CO}(1-0)$, $^{13}\text{CO}(1-0)$, $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ и $\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$. Гойкойча и др. [3] указали на близкое расположение фронтов диссоциации H_2 и CO , которое не может быть объяснено в рамках стационарной модели ФДО, но, возможно, связано с динамическими эффектами. Кроме того, они показали, что ФДО вблизи туманности Ориона окружена очень узкой и плотной оболочкой молекулярного газа с резкими краями, соответствующими толщине порядка 10^{-3} пк.

Выделить на картах излучения молекулярных линий сжатый слой вблизи областей НП важно не только для анализа особенностей динамики этих объектов, но и для изучения процесса индуцированного звездообразования вблизи них. Из общих соображений ясно, что сжатие газа ударной волной должно способствовать звездообразованию, но переход от качественных рассуждений к количественным, а также доказательство индуцирования на примере конкретных объектов еще не проведены.

В этой работе я анализирую, какие линии молекул являются информативными для исследования движущегося молекулярного газа вокруг расширяющейся области НП. Для этого я использую программный код MARION, разработка и усовершенствование которого ведется в ИНАСАН уже почти 10 лет (см. работы Кирсановой и др. [4], Павлюченкова и др. [5], Акимкина и др. [6, 7]).

2. Моделирование

Моделирование выполняется для параметров области НП RCW 120, что позволяет сравнить результаты расчетов с имеющимися наблюдательными данными. Принятые параметры RCW 120 таковы: эффективная температура ионизирующей звезды $T_{\text{eff}} = 37.5 \pm 2$ [8], расстояние 1.3 пк [9], радиус варьируется от 1.1 пк на юге до 1.8 пк на севере, что, вероятно, связано с расширением горячего ионизованного газа в молекулярное облако с неоднородной плотностью. Динамическое моделирование показывает, что возраст RCW 120 находится в пределах 400–600 тыс. лет, согласно работам Заваньо и др. [10] и Акимкина и др. [7]. Несмотря на вытянутую форму, RCW 120 остается одним из наиболее симметричных и относительно близких объектов, удобных для теоретического моделирования. Начальная плотность газа для динамического моделирования принята равной $n = 10^4 \text{ см}^{-3}$, температура $T_{\text{gas}} = 10 \text{ К}$. Полный список химических компонентов включает в себя H^+ , H , H_2 , C^{++} , C^+ , C , CO , O^{++} , O^+ , OH , H_2O , S^{++} , S^+ ,

Таблица 1. Пространственное разрешение 12 и 30-метрового телескопа для линий излучения молекул CO.

Линия	Частота (ГГц)	FWHM (")		Линия	Частота (ГГц)	FWHM (")	
		12-м,	30-м			12-м,	30-м
CO(1-0)	115.3	55,	22	CO(4-3)	461.0	14,	6
CO(2-1)	230.5	27,	11	CO(5-4)	576.3	9,	4
CO(3-2)	345.8	18,	7	CO(6-5)	691.5	8,	3

S, Si⁺, Si, He. Элементный состав соответствует значениям для межзвездной среды из пакета моделей CLOUDY [11]. Время расширения области III до радиуса 1.1 пк в модели составило 700 тыс. лет.

Для моделирования интенсивности излучения в линиях молекулы CO использовался пакет моделей RADEX [12] (метод 2). Интенсивность фонового излучения была принята равной 2.73 К. Павлюченковым и др. [5] показано, что RCW 120 может не иметь сферически-симметричной оболочки, а представлять собой тор. Кроме того, данные [2] об излучении области RCW 120 в линиях молекулы CO свидетельствуют о малой толщине молекулярной оболочки в направлении на центр объекта. Поэтому, хотя код MARION является сферически-симметричным, я использую полученные результаты расчетов для молекулярной оболочки в качестве начальных условий для RADEX в приближении плоского слоя. Толщина слоя принята равной 0.35 пк, что для $n = 10^4 \text{ см}^{-3}$ соответствует лучевой концентрации молекул $\text{H}_2 \ 5 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$, полученной в RCW 120 Андерсоном и др. [13].

Для свертки теоретических распределений интенсивности излучения использована функция Гаусса с величиной стандартного отклонения, соответствующей полуширине диаграммы направленности (FWHM, табл. 1) 12 и 30-метровых телескопов на соответствующих частотах по формуле $\text{FWHM} = \sigma \times 2.355$.

3. Результаты и выводы

На рис. 1 показаны результаты моделирования RCW 120 — радиальные распределения физических параметров и химических содержаний, а также модельные яркостные температуры спектральных линий. Видно, что скорость расширения RCW 120 около 1 км/с, что согласуется с выводом Андерсона и др. [2]. Тем не менее, для холодного молекулярного газа это слабая ударная волна с числом Маха $1 < M < 2$. Ширина области плотного сжатого газа составляет при-

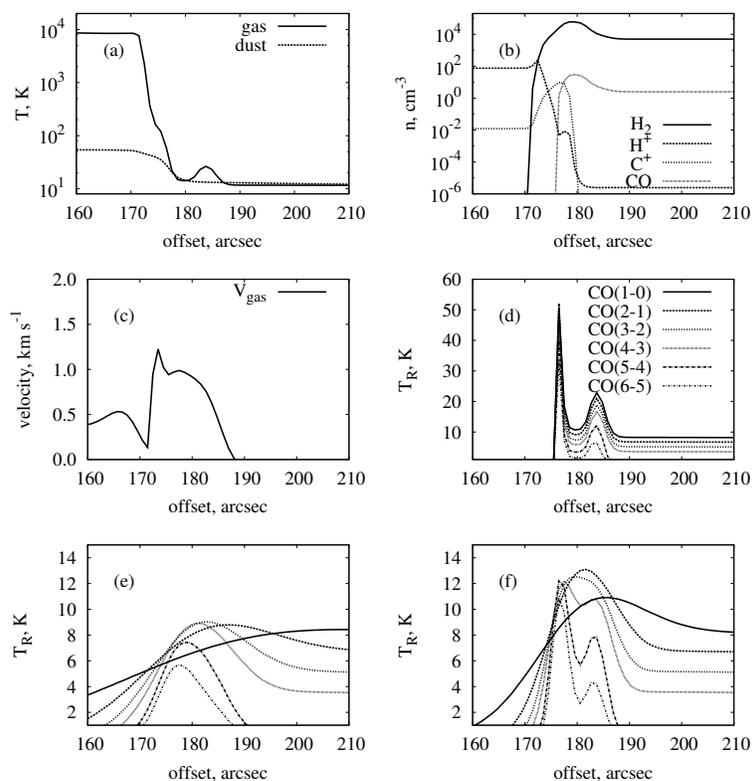


Рис. 1. Результаты моделирования RCW 120 — радиальные распределения физических параметров и химических содержаний, а также модельные яркостные температуры спектральных линий. По горизонтальной оси показано угловое расстояние от звезды в секундах. На панелях: (a) температура газа и крупной пыли, (b) химические обилия, (c) скорость газа (d) интенсивность излучения линий CO без свертки. На панелях (e) и (f) показаны интенсивности излучения линий CO с учетом свертки с диаграммой направленности 12-м и 30-м телескопов, соответственно.

мерно 20". Видно, что температура газа в сжатой области варьируется от 200–500 K на внутренней границе ФДО до 15–25 K на границе с невозмущенным молекулярным газом. Причем хорошо виден минимум температуры в сжатой области, который соответствует максимуму плотности H_2 и CO. Этот локальный минимум температуры

обеспечивается сжатием и сопутствующим ему высвечиванием. Углерод в ФДО-части сжатой оболочки находится в виде C^+ , а далее от звезды переходит в состав молекул CO.

Радиальные распределения интенсивности линий CO без учета свертки с диаграммой направленности телескопа представляют собой два пика. Более яркий соответствует ФДО, а второй формируется в сжатом газовом слое. Видно, что «теплый CO», видимый по переходам CO(5–4) и CO(6–5) не излучает из внешней невозмущенной оболочки, а появляется только в сжатом слое с повышенной плотностью.

После свертки теоретических распределений двухпиковые радиальные распределения размываются и становятся однопиковыми. На радиальных распределениях для линии CO(1–0) плотная оболочка полностью исчезает. Пики излучения в линиях CO(2–1) и CO(3–2) соответствуют внешней части сжатого слоя. Контраст интенсивностей этих линий между сжатым слоем и невозмущенной оболочкой не превышает двух раз. Пик излучения в линии CO(4–3) лежит ближе к наиболее плотной части сжатого слоя. Интенсивность излучения в линиях CO(5–4) и CO(6–5) в направлении невозмущенной оболочки меньше 1 К. Видно, что излучение в этих линиях является хорошим индикатором сжатого слоя, а максимальные интенсивности приходятся на наиболее плотную и холодную его часть. Второе обстоятельство связано со сверткой излучения «теплого CO» из ФДО с диаграммой направленности 12-метрового телескопа. Различить излучение CO из ФДО и из сжатого слоя кинематически в модели RCW 120 невозможно, потому что скорость газа там примерно одинакова (рис. 1). Повышение пространственного разрешения в 2.5 раза, например, при наблюдениях на 30-метровом телескопе, приводит к появлению двух пиков излучения в линиях CO(5–4) и CO(6–5). Контраст между пиками линии CO(4–3) достаточно слабый и может быть сложен для обнаружения. Положение пика излучения в линиях CO(3–2) и CO(2–1) соответствует максимуму плотности газа в сжатом слое.

3. Заключение

В работе показано, что для наблюдений сжатого слоя молекулярного газа вокруг областей НП на одиночном наземном телескопе необходимо наблюдать линии CO(5–4) и CO(6–5), потому что они образуются в сжатом ударной волной молекулярном слое. Внешняя невозмущенная оболочка вносит значительный вклад в линиях CO(1–0), CO(2–1), CO(3–2) и CO(4–3). Пространственное разрешение, обеспечиваемое

30-метровым радиотелескопом, позволяет пронаблюдать структуру сжатого молекулярного слоя вблизи RCW 120.

Работа поддержана грантом РФФИ 16-02-00834 А.

Список литературы

1. A. G. G. M. Tielens and D. Hollenbach, *ApJ*, **291**, 722, 1985.
2. L. D. Anderson, L. Deharveng, A. Zavagno, P. Tremblin, et al., *ApJ*, **800**, 101, 2015.
3. J. R. Goicoechea, J. Pety, S. Cuadrado, J. Cernicharo, et al., *Nature*, **537**, 207, 2016.
4. M. S. Kirsanova, D. S. Wiebe, and A. M. Sobolev, *Astron. Rep.*, **53**, 611, 2009.
5. Y. N. Pavlyuchenkov, M. S. Kirsanova, and D. S. Wiebe, *Astron. Rep.*, **57**, 573, 2013.
6. V. V. Akimkin, M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, and D. S. Wiebe, *MNRAS*, **449**, 440, 2015.
7. V. V. Akimkin, M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, and D. S. Wiebe, *MNRAS*, **469**, 630, 2017.
8. F. Martins, M. Pomarès, L. Deharveng, A. Zavagno, and J. C. Bouret, *A&A*, **510**, A32, 2010.
9. D. Russeil, *A&A*, **397**, 133, 2003.
10. A. Zavagno, M. Pomarès, L. Deharveng, T. Hosokawa, D. Russeil, and J. Caplan, *A&A*, **472**, 835, 2007.
11. G. J. Ferland, R. L. Porter, P. A. M. van Hoof, R. J. R. Williams, et al., *Rev. Mex. Ast.*, **49**, 137, 2013.
12. 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.
13. L. D. Anderson, A. Zavagno, L. Deharveng, A. Abergel, et al., *A&A*, **542**, A10, 2012.

Бидисперсная модель коагуляции фрактальной пыли

Акимкин В.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Представлена простая бидисперсная модель эволюции пыли, позволяющая рассматривать коагуляцию фрактальных пылинок в условиях протопланетных дисков.

Bidisperse model of fractal dust coagulation

Akimkin V.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract We present a simple bidisperse dust coagulation model, which can track the coagulation of fractal dust in protoplanetary disks.

1. Введение

Коагуляция пылевых частиц в протопланетных дисках является начальным шагом к образованию планет земного типа. Хотя классическими подходами к моделированию эволюции размеров пылинок являются численное решение уравнения Смолуховского [1, 2, 3] и метод Монте-Карло [4, 5], для ряда задач требуются менее сложные подходы.

Ранние стадии эволюции околозвездных дисков характеризуются активной динамикой газа и пыли, требующей также учета самогравитации. В таких задачах из-за высоких вычислительных затрат применение детальных подходов к решению проблемы эволюции пыли ограничено. Были предложены подходы к описанию эволюции пыли, не требующие высоких вычислительных затрат, но позволяющие приближенно характеризовать свойства пылевой подсистемы. В работе [6, см. ур-е (38)] предложена модель монодисперсного роста пыли, где прослеживается эволюция среднего размера пылинок a в предположении, что функция их распределения по размерам имеет сильно выраженный максимум:

$$\frac{da}{dt} = \frac{\rho_d}{\rho_s} v_{\text{rel}}. \quad (1)$$

Здесь ρ_d — объемная плотность пыли, ρ_s — плотность вещества самих пылинок, v_{rel} — относительные скорости их столкновений. В дальнейшем данный подход был сопоставлен с решением уравнения Смолуховского [7, 8]. Монодисперсный подход хотя и прост, но все же слишком груб для описания роста пыли в протопланетных дисках. Это связано с фрагментацией крупных пылинок и поддержанием значимой доли мелкой фракции даже на поздних стадиях эволюции пыли. Поэтому в работе [8] была предложена бидисперсная модель, в которой помимо крупной пыли с эволюционирующим размером введена мелкая фракция с фиксированным размером, но меняющейся концентрацией. Нами в работе [9] подобная бидисперсная модель была использована при моделировании образования и эволюции самогравитирующего околосветного диска. В бидисперсной модели необходимо дополнительно рассчитывать переход массы между двумя фракциями пыли. Для этого в работе [8] было введено фиксированное отношение масс крупной и мелкой пыли на основе калибровки с решением уравнения Смолуховского, а нами в [9] — некоторый функциональный вид темпа перехода массы между фракциями в предположении о сохранении наклона функции распределения пылинок по размерам. В данной работе представлена более детальная трактовка обмена массами между фракциями. Второй целью работы является расширение модели на случай фрактальных частиц.

2. Описание модели

Бидисперсная модель пыли предполагает наличие двух фракций пыли: 1) мелкая фракция (радиус $\sim 1 \mu\text{m}$), которая обеспечивает непрозрачность диска и определяет его тепловую структуру, и 2) крупная фракция ($\sim 1 - 10^4 \mu\text{m}$), по которой отслеживаются ранние стадии формирования планет. Мелкая фракция может доминировать в общей площади пылинок, а крупная — в общей массе, что, конечно, зависит от возраста диска. Мелкая пыль характеризуется размером a_s , который не меняется в ходе вычислений, и эволюционирующей концентрацией n_{s0} . Соответствующие характеристики крупной пыли — a_{b0} и n_{b0} — эволюционируют со временем. Темпы столкновений внутри и между двумя фракциями следующие:

$$Q_{ss} = \frac{1}{2} n_{s0}^2 \pi (2a_s)^2 v_{ss} = 2\pi n_{s0}^2 a_s^2 v_{ss}, \quad (2)$$

$$Q_{sb} = n_{s0} n_{b0} \pi (a_s + a_{b0})^2 v_{sb}, \quad (3)$$

$$Q_{bb} = \frac{1}{2} n_{b0}^2 \pi (2a_{b0})^2 v_{bb} = 2\pi n_{b0}^2 a_{b0}^2 v_{bb}, \quad (4)$$

где v — относительные скорости столкновений пылинок, которые могут быть введены как $v^2 = 2\alpha St c_s^2 + 8k_B T / (\pi\mu)$. Здесь α — альфа-параметр Шакуры-Сюняева, St — число Стокса, c_s и T — скорость звука и температура газа, μ — приведенная масса двух сталкивающихся пылинок. Крупные пылинки будем в общем случае считать фрактальными с фрактальной размерностью D , т.е. их масса и сечение имеют следующее шкалирование с размером:

$$m = m_s (a/a_s)^D, \quad (5)$$

$$\sigma = \pi a^2. \quad (6)$$

Здесь m_s — масса мелкой пылинки (т.е. мономеров, входящие в состав крупных агрегатов). По прошествии времени Δt в ходе столкновений «мелкие-мелкие», «мелкие-крупные» и «крупные-крупные» образуются три соответствующих дополнительных популяции пылинок плюс две изначальные популяции:

- **популяция SS** (два слипшихся мономера). Концентрация пылинок, масса одной пылинки и ее сечение: $n_{ss} = Q_{ss}\Delta t$, $m_{ss} = 2m_s$, $\sigma_{ss} = \pi (a_s^D + a_s^D)^{2/D} = 2^{2/D} \pi a_s^2$.
- **популяция BB** (две слипшихся крупных пылинок). Концентрация пылинок, масса одной пылинки и ее сечение: $n_{bb} = Q_{bb}\Delta t$, $m_{bb} = 2m_{b0}$, $\sigma_{bb} = 2^{2/D} \pi a_{b0}^2$.
- **популяция SB** (слипшиеся мелкая и крупная пылинки). Концентрация пылинок, масса одной пылинки и ее сечение: $n_{sb} = Q_{sb}\Delta t$, $m_{sb} = m_s + m_{b0}$, $\sigma_{sb} = \pi (a_s^D + a_{b0}^D)^{2/D}$.
- **популяция SA** (мелкая пыль, избежавшая столкновений). Концентрация пылинок, масса одной пылинки и ее сечение: $n_{sa} = n_{s0} - 2Q_{ss}\Delta t - Q_{sb}\Delta t$, $m_{sa} = m_s$, $\sigma_{sa} = \sigma_s = \pi a_s^2$.
- **популяция BA** (крупная пыль, избежавшая столкновений). Концентрация пылинок, масса одной пылинки и ее сечение: $n_{ba} = n_{b0} - 2Q_{bb}\Delta t - Q_{sb}\Delta t$, $m_{ba} = m_{b0}$, $\sigma_{ba} = \sigma_{b0} = \pi a_{b0}^2$.

Ключевой идеей предлагаемой модели является то, что указанные четыре популяции крупной пыли (SS, BB, SB, BA) после элементарного акта коагуляции заменяются на одну эффективную монодисперсную

фракцию крупной пыли, масса и общее сечение пылинок в которой равны суммарной массе и сечению пылинок в данных четырех популяциях:

$$m_{b1}n_{b1} = n_{ss}m_{ss} + n_{bb}m_{bb} + n_{sb}m_{sb} + n_{ba}m_{ba}, \quad (7)$$

$$\sigma_{b1}n_{b1} = n_{ss}\sigma_{ss} + n_{bb}\sigma_{bb} + n_{sb}\sigma_{sb} + n_{ba}\sigma_{ba}. \quad (8)$$

Это позволяет сохранить эффективное число Стокса, характеризующее динамику пылинок. Из данной системы уравнений можно исключить n_{b1} и, раскрыв массу m_{b1} и сечение σ_{b1} крупной пылинки через ее размер a_b , получить следующее уравнение при $\Delta t \rightarrow 0$:

$$\begin{aligned} \frac{da_b}{dt} = & \frac{n_s^2}{n_b} a_s^2 a_b \left(C_1 \left(\frac{a_s}{a_b} \right)^D - C_2 \left(\frac{a_s}{a_b} \right)^2 \right) \\ & + n_s (a_s + a_b)^2 a_b C_3 \left(1 + \delta - (1 + \delta)^{2/D} \right) + C_4 a_b^3 n_b, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$C_1 = 4\pi v_{ss}/(D-2), \quad (10)$$

$$C_2 = 2\pi 2^{2/D} v_{ss}/(D-2), \quad (11)$$

$$C_3 = \pi v_{sb}/(D-2), \quad (12)$$

$$C_4 = 2\pi v_{bb} \left(2 - 2^{2/D} \right) / (D-2), \quad (13)$$

$$\delta = \left(\frac{a_s}{a_b} \right)^D. \quad (14)$$

При найденном в каждый момент времени a_b прирост массы крупной пыли определяется из (7) или (8).

3. Численное решение

Здесь мы приводим сравнение разработанной модели роста пыли с использованным нами в работе [9] подходом для следующих параметров:

- параметры пыли: $D = 3.0$, $a_s = 10^{-4}$ см, $a_{\min} = 5 \cdot 10^{-7}$ см, $p = 3.5$, $\rho_s = 2.24$ г см $^{-3}$, $f_d = 10^{-2}$.
- глобальные параметры диска: $\alpha = 10^{-3}$, $M_\star = 1.0M_\odot$, $L_\star = 1.0L_\odot$, $\Sigma_g = \Sigma_0(R/R_{1\text{au}})^{-1}$, $\mu_{\text{gas}} = 2.35$, $\Sigma_0 = 200$ г см $^{-2}$, $\varphi = 0.05$, $T_g^4 = \varphi L_{\text{star}} / (4\pi R^2 \sigma)$, $\rho_{\text{gas}} = \Sigma_g / (H \sqrt{\pi})$, $H = \sqrt{2k_B T_g R^3 / (\mu_{\text{gas}} m_H G M_\star)}$.

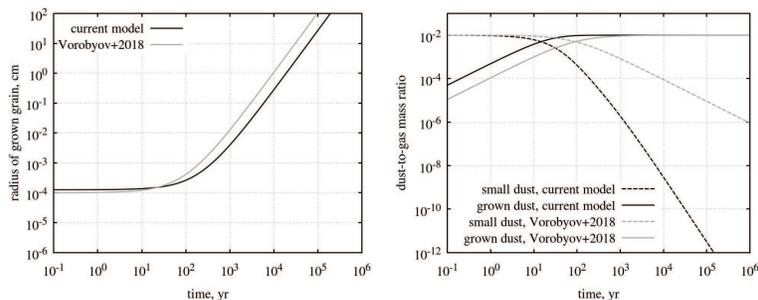


Рис. 1. Эволюция размера крупной пыли и отношения массы пыли к массе газа для тестового случая. Черным цветом изображена разработанная модель, серым — модель из работы [9]. Штриховыми линиями на правом графике отобразена мелкая пыль, сплошными — крупная пыль.

На рис. 1 приведена эволюция среднего размера и массовой доли пыли в центральной плоскости диска на расстоянии от звезды $R = 10$ а.е. ($T_g = 59$ К, $\rho_g = 1.1 \cdot 10^{-12}$ г см $^{-3}$). Видно, что средний размер пылинок, вычисленный двумя различными подходами, хорошо согласуется и усовершенствование модели для случая $D = 3.0$ не является качественными. Однако усовершенствованная модель показывает гораздо более быстрое уменьшение доли мелкой пыли, что объясняется недостаточно точной параметризацией перехода массы между мелкой и крупной пылью в предыдущей модели.

4. Выводы

Представлена простая модель роста пыли в условиях протопланетных дисков, в которой рассматривается лишь две фракции крупной и мелкой пыли. В отличие от других представленных в литературе подобных моделей, предложенная модель дает возможность учета коагуляции фрактальных частиц. Дальнейшее развитие модели заключается в учете факторов, ограничивающих рост частиц, — фрагментации и электростатического отталкивания.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда 17-12-01168.

Список литературы

1. V. Ossenkopf, *A&A*, **280**, 617, 1993.
2. C. P. Dullemond and C. Dominik, *A&A*, **434**, 971, 2005.
3. P. Garaud, F. Meru, M. Galvagni, and C. Olczak, *ApJ*, **764**, 146, 2013.

4. C. W. Ormel, M. Spaans, and A. G. G. M. Tielens, *A&A*, **461**, 215, 2007.
5. A. Zsom, C. W. Ormel, C. Güttler, J. Blum, and C. P. Dullemond, *A&A*, **513**, A57, 2010.
6. T. F. Stepinski and P. Valageas, *A&A*, **319**, 1007, 1997.
7. F. Brauer, C. P. Dullemond, and T. Henning, *A&A*, **480**, 859, 2008.
8. T. Birnstiel, H. Klahr, and B. Ercolano, *A&A*, **539**, A148, 2012.
9. E. Vorobyov, V. Akimkin, O. Stoyanovskaya, Y. Pavlyuchenkov, and H. B. Liu, *ArXiv e-prints*, 2018.

Астрохимическое моделирование протозвездных объектов: основные возможности и результаты

Кочина О.В., Вибе Д.З.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Численное моделирование химической эволюции давно стало универсальным подходом к диагностике состояния протозвездных объектов. В Институте астрономии РАН разрабатывается одна из таких моделей. В статье описаны основные результаты и возможности модели PRESTA.

Astrochemical modelling of protostellar objects: general possibilities and main results

Kochina O.V., Wiebe D.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract Numerical modelling of chemical evolution has become a standard approach to study the state of protostellar objects. One of such astrochemical models, PRESTA, is being developed at the Institute of Astronomy of the RAS. Here we present general possibilities and main results of the code.

1. Введение

Звездообразование — актуальная тема для изучения, однако исследование его ранних стадий сопряжено с рядом трудностей. Звезды образуются в межзвездных молекулярных облаках. Их фрагментация приводит к образованию гравитационно неустойчивых плотных ядер, из которых впоследствии могут формироваться звезды. Основным компонентом таких объектов является молекулярный водород, не излучающий в данных условиях, что приводит к невидимости основной массы вещества для наблюдателя. Поэтому исследователям необходимо искать иные индикаторы наличия молекулярного газа.

Одним из очевидных индикаторов могла бы быть пыль: она в достаточном количестве присутствует в газе и хорошо с ним перемешана. Однако температуры пыли и газа могут различаться, и по температуре пыли определить температуру газа удастся не всегда. К тому же не всегда есть возможность оценить физические условия в об-

лаке, если неизвестны оптические свойства пылинок и их химический состав.

Более информативным индикатором являются молекулы, излучающие в спектральных линиях. По доплеровскому сдвигу линий можно получить информацию о движении вещества. По излучению некоторых молекул, например, аммиака, можно оценить температуру газа. Однако молекулы перемешаны с молекулярным водородом неравномерно; их распределение определяется химической эволюцией. Астрохимия является ключом к объяснению особенностей распределения химических компонентов и универсальным диагностическим инструментом для определения эволюционного статуса облака.

Основным источником информации о молекулярном составе протозвездных объектов являются спектральные обзоры. Современные обзоры позволяют наблюдать линии десятков химических компонентов. С развитием техники становятся доступными наблюдения и слабых, ранее не наблюдававшихся линий сложных молекул [1]. Вместе с тем появляется и необходимость объяснения их содержания наряду с содержанием простых соединений. Основной задачей вычислительной астрохимии является определение физических условий, которые могли бы обусловить наблюдаемый химический состав региона.

2. PRESTA — модель химической эволюции

Астрохимическая модель включает в себя физическую модель, базу данных с информацией о скоростях астрохимических реакций, математическое представление сетки химических реакций в виде системы обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) и программу для решения системы ОДУ. Одна из таких моделей разрабатывается в Институте астрономии РАН.

PRESTA — модель химической эволюции объектов звездообразования на ранней стадии. Модель является многоточечной и позволяет феноменологически рассчитывать коллапс сферически-симметричного облака. На вход подается информация о тепловой и плотностной структурах объекта, начальный химический состав и база данных химических реакций. Результатом работы модели является информация о радиальных распределениях содержаний всех химических компонентов, а также об их лучевых концентрациях. Модель является эволюционной и позволяет учитывать изменения тепловой и плотностной структур объекта.

PRESTA способна работать с обширными химическими сетками, включающими в себя тысячи компонентов и десятки тысяч реакций,

в том числе с дейтерированными соединениями, в следствии чего для исследования доступны даже экзотические и сложные соединения. Также в модели реализован учет нескольких населений пыли, благодаря чему возможно проводить расчет поверхностной химии более детально.

Анализатор скоростей реакций позволяет получить информацию о каналах изменения содержания того или иного компонента в любой точке моделируемого объекта и в любой момент времени, что позволяет выявить принципиальные факторы, лежащие в основе изменения. Перечисленные особенности PRESTA делают модель универсальным инструментом для расчета химической эволюции объектов на ранней стадии звездообразования.

PRESTA позволяет успешно моделировать объекты на ранней стадии звездообразования, значительно различающиеся по своим физическим параметрам. В работе [2] нами были успешно воспроизведены содержания химических компонентов как в области образования массивных звезд DR21(OH), так и в области образования маломассивных звезд TMC-1. При этом согласие достигнуто как для простых соединений, так и для сложных органических молекул.

3. Основные результаты, полученные при помощи программного кода PRESTA

Применение любой методики требует обозначения границ применимости метода. При помощи модели PRESTA нами были получены ответы на вопросы о том, что можно диагностировать при помощи астрохимического моделирования и на какие особенности следует обратить особое внимание.

Химический возраст

Нами было проведено исследование [2, 3] двух областей звездообразования, TMC-1, хорошо исследованной области образования звезд малой массы в Тельце, и DR21(OH), сложном регионе образования массивных звезд в созвездии Лебедя. Согласие с наблюдениями для лучевых концентраций достигло 83% (46 из 55) для TMC-1 и 72% (23 из 32) для DR21(OH). Был определен химический возраст регионов: 1.15×10^5 лет и 10^5 лет, соответственно. Принципиально важным оказался тот факт, что химический возраст можно надежно определить только по содержанию сложных молекул, так как содержание большинства простых соединений со временем практически не меняется.

Коллапс и фаза прогрева

В поисках возможных путей диагностики эволюционных стадий облака, таких как коллапс и фаза прогрева после формирования центрального источника, нами были рассчитаны три модели [4]: Модель 1 с постоянными температурой и плотностью, Модель 2 с предшествующей фазой коллапса продолжительностью 5×10^5 лет и постоянной температурой и Модель 3, включающая в себя и фазу коллапса, и фазу прогрева. Исследование показало, что наличие фазы коллапса сказывается на молекулярном составе только на ранних временах, до 10^5 лет, впоследствии эволюционные пути не показывают различия. В общем случае коллапс оказывает то же влияние на эволюцию, что и фаза с постоянной плотностью более краткой продолжительности. Таким образом, в данный момент мы не можем быть вполне уверены, что особенности динамики коллапса можно идентифицировать астрохимическим способом. Что же касается фазы прогрева, то она характеризуется постепенным ростом излучения формирующейся протозвезды. Считалось, что температура растет пропорционально квадрату времени, $T \propto t^2$. Результаты показали, что присутствие фазы прогрева заметно лишь на поздних временах, более 500 000 лет, причем лучшим индикатором наличия фазы прогрева является метанол.

Сложный пылевой состав

Реальные пылинки в межзвездной среде обладают различными размерами, температурами и молекулярным составом, в то время как во многих исследованиях это никак не учитывается. Для изучения влияния мелких пылинок на химическую эволюцию в областях звездообразования мы рассчитали две модели [5]: с классическими пылинками большого размера и со смесью классических и мелких частиц. Оказалось, что только треть компонентов нечувствительна к наличию населения мелких пылинок, в то время как две трети отреагировали изменением содержаний. Учет мелких пылинок приводит к следующим результатам: в 40 раз возрастает площадь поверхностей пылинок, доступных для протекания реакций, число частиц, способных экранировать УФ-излучение и участвовать в процессах диссоциативной рекомбинации, становится в 10^5 раз больше. Также более высокая температура мелких пылинок влияет на темпы протекания реакций. Анализ скоростей реакций выявил главный вклад пылинок в изменение химической эволюции: на ранних стадиях изменения вызваны смещением

баланса в фотопроцессах и реакциях диссоциативной рекомбинации. На поздних временах значительными оказываются реакции, бывшие некогда вторичными, что приводит к изменениям основных каналов разрушения и образования компонентов.

Элементный состав

С целью понимания возможности так или иначе определить элементный состав области звездообразования мы сравнили следующие модели [6]: стандартная, использованная во всех предыдущих работах, модель с низкой металличностью, газофазная модель с высокой металличностью и модель с пониженным содержанием кислорода. В качестве базы данных химических реакций использовалась подробная сетка с дейтерированными компонентами из работы [7]. Оказалось, что наиболее чувствительным к изменению элементного состава оказался дейтерированный ион DCO^+ , что позволяет рекомендовать его в качестве индикатора элементного состава.

4. Заключение

Таким образом, опираясь на уже полученные результаты и обладая универсальной численной моделью, астрохимическая группа Института астрономии РАН способна решать комплексные задачи связанные с моделированием химической эволюции областей звездообразования на ранних стадиях, что делает ее одной из ведущих групп, занимающихся данной проблематикой в России и в мире.

Список литературы

1. B. A. McGuire, A. M. Burkhardt, S. Kalenskii, C. N. Shingledecker, A. J. Remijan, E. Herbst, and M. C. McCarthy, *Science*, **359**, 202, 2018.
2. O. V. Kochina, D. S. Wiebe, S. V. Kalenskii, and A. I. Vasyunin, *Astron. Rep.*, **57**, 818, 2013.
3. O. Kochina and D. Wiebe, *Origins of Life and Evolution of the Biosphere*, **44**, 169, 2014.
4. O. V. Kochina and D. S. Wiebe, *Astron. Rep.*, **59**, 762, 2015.
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. T. Albertsson, D. A. Semenov, A. I. Vasyunin, T. Henning, and E. Herbst, *ApJS*, **207**, 27, 2013.

Учет заряда в процессах разрушения межзвездной пыли

Мурга М.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Представлены результаты исследования влияния электрического заряда на эффективность наиболее важных процессов разрушения пылинок в межзвездной среде (МЗС). Рассмотренные процессы включают в себя фоторазрушение ультрафиолетовым полем излучения, распыление высокоэнергетичными ионами и электронами и дробление при столкновениях пылинок друг с другом. Расчеты показывают, что наиболее важную роль заряд играет в процессе фоторазрушения: заряженные пылинки разрушаются в несколько раз эффективнее, чем нейтральные. В работе также обсуждаются другие эффекты, связанные с зарядом пылинок и влияющие на темпы их разрушения.

Account of charge in destructive processes of interstellar dust

Murga M.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The results of investigation of the influence of electric charge on the efficiency of most important destructive processes occurring with dust in the interstellar medium are presented. Considered processes are photo-destruction by ultraviolet radiation field, sputtering by high energy ions and electrons and fragmentation as a result of collisions of dust grains between each other. Based on the calculations it is concluded that the charge plays a major role in photo-destruction process. The charged dust destruction is several times more efficient than destruction of neutral grains. Other effects which arise for charged dust and influence the rates of its destruction are also discussed.

1. Введение

Эволюция межзвездной пыли интенсивно изучается в современной астрофизике. Решаемые задачи охватывают все стадии жизненного цикла пыли: формирование [1, 2], рост [3, 4], изменение структуры [5] и, наконец, разрушение [6, 7]. Среди деструктивных процессов основными являются фоторазрушение, распыление частицами газа с высокой энергией и фрагментация при столкновениях пылинок друг с другом. Ранее нами была разработана модель эволюции пыли, включающая в себя все эти процессы [8], при этом предполагалось, что

углистые пылинки состоят из гидрогенизированного аморфного углерода (ГАУ). Ключевым элементом модели является рассмотрение реструктуризации углистых пылинок из алифатического состояния в ароматическое за счет дегидрогенизации под воздействием ультрафиолетового поля излучения. Этот процесс неоднократно наблюдался в лаборатории [9], исследован теоретически [10] и, судя по наблюдениям [11], происходит в МЗС.

В данной работе проведено исследование влияния электрического заряда на перечисленные выше процессы. Важность этой задачи обусловлена тем, что в МЗС пылинки, в среднем, обладают зарядом. Как показано в работе [4], в процессах коагуляции электрический заряд играет немаловажную роль. Поэтому необходимо рассмотреть, насколько существенен заряд для деструктивных процессов.

2. Влияние заряда на свойства пылинки

В рамках представленной модели заряд пылинки может влиять на ее оптические свойства и выход фотоионизации, которые учитываются при рассмотрении процесса фоторазрушения. Если оптические свойства нейтральных ГАУ-пылинок изучены хорошо [10], то свойства заряженных ГАУ не определены ни экспериментально, ни теоретически. Однако из результатов работы [5] можно сделать вывод о том, что в МЗС мелкие пылинки быстро ароматизируются даже при среднем межзвездном поле излучения в ближайшей окрестности Солнца [12]. Свойства ароматизированных ГАУ схожи со свойствами полициклических ароматических углеводородов (ПАУ), так как имеют те же колебательные переходы. Для ПАУ известно, как меняются эти переходы при наличии у молекулы заряда [13]. На рис. 1 (слева) показано, как отличаются эффективности поглощения для нейтральных и заряженных ГАУ в предположении об их схожести с ПАУ. Различие в интенсивностях инфракрасных (ИК) эмиссионных полос ведет к различию константы скорости испускания ИК-фотона (k_{IR}) для пылинки, что отражено на рис. 1 (справа). Видно, что заряженные пылинки в несколько раз быстрее испускают ИК-фотоны, чем нейтральные.

Выход фотоионизации Y_{ion} для ПАУ детально рассчитан в работе [14]. Я делаю предположение, что для мелких ароматизированных ГАУ этот выход может быть посчитан так же. Из рис. 2 (слева) видно, что Y_{ion} падает с величиной заряда, то есть оторвать электрон у положительно заряженной пылинки сложнее, чем у нейтральной.

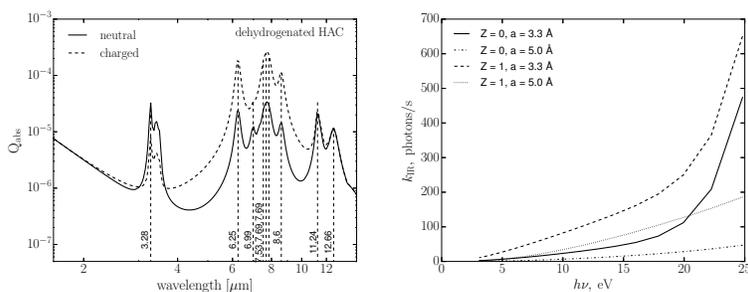


Рис. 1. Слева: оптические свойства заряженных и нейтральных ГАУ; справа: константа скорости испускания ИК-фотонов для нейтральных и заряженных пылинок с радиусами 3.3 Å и 5 Å в зависимости от энергии ионизирующего кванта.

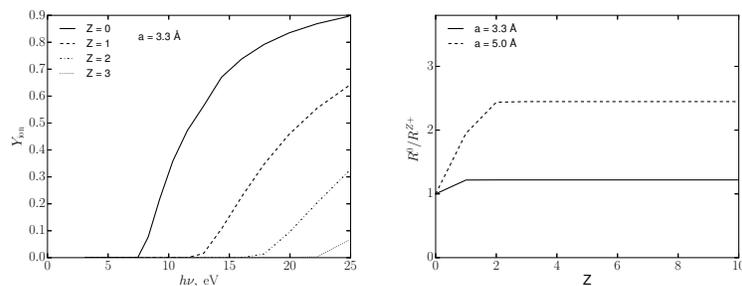


Рис. 2. Слева: выход фотоионизации в зависимости от энергии ионизирующего кванта для пылинки с радиусом 3.3 Å с зарядами 0, 1, 2, 3; справа: зависимость темпа фотодиссоциации от величины заряда для пылинок с радиусами 3.3 Å и 5 Å.

3. Сравнение темпов протекания эволюционных процессов для заряженных и нейтральных пылинок

В работе были проведены расчеты темпов протекания процессов фоторазрушения, дробления и распыления для нейтральных и заряженных пылинок. При расчете темпа фоторазрушения необходимо учитывать, что энергия фотона, попавшего в пылинку, может уходить

на испускание ИК-фотона, ионизацию и диссоциацию связи (или отрыв атома). Вероятность диссоциации (Y_{diss}) можно рассчитать, зная константы скоростей каждого из процессов (k_{IR} , k_{diss} , k_{ion}):

$$Y_{\text{diss}} = \frac{k_{\text{diss}}}{k_{\text{IR}} + k_{\text{diss}} + k_{\text{ion}}}. \quad (1)$$

Интегрируя эту величину по всем энергиям ионизирующих квантов и учитывая эффективность поглощения, получаем темп отрыва атомов при заданном потоке излучения $F(E)$ для пылинки с радиусом a :

$$R = \int_0^{\infty} Y_{\text{diss}}(a, Z, E) Q_{\text{abs}}(a, E, Z) a^2 F(E) dE. \quad (2)$$

Мною были посчитаны темпы фотодиссоциации для заряженных и нейтральных пылинок с учетом того, что для них оптические свойства и выход ионизации различны. Зависимость отношения темпов (R^0/R^{Z+}) от величины заряда Z приведена на рис. 2 (справа). Видно, что темп фотодиссоциации нейтральной пылинки с радиусом 3.3 \AA больше примерно на 30%, тогда как для пылинки с радиусом 5 \AA темп возрастает более, чем в 2 раза. Таким образом, нейтральные пылинки более устойчивы к фоторазрушению, чем заряженные.

В процессе дробления заряд играет малую роль независимо от его величины. В расчет темпа этого процесса заряд входит только через кулоновский фактор F_C , обратно пропорциональный скорости столкновения. Фрагментация начинает происходить эффективно, если эта скорость достигает около 10 км/с, но при таких скоростях F_C приближается к 1. Чуть более заметную, но также незначительную роль заряд играет и в процессе распыления крупных пылинок, где он также учитывается через F_C . Однако для самых мелких пылинок с числом атомов менее 1000, для которых разрушение может происходить в результате неупругого столкновения и передачи энергии иона посредством ион-электронного трения, темп разрушения рассчитывается аналогично фоторазрушению, и, соответственно, также занижается в несколько раз при наличии заряда у пылинки.

Отмечу дополнительные эффекты, которые могут возникать в МЗС для заряженной пыли. В условиях переменного магнитного поля заряженная пылинка может испытывать бетатронное ускорение. Чем крупнее пылинка, тем больший заряд она имеет, тем сильнее может быть ускорена. В остатках сверхновых звезд пылинки могут разгоняться до сотен км/с, и тогда процессы дробления и распыления

будут протекать чрезвычайно эффективно. Для определения темпов разрушения при бетатронном ускорении необходимы расчеты скоростей пыли и газа с помощью гидродинамических моделей с магнитным полем, что планируется провести в будущих работах.

В очень горячем газе ($T \approx 10^7 - 10^8$ К) учет заряда ведет к еще одному немаловажному эффекту — ионной полевой эмиссии, когда пылинка настолько положительно заряжена, что ионы вылетают с ее поверхности под воздействием кулоновского отталкивания. Такого состояния могут достичь только маленькие пылинки с радиусом менее 50 Å. При этом они достигают его быстрее, чем разрушаются за счет распыления. Таким образом, в горячем газе мелкие пылинки разрушаются не в результате распыления, а из-за кулоновского отталкивания.

4. Заключение

В работе проведено сравнение темпов разрушения нейтральной и заряженной пыли на основе ранее разработанной эволюционной модели. По полученным результатам можно сделать следующие выводы: а) процессы фоторазрушения и распыления ионами при неупругом взаимодействии для мелких пылинок протекают в несколько раз эффективнее для нейтральной пыли; б) темпы процессов распыления крупной пыли и дробления практически одинаковы для заряженной и нейтральной пыли, однако будут протекать с существенно более высокими темпами, если учитывать бетатронное ускорение при расчете скоростей столкновения пылинок друг с другом и газом; в) в горячем газе мелкие пылинки разрушаются в результате достижения максимального заряда и последующего за этим кулоновского отталкивания ионов.

Работа поддержана грантом РФФИ 17-02-00521.

Список литературы

1. A. S. Ferrarotti and H.-P. Gail, *A&A*, **447**, 553, 2006.
2. E. Dwek, *ApJ*, **501**, 643, 1998.
3. T. Birnstiel, C. P. Dullemond, and F. Brauer, *A&A*, **513**, A79, 2010.
4. V. V. Akimkin, *Astron. Rep.*, **59**, 747, 2015.
5. A. P. Jones, L. Fanciullo, M. Köhler, L. Verstraete, V. Guillet, M. Bocchio, and N. Ysard, *A&A*, **558**, A62, 2013.
6. B. T. Draine and E. E. Salpeter, *ApJ*, **231**, 438, 1979.
7. A. P. Jones, A. G. G. M. Tielens, and D. J. Hollenbach, *ApJ*, **469**, 740, 1996.

8. M. S. Murga, S. A. Khoperskov, and D. S. Wiebe, *Astron. Rep.*, **60**, 233, 2016.
9. V. Mennella, G. M. Muñoz Caro, R. Ruiterkamp, W. A. Schutte, J. M. Greenberg, J. R. Brucato, and L. Colangeli, *A&A*, **367**, 355, 2001.
10. A. P. Jones, *A&A*, **542**, A98, 2012.
11. P. Pilleri, C. Joblin, F. Boulanger, and T. Onaka, *A&A*, **577**, A16, 2015.
12. J. S. Mathis, P. G. Mezger, and N. Panagia, *A&A*, **128**, 212, 1983.
13. S. R. Langhoff, *The Journal of Physical Chemistry*, **100**, 2819, 1996.
14. J. C. Weingartner and B. T. Draine, *ApJS*, **134**, 263, 2001.

Временные шкалы разрушения углеводородной пыли в областях ионизованного водорода и остатках сверхновых

Сивкова Е.Э., Виебе Д.З., Мурга М.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Полициклические ароматические углеводороды (ПАУ) являются одним из основных компонентов пыли в межзвездной среде. Наблюдательные данные указывают, что в областях звездообразования углеводородные частицы эволюционируют: меняется их распределение по размерам и структурные свойства. В работе оценены временные шкалы разрушения пылевого ансамбля для различных условий, характерных для зон ионизованного водорода и остатков сверхновых. Исследовано влияние отдельных параметров среды (температуры и скорости) на темп разрушения пыли.

Timescales of the hydrocarbon dust destruction in regions of ionized hydrogen and supernova remnants

Sivkova E.E., Wiebe D.S., Murga M.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract Polycyclic aromatic hydrocarbons (PAH) are one of the main dust components in the interstellar medium. Observational data indicate that hydrocarbon particles evolve in the star-forming regions. Their size distribution and structural properties change. We estimate timescales of the destruction of the dust ensemble for different conditions typical for ionized hydrogen regions and supernova remnants. The influence of parameters of the medium (temperature and velocity) on the rate of dust destruction is studied.

1. Введение

Эволюция углеводородной пыли в областях звездообразования определяется балансом нескольких процессов, таких как фоторазрушение и реструктуризация, распыление при столкновениях с высокоэнергетичными ионами или электронами, дробление при столкновениях пылинок друг с другом. Результаты наблюдений указывают на эволюцию мелких пылинок, которая отличается от эволюции крупной пыли и чувствительна к параметрам среды. В объектах с экстремальными

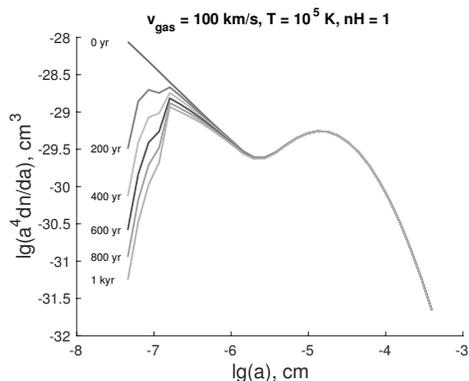


Рис. 1. Пример расчета эволюции распределения пылинок по размерам.

физическими условиями (зоны НШ, оболочки сверхновых) происходит эффективное разрушение углеводородной пыли [1].

2. Описание расчетов

В нашей модели ансамбль пылевых частиц в начальный момент времени характеризуется заданным распределением по размерам, в качестве которого было взято распределение из работы [2], где предполагается, что углеводородная пыль состоит из мелких пылинок с радиусами от 4 до 1000 Å (в том числе ПАУ с характерным размером ~ 5 Å), масса которых преобладает над массой крупных пылинок с характерным радиусом ~ 2000 Å. Пример расчета показан на рис. 1. Очевидно, что в условиях ударной волны в остатке сверхновой разрушение крупной пыли практически не происходит, тогда как частица с размером до 10 Å полностью разрушаются за время порядка 1000 лет.

Для оценки вклада различных факторов в разрушение пыли мы рассчитали эволюцию распределения пылинок по размерам и характерные времена разрушения для сетки варьируемых параметров: концентрация газа, температура, нетепловая скорость столкновения с частицами газа (ионами и электронами). Под характерным временем разрушения понимается время t_e , за которое полная масса пыли уменьшается в e раз по сравнению с массой в начальный момент времени. Основная цель проведения подобных расчетов состоит в выработке упрощенного подхода к разрушению пылинок, который можно

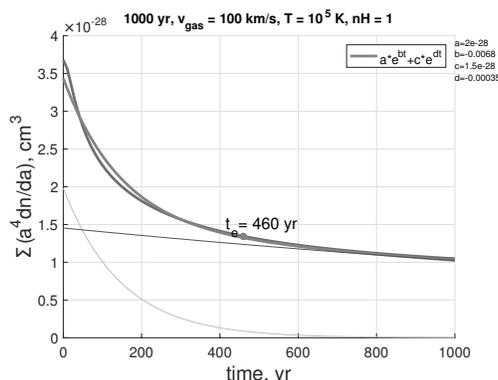


Рис. 2. Изменение массы пылевого ансамбля. Над графиком указано t_e — характерное время разрушения для данного набора физических параметров.

было бы использовать, например, в газодинамическом моделировании. Пример эволюции полной массы пыли показан на рис. 2.

Для упрощения учета процессов разрушения изменение массы пыли можно представить в виде суммы двух экспоненциальных процессов, однако, как правило, только один из которых является определяющим в разрушении. В качестве примера на рис. 2 приведены результаты аппроксимации темпа убывания массы пыли двумя экспонентами (их вклады показаны тонкими линиями). Очевидно, убывание массы пыли определяется суммой быстрого и медленного процессов. Далее мы будем обсуждать только вклад быстрого процесса, характеризуемый временем разрушения t_e^1 . Кроме того, будут приведены результаты для единичной концентрации водорода ($n_H = 1 \text{ cm}^{-3}$), так как темп разрушения пыли линейно зависит от n_H .

На рис. 3 показана зависимость характерного времени t_e^1 разрушения пылинок от температуры и скорости нетепловых столкновений с частицами газа. Очевидно, что в обоих случаях мы имеем дело с пороговыми процессами: время жизни пылинок резко сокращается для температур выше 10^6 K и скоростей выше 100 km/s .

Поскольку разрушение различных видов пылинок происходит по-разному, представляется важным определение характерных времен разрушения для каждого вида отдельно. На рис. 4 зависимость времени разрушения от параметров взаимодействия пылинок с газом по-

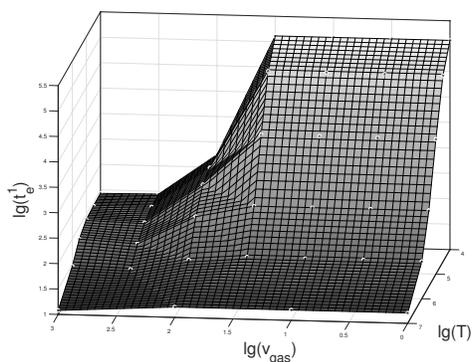


Рис. 3. Зависимость темпа разрушения пыли от температуры и скорости столкновений с частицами газа.

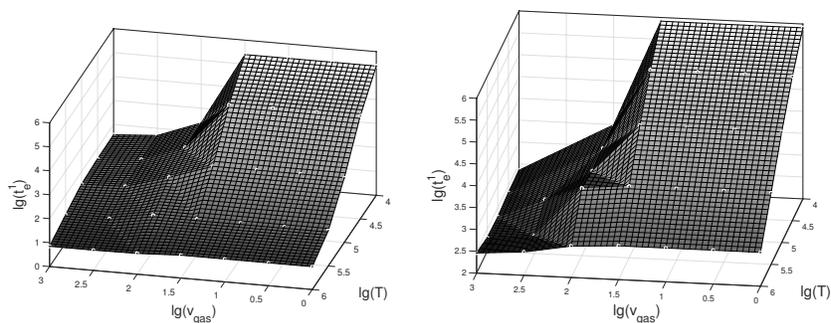


Рис. 4. Зависимость темпа разрушения ПАУ (слева) и более крупных пылинок (справа) от температуры и скорости столкновений с частицами газа.

казана отдельно для ПАУ (рис. 4, слева) и для более крупной пыли (рис. 4, справа).

Минимальное характерное время жизни ПАУ в рассмотренных условиях составляет всего около 10 лет, тогда как для более крупных пылинок оно составляет 300 лет и более (при единичной концентрации газа). Эффективное тепловое разрушение ПАУ начинается при температуре выше 10^5 К. При таких значениях температуры нетепловые столкновения практически не играют роли в разрушении самых

мелких частиц. При температуре порядка 10^4 К тепловое распыление малоэффективно; нетепловые столкновения разрушают ПАУ при скоростях выше ~ 30 км/с. Для крупных пылинок наблюдается сходная картина, но с большими «пороговыми» значениями температуры и скорости и более длительными характерными временами разрушения. В целом, можно заключить, что в остатках сверхновых необходимо учитывать и тепловое, и нетепловое разрушение. Условия в зонах НП недостаточно жестки для действия этих механизмов. Там, вероятно, основным фактором, влияющим на изменение свойств пылевого ансамбля, будет излучение.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 17-02-00521.

Список литературы

1. J. D. Slavin, E. Dwek, and A. P. Jones, *ApJ*, **803**, 7, 2015.
2. A. P. Jones, L. Fanciullo, M. Köhler, L. Verstraete, V. Guillet, M. Bocchio, and N. Ysard, *A&A*, **558**, A62, 2013.

Сравнение потоков излучения зон HII по данным из разных каталогов

Топчиева А.П.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт В статье рассматриваются данные о потоках излучения зон ионизованного водорода в инфракрасном и радио диапазонах из трех каталогов: Topchieva et al. 2018 [1], WISE и Vialactea. Представлен краткий анализ того, как использование данных из разных источников, а также различные методы обработки данных могут повлиять на теоретический анализ зон HII. В частности, рассмотрено влияние потока излучения от зон HII на оценку потока ультрафиолетовых квантов, спектрального класса источника ионизирующего излучения и массовой доли полициклических ароматических углеводородов (ПАУ). Отмечено различие данных наблюдений в дальнем ИК-диапазоне (70–500 мкм, телескоп «Herschel»), доступных в двух различных репозиториях.

Comparison of HII regions radiation fluxes from different catalogs

Topchieva A.P.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The paper considers data on infrared and radio fluxes for HII regions from three catalogs: Topchieva et al. 2018 [1], WISE, and Vialactea. This is a brief overview of how different data sources along with different data processing methods can affect the theoretical analysis of HII regions. In particular, we consider the influence of the radiation flux of the HII regions on evaluation of the ultraviolet flux, the spectral class of the ionizing radiation source and the mass fraction of polycyclic aromatic hydrocarbons (PAH). We note a difference between observational data in the far-IR band (70–500 μm , Herschel Observatory) available in two different repositories.

1. Введение

Объектом рассмотрения в данной статье являются зоны HII, привлекающие внимание простой, на первый взгляд, морфологией, для которой характерно внешнее кольцо на 8 мкм и внутренняя эмиссия на 20 см. Мы наблюдаем эти объекты во всей плоскости Галактики, и именно они являются типичными зонами образования массивных звезд спектрального класса O-B.

Многочисленные данные в инфракрасном диапазоне длин волн, полученные на космических телескопах «Spitzer», «Herschel», WISE и «Planck», наряду с наземными данными радиотелескопа VLA, составили основу для анализа данных о реальных зонах НП и их сравнения с теоретическими моделями. В частности, можно сопоставлять оценки плотности, температуры, скорости расширения, концентрации пыли различных размеров, а также спектральное распределение энергии в центре, на периферии, а также интегрально по всей зоне НП [1, 2, 3, 4]. Одним из преимуществ этих данных является возможность интерпретировать эволюцию как самой зоны НП, так и источника ионизирующего излучения. При этом, естественно, важно, чтобы данные наблюдений из различных источников были совместимы друг с другом.

В данной работе мы представляем сравнение зон НП, которые присутствуют в трех каталогах: Topchieva et al. 2018 [1], WISE¹ и Vialactea², и интерпретируем причины различий в оценках потоков в разных диапазонах.

2. Сравнение данных по зонам НП

Из исследуемых нами областей НП 33 имеют совпадения в трех каталогах. Отметим, что обработка данных, которая используется различными авторами для определения потоков излучения от зон НП в различных диапазонах, опирается на разные методики и подходы. Здесь мы не будем описывать их, так как подробное описание представлено в статьях [3, 4, 5].

Для сравнения мы построили спектральное распределение энергии (spectral energy distribution, SED) для каждого объекта в инфракрасном диапазоне (8 мкм, 12 мкм, 22 мкм, 24 мкм, 70 мкм, 160 мкм, 250 мкм, 350 мкм, 500 мкм) и в радиодиапазоне (3 см, 20 см, 21 см). На рис. 1 показаны два SED для одного и того же объекта N80, построенные с использованием данных «Herschel», почерпнутых из двух разных архивов. Начальные данные в работе [1] были взяты из данных космического телескопа «Herschel», выложенных на сайте IRSA³, а данные из каталогов WISE и Vialactea были взяты из другого ресурса данных космического телескопа «Herschel» — обзора HiGAL⁴. Как можно заметить, на 70 мкм и 160 мкм имеются различия, тогда как данные на 250 мкм, 350 мкм и 500 мкм для этого объекта практи-

¹astro.phys.wvu.edu/wise/

²<http://vialactea.iaps.inaf.it/vialactea/eng/products.php>

³<http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/Herschel/>

⁴<https://tools.asdc.asi.it/HiGAL.jsp>

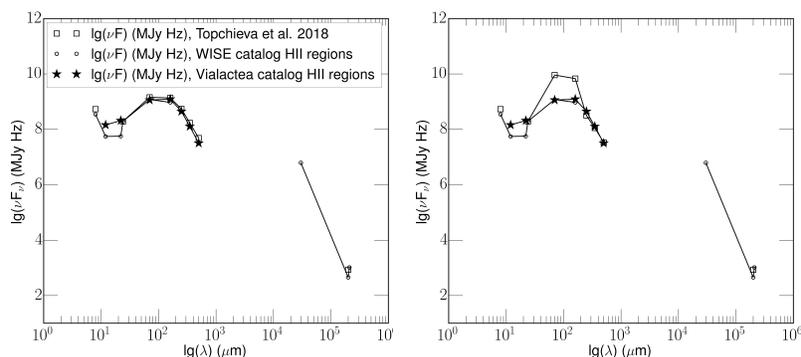


Рис. 1. Спектральное распределение энергии в объекте N80. Слева показан спектр с данными из трех каталогов на 70 мкм, 160 мкм, 250 мкм, 350 мкм и 500 мкм, которые были загружены с сайта обзора HiGAL. Справа показан спектр с данными ресурса IRSA, который был использован в работе [1].

чески идентичны. В целом, для большинства объектов потоки на 70 мкм и 160 мкм значительно отличаются. В потоках на 250 мкм, 350 мкм и 500 мкм также часто встречаются отличия, однако они не столь существенны. В работе [1] для обработки данных на всех длинах волн использовался один и тот же алгоритм, и совпадение результатов всех каталогов в дальнем ИК-диапазоне говорит о том, что причина расхождений кроется не в алгоритме. Более вероятным представляется предположение, что данные с сайта IRSA требуют иного подхода к обработке фона на 70 мкм и 160 мкм, чем тот, что использовался в работах [1, 4].

Исходные данные наблюдений на длине волны 20 см в каталогах WISE и [4] брались из одного источника (New GPS 20cm VLA) и результаты оценки потоков практически совпадают. Соответственно, одинаковые выводы будут сделаны о параметрах зон НП, определяемых по радиопотоку (например, о спектральном классе источника ионизирующего излучения).

Интересно отметить, что в данных каталогов WISE и Vialactea есть расхождения в ближнем ИК-диапазоне. Хотя в каталогах использованы как данные «Spitzer» на 8 и 24 мкм, так и данные WISE на 12 мкм и 22 мкм, это не должно приводить к существенным различиям. Как согласно теоретическим моделям, так и согласно наблюдениям потоки излучения пыли на 22 мкм и 24 мкм не должны су-

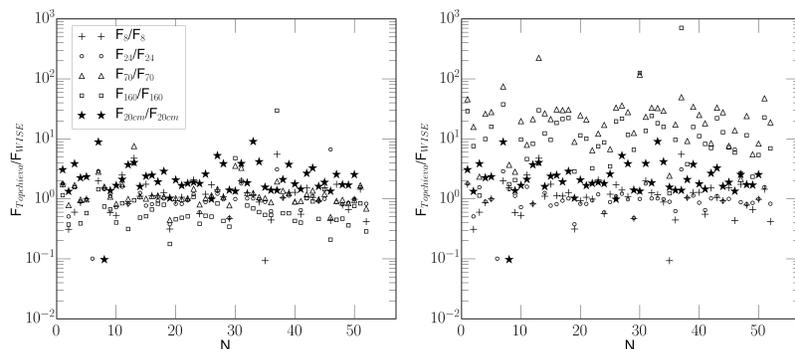


Рис. 2. Отношения потоков на всех длинах волн из каталогов [1] и WISE. Слева — данные на 70 мкм, 160 мкм, 250 мкм, 350 мкм и 500 мкм из архива обзора NiGAL, а справа — данные с ресурса IRSA, который был использован в [1].

щественно отличаться [6]. Следовательно, такого провала не должно наблюдаться.

На рис. 2 показаны отношения потоков на всех рассмотренных длинах волн для 52 зон НП из каталогов WISE и [1]. Так как в каталог Vialactea входят всего 12 объектов, которые хорошо совпадают с данными [1] (это видно на рис. 1), мы их не представляем в данной статье. Как и на предыдущем рисунке, здесь представлены отношения потоков излучения для двух источников данных космического телескопа «Herschel», что приводит к большим различиям в значениях потоков на 70 мкм и 160 мкм.

Можно заметить, что для большинства длин волн различие не велико. Вопрос остается не закрытым только для данных на 70 и 160 мкм. Тем не менее, эти данные очень важны для оценки параметров ПАУ по сеткам моделей [7]. В конкретно рассмотренном нами случае [1] это расхождение не сказалось на общем выводе об очень низкой доле ПАУ в галактических зонах НП. Оценка потока ультрафиолетовых квантов в рассмотренных объектах также мало зависит от отмеченного различия. Однако в других случаях разница в потоках может оказаться существенной и требует внимания.

3. Заключение

В работе рассмотрены данные по потокам излучения от зон НП из трех каталогов. Построены спектральные распределения энергии, которые учитываются при интерпретации и моделировании данных объектов для получения выводов о составе пыли и газа. Важно отметить, что выбор источника исходных данных может существенно повлиять на оценку параметров пыли, например массовой доли ПАУ, по сеткам моделей, предложенным в работе [7]. Неопределенности в потоках излучения на 70 мкм, 160 мкм, 12 мкм и 22 мкм могут повлиять на оценку количества мелкой пыли и ПАУ при сравнении результатов химико-динамических моделей с наблюдениями. Для этого следует использовать как можно большее число диапазонов. Тем не менее, несмотря на все трудности, обработка данных в инфракрасном диапазоне вышла на уровень количественного сопоставления результатов (см. например [8]), а также моделирование данных областей (см. например [9]). Дальнейший анализ, обработка данных и сравнение их с теоретическими моделями, являются незаменимым инструментом понимания формирования зон НП и источника ионизации.

Мы выражаем благодарность Л. Андерсону и Ф. Буфано за конструктивную обратную связь и предоставление данных по потокам излучения для зон НП, рассчитанных в их работах.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-32-00384.

Список литературы

1. A. Topchieva, D. Wiebe, and M. S. Kirsanova, *ArXiv e-prints*, 2018.
2. L. D. Anderson, T. M. Bania, D. S. Balsler, V. Cunningham, T. V. Wenger, B. M. Johnstone, and W. P. Armentrout, *ApJS*, **212**, 1, 2014.
3. F. Bufano, P. Leto, D. Carey, G. Umana, et al., *MNRAS*, **473**, 3671, 2018.
4. A. Topchieva, D. Wiebe, M. Kirsanova, and V. Krushinsky, in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse*, *ASP Conf. Ser.*, volume 510, 98 (2017).
5. L. D. Anderson, A. Zavagno, M. J. Barlow, P. García-Lario, and A. Noriega-Crespo, *A&A*, **537**, A1, 2012.
6. K. I. Smirnova, D. S. Wiebe, and A. V. Moiseev, *Open Astronomy*, **26**, 88, 2017.
7. B. T. Draine and A. Li, *ApJ*, **657**, 810, 2007.
8. L. D. Anderson, A. Zavagno, M. J. Barlow, P. García-Lario, and A. Noriega-Crespo, *A&A*, **537**, A1, 2012.
9. V. V. Akimkin, M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, and D. S. Wiebe, *MNRAS*, **469**, 630, 2017.

Химия при мультитарядности пылинок в протопланетных дисках

Кочина О.В., Акимкин В.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Представлена методика включения в астрохимические модели реакций с пылинками, заряд которых не ограничен околонулевыми значениями. Произведено сравнение предложенной методики со стандартной, где предполагается наличие пылинок только с зарядами $0, \pm 1$. Предлагаемый подход предназначен для корректного моделирования химической структуры протопланетных дисков с проэволюционировавшей пылью, заряд которой может быть сильно отличен от нуля.

Astrochemistry with multi-charged dust grains in protoplanetary disks

Kochina O.V., Akimkin V.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract We present an approach to treat multi-charged dust grains in astrochemical networks and compare it with the standard approach, where the grains with small charge numbers $0, \pm 1$ are considered. The proposed approach is suited for the detailed chemical modelling of protoplanetary disks with evolved dust.

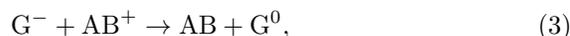
1. Введение

Наблюдения в линиях молекул являются информативным инструментом для определения физических свойств молодых звездных объектов [1]. Интерпретация подобных наблюдений требует понимания путей формирования и разрушения химических соединений и сводится к решению системы уравнений химической кинетики [2, 3]. Высокие плотности в протопланетных дисках благоприятствуют росту пылинок [4], которые являются важным агентом в реакциях вымерзания летучих соединений и рекомбинации ионов [5]. В астрохимических сетках химических реакций пылинки, как правило, рассматриваются как отдельный компонент, с которым происходят реакции наравне с другими соединениями. Поскольку скорости рекомбинации ионов на поверхности пылинок сильно зависят от наличия заряда у пылинок, вводятся отдельные фракции пылинок с заряда-

ми $0, \pm 1, \pm 2, \dots$ [6, 7, 8, 9]. Заряд пылинки для случая плазменной зарядки, которая доминирует в центральной плоскости диска, пропорционален ее размеру и даже для умеренных размеров пылинок $\sim 10 - 100 \mu m$ может достигать десятков и сотен. Детальная трактовка таких высоких зарядов в астрохимической сетке сильно затруднена, поскольку добавление каждого нового зарядового числа приводит к увеличению числа реакций в сетке и неприемлемому росту вычислительных затрат. В данной работе предложен подход к описанию реакций с заряженными пылинками, в котором нет упомянутых ограничений на максимальное зарядовое число.

2. Описание метода

В классическом подходе к учету заряженных пылинок в сетке химических реакций учитываются реакции взаимодействия электронов и ионов с заряженными (G^+ , G^-) и нейтральными (G^0) пылинками:



Последние две реакции рекомбинации ионов могут быть и диссоциативными ($\dots \rightarrow A + B + \dots$). В таком подходе при добавлении дополнительных зарядовых чисел, например, при переходе от ± 1 к ± 2 , в сетку химических реакций необходимо ввести четыре дополнительных реакции. В то время как для малых максимально рассматриваемых зарядовых чисел (~ 10) такой переход возможен, для условий протопланетных дисков, где заряды пылинок могут быть тысячи e^- , эта трактовка неприменима.

В предлагаемом нами подходе отсутствуют такие компоненты как G^+ , G^0 , G^- , но вводится один компонент ge^- , представляющий собой избыток электронов на поверхности пылинок по отношению к нейтральной пыли. Его концентрация может быть отрицательной, что означает, что средний заряд пыли в заданном объеме положителен. В таком случае указанные выше реакции заменяются лишь на две следующие вне зависимости от максимально рассматриваемого заряда пылинок:



Псевдо-компонент FREEZE описывает прилипание электронов аналогично подходу, используемому для описания вымерзания летучих соединений. Дополнительно может быть введена реакция фотоионизации пылинки:



Хотя система уравнений химической кинетики в данном подходе заметно упрощается, вся сложность скрывается за расчетом коэффициентов скоростей реакций. Без сильного уменьшения общности будем считать, что пылинки имеют некоторый характерный размер a . Пусть f_Z — функция распределения пылинок размером a по зарядовым числам, которую можно найти с помощью стандартных подходов [10]. Коэффициент скорости реакции 5 тогда будет рассчитываться как

$$R_e = s_e \pi a^2 v_{\text{th},e} \sum_{Z=-\infty}^{\infty} \max\left(1 + \frac{1.6 \cdot 10^{-3} Z}{a T_g}, 0\right) f_Z, \quad (8)$$

где s_e — коэффициент прилипания электронов, $v_{\text{th},e}$ — тепловая скорость электронов, T_g — температура газа. Для реакции (6) коэффициент скорости записывается аналогично:

$$R_i = s_i \pi a^2 v_{\text{th},i} \sum_{Z=-\infty}^{\infty} \max\left(1 - \frac{1.6 \cdot 10^{-3} Z}{a T_g}, 0\right) f_Z. \quad (9)$$

3. Сравнение со стандартным подходом

Здесь мы приводим апробацию разработанного подхода для расчета химической структуры типичного протопланетного диска: $M_{\text{disk}} = 0.02 M_{\odot}$, $R_c = 100 \text{ au}$, $\Sigma_{\text{gas}} \propto 1/R$, $M_{\star} = 1 M_{\odot}$, $a = 0.1 \mu\text{m}$ на момент времени 3 млн. лет. На рис. 1 представлено распределение по вертикальному срезу диска доминантных по концентрации ионов — компонентов, которые должны быть чувствительны к присутствию заряженных пылинок. Доминантный ион, изображенный черным цветом, соответствует предлагаемому подходу, серым — стандартному с зарядами пылинок $0, \pm 1$. Для расчета в рамках стандартного подхода нами было использована модель [11]. Для размера пылинки $a = 0.1 \mu\text{m}$ не ожидаются большие зарядовые числа для температур, характерных для протопланетных дисков, и стандартный подход применим. Видно, что в целом структуры очень похожи, что также свидетельствует о корректности нового подхода. Отличия видны лишь в атмосфере диска, где важна фотозарядка пылинок, не учитываемая в модели сравнения, но рассчитываемая согласно [12] в новом случае.

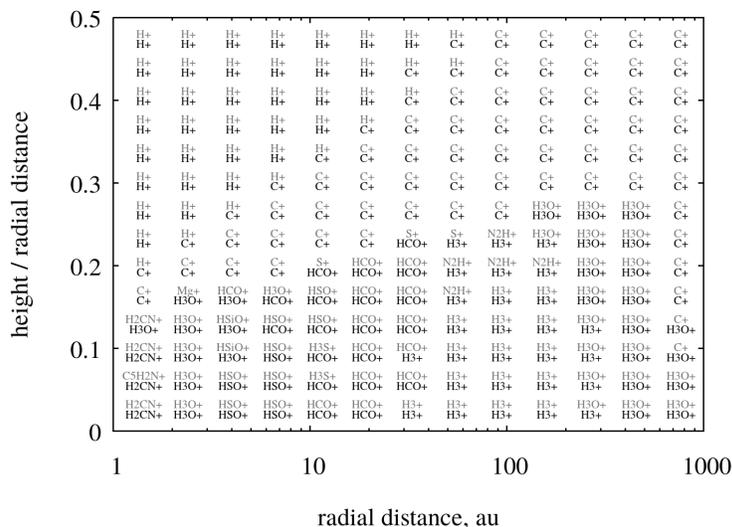


Рис. 1. Распределение по радиусу и высоте доминантных по концентрации ионов в протопланетном диске. Черный цвет соответствует предлагаемому подходу, серый цвет — стандартному подходу при предположении, что зарядовые числа пылинок ограничены значениями $0, \pm 1$.

4. Выводы

Представлен подход к включению пылинок с большими зарядовыми числами в астрохимические сетки реакций. Для этого вводится компонент, соответствующий общему количеству электронов на поверхности пылинок, а коэффициенты скоростей реакций рассчитываются на основе балансных уравнений для зарядки пылинок в плазме. Для случая малых размеров пылинок, т.е. когда справедливы оба подхода, рассчитана химическая структура протопланетного диска. Сравнение двух подходов в терминах распределения по диску доминантных ионов показало хорошее согласие в плотных частях диска и некоторые различия в засвеченных областях, которые объясняются дополнительным учетом в новом подходе фотоэлектрической зарядки пылинок. Предлагаемый подход предназначен для корректного моделирования химической структуры дисков с проэволюционирующей пылью, заряд которой может быть сильно отличен от нуля.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда 17-12-01441.

Список литературы

1. Y. Pavlyuchenkov, D. Wiebe, B. Shustov, T. Henning, R. Launhardt, and D. Semenov, *ApJ*, **689**, 335-350, 2008.
2. D. McElroy, C. Walsh, A. J. Markwick, M. A. Cordiner, K. Smith, and T. J. Millar, *A&A*, **550**, A36, 2013.
3. V. Wakelam, J.-C. Loison, E. Herbst, B. Pavone, et al., *ApJS*, **217**, 20, 2015.
4. T. Birnstiel, M. Fang, and A. Johansen, *Space Sci. Rev.*, **205**, 41, 2016.
5. R. T. Garrod, S. L. Widicus Weaver, and E. Herbst, *ApJ*, **682**, 283-302, 2008.
6. D. Semenov and D. Wiebe, *ApJS*, **196**, 25, 2011.
7. M. Ruaud, J. C. Loison, K. M. Hickson, P. Gratier, F. Hersant, and V. Wakelam, *MNRAS*, **447**, 4004, 2015.
8. A. J. Cridland, R. E. Pudritz, and M. Alessi, *MNRAS*, **461**, 3274, 2016.
9. P. Woitke, M. Min, C. Pinte, W.-F. Thi, et al., *A&A*, **586**, A103, 2016.
10. B. T. Draine and B. Sutin, *ApJ*, **320**, 803, 1987.
11. T. Molyarova, V. Akimkin, D. Semenov, T. Henning, A. Vasyunin, and D. Wiebe, *ApJ*, **849**, 130, 2017.
12. J. C. Weingartner and B. T. Draine, *ApJS*, **134**, 263, 2001.

Химическая эволюция протопланетных дисков: проблема начальных условий

Вибе Д.З.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт В статье рассматривается влияние начальных условий на результаты моделирования химической эволюции протопланетных дисков.

Chemical evolution of protoplanetary disks: the problem of initial conditions

Wiebe D.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The influence of initial conditions on results of modeling of the chemical evolution in protoplanetary disks is considered.

1. Введение

В настоящее время одним из ключевых направлений астрофизических исследований становится изучение протопланетных дисков, то есть газо-пылевых дисков, окружающих молодые звезды, в которых предположительно происходит формирование планетной системы. В значительной степени углубление наших познаний об этих объектах происходит благодаря развитию наблюдений молекулярных линий, что позволяет делать выводы о структуре, кинематике, массе протопланетных дисков. Однако пространственное распределение различных молекул в диске и его эволюция подчиняются сложным закономерностям [1], и потому интерпретация результатов наблюдений возможна лишь при условии детального понимания химических процессов, происходящих в различных регионах диска.

Ситуация осложняется тем, что химическая эволюция диска является продолжением химической эволюции протозвездного объекта, и результаты моделирования диска могут существенно зависеть от того, какой именно молекулярный состав используется в качестве химических начальных условий. В представленной работе мы анализируем ход химической эволюции типичного протопланетного диска при различных предположениях о предшествующем, «дозвездном» этапе.

2. Модель

Расчеты проводятся в нескольких представительных точках срединной плоскости типичного протопланетного диска. За основу взята модель диска из работы [2] с массой около $0.01 M_{\odot}$ и темпом аккреции $10^{-9} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$. Физические параметры в рассматриваемых точках таковы: M1 (~ 3 а.е. от звезды) — $n = 8 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T = 100 \text{ К}$, $\zeta = 10^{-15} \text{ с}^{-1}$; M2 (10 а.е.) — $n = 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T = 50 \text{ К}$, $\zeta = 10^{-16} \text{ с}^{-1}$; M3 (100 а.е.) — $n = 4 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T = 20 \text{ К}$, $\zeta = 10^{-17} \text{ с}^{-1}$; M4 (250 а.е.) — $n = 2 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$, $T = 10 \text{ К}$, $\zeta = 10^{-17} \text{ с}^{-1}$. Здесь n — концентрация газа, T — температура газа и пыли (они полагаются равными), ζ — скорость ионизации космическими лучами. Эволюция в дозвездном облаке (далее модель Р) происходит при следующих параметрах: $n = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $T = 10 \text{ К}$, $\zeta = 1.3 \times 10^{-17} \text{ с}^{-1}$. Эти параметры используются для интегрирования уравнений химической кинетики с использованием сетки реакций и начальных условий из работы [2]. В модели учитываются газофазные химические реакции, процессы адсорбции и десорбции и химические реакции на поверхностях пылинок. Для пыли принято степенное распределение по размерам с показателем -3.5 , нижним пределом 0.005 мкм и верхним пределом a_{max} , используемым в качестве параметра.

3. Результаты

Длительность стадии дозвездного облака

В этом разделе мы рассматриваем зависимость результатов моделирования молекулярного состава диска от длительности предшествующей стадии дозвездного облака $\tau_{\text{р}}$. Длительность этой стадии обычно принимается равной 1 млн. лет, но ее реальное значение известно плохо. Молекулярный состав ряда дозвездных объектов наилучшим образом согласуется с результатами расчетов для возраста порядка 10^5 лет [3]. С другой стороны, статистика дозвездных и протозвездных объектов (Class 0 и Class I) указывает на суммарную длительность этих стадий около 0.5 млн. лет [4]. Хотя в обоих случаях имеется проблема определения нуля-пункта, можно считать, что длительность «додисковой» стадии может составлять от 10^5 до 10^6 лет.

Расчет производится следующим образом. Сначала на протяжении времени $\tau_{\text{р}}$ моделируется химическая эволюция с параметрами среды для модели Р. Затем полученные результаты используются в качестве начальных условий для одной из точек диска. Эволюция дис-

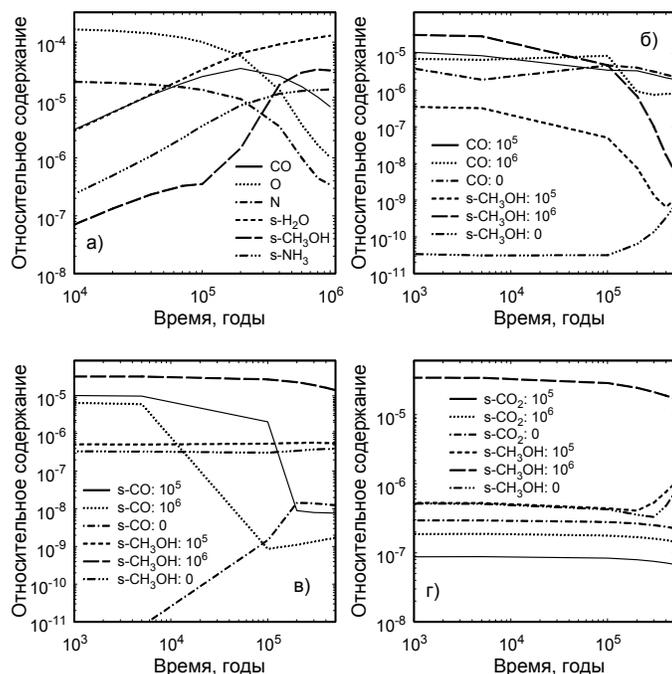


Рис. 1. На панели (а) показана эволюция содержания ряда компонентов на стадии дозвездного облака. На остальных панелях представлена эволюция содержания некоторых молекул на пыли и в газе в диске в зависимости от длительности стадии P (длительность в годах указана в легенде) для точек M2 (б), M3 (в) и M4 (г).

ка моделируется на протяжении 500 тыс. лет. Максимальный размер пылинок во всех случаях принят равным 1 мкм.

Разброс значений τ_p критичен для последующей эволюции диска, особенно в точках M1 и M2. Как видно из рис. 1а, в интервале времени от 10^5 до 10^6 лет существенно меняется состав пылевых мантий. В частности, сильно растет поверхностное содержание метанола, который ко времени 10^6 лет становится основным углеродсодержащим соединением (после 10^5 лет эволюции большая часть атомов С входит в состав CO).

Распределение атомов углерода по различным соединениям на стадии Р определяет их дальнейшую эволюцию в диске. На рис. 1б показано изменение содержания оксида углерода и метанола в диске (точка М2) в зависимости от длительности дозвездной стадии. Рассмотрены варианты с длительностью 10^5 и 10^6 лет. Для сравнения показан также вариант, когда дозвездная стадия игнорируется и химическая эволюция диска начинается с атомарного состава. Очевидно, что разброс в газофазном содержании СО, связанный с выбором начальных условий для диска, составляет несколько раз на протяжении 500 тыс. лет, что с учетом прочих неопределенностей представляется приемлемым. Содержание льда метанола зависит от начальных условий в большей степени. Пренебрежение дозвездным этапом ожидаемо приводит к очень низкому содержанию поверхностного метанола (для обозначения поверхностных компонентов используется префикс «s-»). Однако и при ненулевой длительности стадии Р в разных моделях содержание метанола на большей части времени различается более чем на порядок. Схождение к одному значению наблюдается только после нескольких сотен тысяч лет эволюции диска.

На панелях рис. 1в и рис. 1г показаны результаты расчета для точек М3 и М4 (периферия диска). Из-за невысокой температуры (10–20 К) основные отличия наблюдаются для поверхностных компонентов. В моделях с $\tau_{\text{P}} = 10^6$ лет почти весь углерод изначально связан в поверхностном метаноле; в моделях с $\tau_{\text{P}} = 0$ и 10^5 лет содержание s-CH₃ОН почти одинаково и на два порядка меньше, чем в моделях с $\tau_{\text{P}} = 10^6$ лет. Интересно, что поверхностное содержание СО в моделях с $\tau_{\text{P}} = 10^5$ и 10^6 лет в точке М3 (рис. 1в) изначально почти одно и то же, однако потом начинает расходиться (сплошная и пунктирная линии на рис. 1в).

На рис. 1г показана эволюция льдов s-CO₂ и s-CH₃ОН в самой далекой точке диска (М4). Содержание s-CO₂ в пределах неопределенности не зависит от начальных условий. Содержание поверхностного метанола в первые 100 тыс. лет эволюции диска сильно зависит от принятого значения τ_{P} , будучи существенно ниже в моделях с $\tau_{\text{P}} = 0$ и 10^5 лет. Однако после этого времени содержание s-CH₃ОН начинает расти, и примерно через 1 млн. лет при всех трех значениях τ_{P} становится примерно равным.

Эволюция пыли

Еще одна существенная проблема, возникающая при химическом моделировании дисков, состоит в возможном различии свойств пыли в диске и в молекулярном облаке. В предыдущем подразделе и для дозвездной стадии, и для диска использовалось распределение пылинок по размерам, подобное модели MRN [5]. Однако есть очевидные основания полагать, что параметры пылинок в диске будут отличаться от параметров пыли в родительском молекулярном облаке, поскольку «протопланетный» статус диска подразумевает некую эволюцию пылевых частиц. В этом случае при переходе от химического состава облака к химическому составу диска возникает проблема эволюции пылевых мантий.

В упрощенном рассмотрении поверхностных процессов [6] учитывается не каждая пылинка в отдельности, а полная площадь всех пылинок в единице объема. Фактически, такой подход означает, что поверхностные компоненты с разных пылинок могут взаимодействовать друг с другом. Это подход, очевидно, неверен, но он существенно упрощает расчеты, а вносимая им погрешность может оказаться не столь значительной [7]. Однако даже в этом случае необходимо принять какой-то алгоритм, описывающий эволюцию мантий при изменении параметров пылинок, например (в самом простом случае) изменение a_{\max} .

Самый простой подход состоит в том, чтобы *все* поверхностные компоненты при изменении параметров ансамбля пылинок оставались в составе мантий. Это означает, например, что при коагуляции пылинок их мантии также полностью объединяются. Однако при столкновениях пылинок в зависимости от их относительной скорости может происходить как слияние мантий, так и их разрушение. Более того, исход столкновения может зависеть от состава мантий. Выше было показано, что химическая эволюция диска существенно зависит от того, какой состав мантий сформировался на дозвездной стадии. Очевидно, результаты моделирования молекулярного состава диска будут определяться и тем, насколько эффективно льды сохраняются при переходе вещества из молекулярного облака в диск. Ответить на вопрос об эволюции ледяных мантий при формировании протопланетного диска из вещества молекулярного облака требуется детальное моделирование. Ситуация осложняется тем, что этот процесс, по крайней мере, в центральных областях диска, может сопровождаться полным разрушением пылинок с последующей реконденсацией твердого вещества.

4. Заключение

В работе рассмотрено влияние начальных условий на результаты моделирования химической эволюции протопланетных дисков. Показано, что некоторые аспекты предсказываемого химического состава протопланетного диска существенно зависят от предположения о длительности «додисковой» стадии. Обсуждается необходимость учета эволюции пыли при переходе от молекулярного облака к диску.

Работа поддержана грантом РФФИ 17-02-00644.

Список литературы

1. T. Henning and D. Semenov, *Chemical Reviews*, **113**, 9016, 2013.
2. T. Molyarova, V. Akimkin, D. Semenov, T. Henning, A. Vasyunin, and D. Wiebe, *ApJ*, **849**, 130, 2017.
3. O. V. Kochina, D. S. Wiebe, S. V. Kalenskii, and A. I. Vasyunin, *Astron. Rep.*, **57**, 818, 2013.
4. N. J. Evans, II, M. M. Dunham, J. K. Jørgensen, M. L. Enoch, et al., *ApJS*, **181**, 321-350, 2009.
5. J. S. Mathis, W. Rumpl, and K. H. Nordsieck, *ApJ*, **217**, 425, 1977.
6. T. I. Hasegawa, E. Herbst, and C. M. Leung, *ApJS*, **82**, 167, 1992.
7. A. I. Vasyunin, D. A. Semenov, D. S. Wiebe, and T. Henning, *ApJ*, **691**, 1459, 2009.

Химический состав льдов в протопланетных дисках

Молярова Т.С., Акимкин В.В., Шустов Б.М.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Астрохимическое моделирование протопланетных дисков позволяет делать предсказания о химическом составе вещества вокруг молодых звездных объектов. Это же вещество впоследствии входит в состав объектов будущей планетной системы. В частности, состав кометных льдов предположительно несет в себе отпечаток химического состава исходного материала в протопланетном диске. В работе исследуется химический состав льдов в ансамбле моделей протопланетных дисков с различными параметрами, такими как размер и масса диска. Выделены области диска, состав льдов в которых близок к наблюдаемому составу кометных льдов в Солнечной системе. Рассмотрена зависимость положения этой области от параметров диска.

Chemical composition of ices in protoplanetary disks

Molyarova T.S., Akimkin V.V., Shustov B.M.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract Astrochemical modeling of protoplanetary disks allows predicting chemical composition of gas and ice around young stellar objects. The circumstellar matter is an initial material that makes up a future planetary system. Cometary ices are supposed to trace the chemical composition to the composition of ices in the protoplanetary disk. In this study, chemical composition of ices in protoplanetary disks is investigated for an ensemble of models with different parameters, like disk mass and size. We describe the disk regions where the abundances of major ices are similar to those observed in comets in the Solar System. The dependence of the position of this region on disk parameters is investigated.

1. Введение

Считается, что состав кометных льдов отражает химический состав протосолнечной туманности, так как за 4.6 млрд. лет эволюции кометные ядра не претерпели значительных изменений [1]. Хотя поверхность комет подвергается влиянию солнечного излучения во время пролетов вблизи Солнца, их недра по-прежнему могут содержать льды, образованные еще на протопланетной стадии эволюции Солнечной системы. Состав комы после прохождения перигелия, когда верх-

ний, прежде подвергавшийся воздействию Солнца, слой льдов уже испарен, таким образом, может свидетельствовать о составе льдов протосолнечной туманности, при условии, что он не претерпевает значительных изменений уже в газовом состоянии [2].

Для исследования состава льдов нами была взята существующая сетка моделей протопланетных дисков, полученная в работе [3] с помощью астрохимической модели ANDES [4]. На основе имеющегося ансамбля химических моделей дисков возрастом 3 млн. лет с различными размерами, массами, параметрами центральных звезд проводится сравнение состава льдов с составом комет Солнечной системы. Подробное описание моделей и параметров изложено в [3].

2. Состав льдов

В рассмотренных моделях наиболее распространенными интегрально по диску льдами являются CO, CO₂, H₂O, CH₄ и NH₃ [3], а также C₃H₄, HCN, N₂ и C₂H₆. В кометах Солнечной системы доминируют H₂O, CO, CO₂ и CH₃OH, а содержание CH₄, C₂H₆, NH₃, H₂S и H₂CO по отношению к воде может превышать 1% [2]. В то время как некоторые молекулы в кометах происходят исключительно из испаренного льда, другие могут образовываться и в газовой фазе, а также разрушаться под действием солнечного ультрафиолетового (УФ) излучения. CO и H₂CO относятся к числу молекул, содержание которых определяется как составом льдов, так и химией в коме [2].

Радиальные распределения поверхностных плотностей основных льдов для двух моделей дисков показаны на рис. 1. Почти все льды, за исключением воды, находятся за пределами ~ 10 а.е. Радиальное распределение воды имеет два максимума: в окрестности 2 а.е. и во внешней части диска, за пределами 10 а.е. Такая особенность связана с двумя разными механизмами формирования. Близко к звезде водяной лед в основном образуется за счет замерзания водяного пара, образовавшегося в газовой фазе; во внешних же областях вода формируется сразу в ледяной фазе, на поверхности пылинок. Суммарное содержание льдов не превышает 0.5% от массы молекулярного водорода.

Полученные в моделях содержания мы сравниваем с содержаниями, измеренными в Солнечной системе. В кометах долгопериодических и короткопериодических комет и, в частности, кометы Чурюмова-Герасименко до и после прохождения перигелия характерные значения массовой доли CO и CO₂ по отношению к воде лежат в диапазоне 0.1–100% и 1–50%, соответственно (см. рис. 1 из работы [1]). Мы выде-

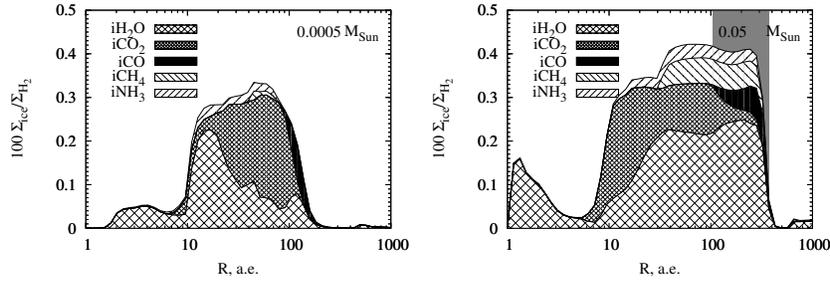


Рис. 1. Массовая доля основных льдов в дисках с массой $M_{\text{disk}} = 0.0005 M_{\odot}$ (слева) и $M_{\text{disk}} = 0.05 M_{\odot}$ (справа) в зависимости от расстояния от звезды. Масса звезды $M_{\star} = 1 M_{\odot}$, характеристический радиус диска $R_c = 100$ а.е. Серой тонировкой выделена область, в которой отношения содержаний льдов в модели диска согласуются с содержаниями молекул испаренных льдов в кометах, наблюдаемыми в Солнечной системе.

ляем те области диска, в которых содержания H_2O , CO и CO_2 удовлетворяют условиям $0.001 < \Sigma_{\text{CO}}/\Sigma_{\text{H}_2\text{O}} < 1.0$ и $0.01 < \Sigma_{\text{CO}_2}/\Sigma_{\text{H}_2\text{O}} < 0.5$, где Σ — поверхностная плотность в диске указанного молекулярного компонента. На рис. 1 серым цветом обозначена область, содержания в которой удовлетворяют данному критерию. Для дисков с характеристическим радиусом $R_c = 100$ а.е. такая область отсутствует при $M_{\text{disk}} < 0.008 M_{\odot}$, а для более массивных дисков появляется лишь в их внешних областях, за пределами 100 а.е. Возможно, именно в этих областях образовались кометы в протосолнечной туманности.

К рассмотренному критерию можно добавить также ограничение на содержание метана. В кометах наблюдаются содержания в пределах 0.1–2% от массы воды [1]. Задавшись в 5 раз менее строгим критерием $0.0002 < \Sigma_{\text{CH}_4}/\Sigma_{\text{H}_2\text{O}} < 0.1$, получаем, что почти во всех моделях диска не находится точек, содержания в которых удовлетворяют всем трем ограничениям. Как видно на рис. 1 и 2, содержание метана в областях, в которых есть согласие по $\text{CO}/\text{H}_2\text{O}$ и $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$, в несколько раз выше. В немногих моделях вместо протяженных областей диска критериям удовлетворяют лишь отдельные точки. Однако, если оставить только ограничение по CO_2 , то выделенная область гораздо шире: в случае солнечной туманности минимальной массы ($0.01 M_{\odot}$, см., например, [5]) она простирается в промежутке 20–220 а.е., в то время как при ограничении и по CO , и по CO_2 диапазон составляет

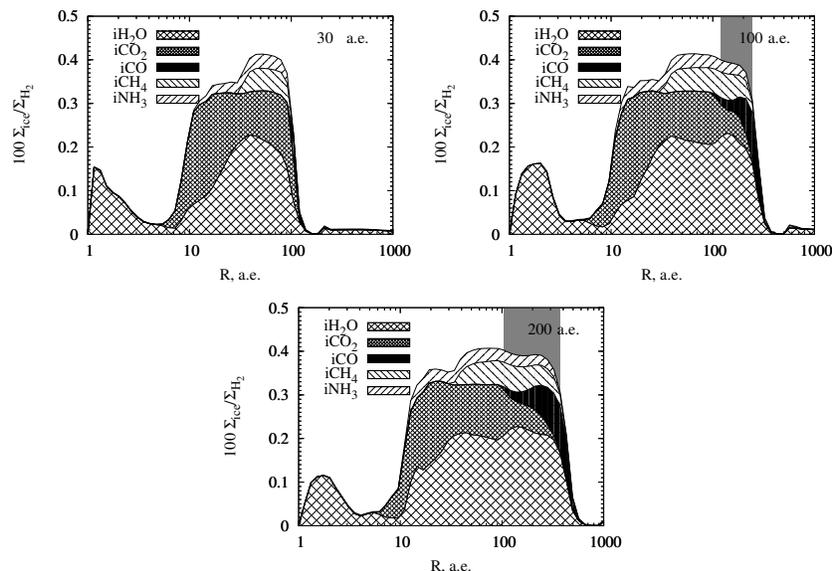


Рис. 2. Аналогично рис. 1 для дисков с характеристическим радиусом $R_c = 30$ а.е. (слева), $R_c = 100$ а.е. (справа) и $R_c = 200$ а.е. (снизу), масса диска $M_{\text{disk}} = 0.01 M_{\odot}$. Серым цветом показана область, в которой содержания льдов CO и CO₂ согласуются с наблюдаемыми в Солнечной системе.

120–220 а.е. (см. рис. 2). Таким образом, несмотря на сходства, содержание льдов в протопланетном диске не в точности повторяет состав комет даже при наложении более мягких условий, чем дают экспериментальные данные.

3. Параметры диска

Как иллюстрирует рис. 1, содержание льдов в диске и соотношения между этими содержаниями заметно зависят от массы диска. В менее массивных дисках в целом меньше льдов, чем в массивных. Это объясняется тем, что в более массивных и, следовательно, более плотных дисках большая часть объема диска находится в его холодной экваториальной плоскости и менее подвержена разрушительному действию УФ-излучения. По той же причине в маломассивных дисках в целом меньше разнообразие льдов и относительное содержание соединений помимо воды и углекислого газа.

Характеристический радиус R_c , задающий масштаб экспоненциального спада поверхностной плотности диска с удалением от звезды, также влияет на содержание льдов (рис. 2). В компактных дисках плотность за пределами 100 а.е. слишком низкая, и льды эффективно разрушаются межзвездным УФ-излучением, а в более протяженных содержание льдов остается довольно высоким на расстояниях до 300–500 а.е.

4. Заключение

В представленной работе проведено сравнение химического состава комет Солнечной системы с результатами астрохимического моделирования льдов в протопланетных дисках. В обоих случаях наиболее обильными являются одни и те же соединения: CO, H₂O, N₂O. Анализ относительных содержаний льдов в разных моделях и в различных областях дисков показал:

- Химический состав льдов существенно зависит от радиуса и массы диска. Больше всего он близок к кометному в протяженных массивных дисках.
- Согласие с составом комет по содержаниям CO/H₂O и CO₂/H₂O достигается на расстоянии более 100 а.е. от звезды и в моделях с $M_{\text{disk}} > 0.008 M_{\odot}$.
- Дополнительное ограничение на содержание метана приводит к полному отсутствию областей, в которых содержания CO/H₂O, CO₂/H₂O, CH₄/H₂O согласуется с кометными данными. Согласие только по CO₂/H₂O достигается в более протяженном диапазоне радиальных расстояний для всех рассмотренных моделей дисков.

Полученные результаты могут свидетельствовать либо о неполноте нашего понимания химической структуры протопланетных дисков, о существенном перемешивании вещества в протосолнечной туманности, либо о том, что содержание CO в комах комет обусловлено не только чистым испарением кометного льда, но и химическими процессами в коме. Кандидатом в такой процесс является фотодиссоциация CO₂.

Работа поддержана грантом РФФ 17-12-01441.

Список литературы

1. B. Shustov, M. Sachkov, A. I. Gómez de Castro, J. C. Vallejo, E. Kanev, and V. Dorofeeva, *Ap&SS*, **363**, 64, 2018.
2. P. Caselli and C. Ceccarelli, *A&A Rev.*, **20**, 56, 2012.
3. T. Molyarova, V. Akimkin, D. Semenov, T. Henning, A. Vasyunin, and D. Wiebe, *ApJ*, **849**, 130, 2017.
4. V. Akimkin, S. Zhukovska, D. Wiebe, D. Semenov, Y. Pavlyuchenkov, A. Vasyunin, T. Birnstiel, and T. Henning, *ApJ*, **766**, 8, 2013.
5. J. P. Williams and L. A. Cieza, *ARA&A*, **49**, 67, 2011.

Химия соединений дейтерия в модели с мультидисперсной пылью

Кочина О.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Сложные органические молекулы в межзвездной среде в основном формируются на поверхности пылинок, потому в астрохимическом моделировании необходимо корректно учитывать пылевую химию. Космические пылинки в межзвездной среде различаются по размерам и другим параметрам. В данной работе рассматривается влияние, которое оказывает учет мультидисперсной пыли на химическую эволюцию дейтерированных компонентов.

Chemistry of deuterated species in the presence of multiple dust populations

Kochina O.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract Complex organic molecules in the interstellar medium (ISM) generally form on the surface of dust particles, so accurate calculation of surface processes is highly important. Cosmic dust particles in the ISM differ by size and other parameters. Here the influence of the presence of small grains on chemical evolution of deuterated species is studied.

1. Введение

Спектральные обзоры являются основным источником информации о регионах звездообразования и протекающих в них процессах. С развитием техники число химических компонентов входящих в обзоры все более возрастает, чувствительные инструменты обнаруживают линии ранее не наблюдавшиеся, идентифицируются изотопные модификации известных молекул. Основной задачей вычислительной астрохимии является определение физических условий, характеризующих регион, что требует также и корректного подхода к учету протекающих в регионе химических процессов. Поверхностная химия дает значительный вклад в химическую эволюцию объекта: именно на поверхности пылинок образуются сложные соединения, которые затем путем десорбции возвращаются в газовую среду. В межзвездной среде пылинки различаются по ряду параметров: размер, химический

состав, оптические свойства. Чтобы корректно учитывать вклад пылевой химии в химическую эволюцию, необходимо включать в расчеты несколько населений пыли. В данной работе было исследовано влияние мультidisперсной пыли на эволюцию содержаний дейтерированных соединений в типичном протозвездном объекте.

2. Модель протозвездного объекта

В работе использована модель PRESTA: одномерная модель химической эволюции молекулярного облака с центральным источником излучения и освещенного внешним полем [1, 2, 3, 4]. В данной версии модели (модель MD) 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 [3]. Температуры населений пыли рассчитывались при помощи модели переноса излучения с учетом стохастического нагрева пылинок различных размеров и химических составов [5] при влиянии внешнего и внутреннего полей излучения. Температура газа считается равной температуре крупных пылинок. Помимо модели MD рассматривается модель с единственным «классическим» населением пыли (модель D), параметры которой соответствуют «крупным» пылинкам в модели MD.

Основное внимание в работе уделяется особенностям поведения дейтерированных компонентов в условиях присутствия мелкодисперсной пыли. Для этого была взята база реакций Альбертссона и др. [6]. С учетом поверхностных реакций модель включает в себя 1879 компонентов и 47814 реакций для модели с одним населением пыли и 2413 компонентов и 61935 реакций для модели с двумя населениями пыли. В рассматриваемой поверхностной сетке реакций предполагается мгновенная десорбция части продуктов. Результаты расчета химической 1D-структуры объекта позволяют рассчитать лучевые концентрации молекул.

3. Результаты

Была рассчитана химическая эволюция в рамках двух моделей. Основным интересом в исследовании было проследить насколько схожими будут эволюции различных изотопных модификаций и найти причины различий, если они будут выявлены. На рисунках представлена

эволюция содержаний для некоторых особенно интересных астрохимически важных компонентов и их дейтерированных аналогов в газе (рис. 1) и на пыли (рис. 2). Удивительное единообразие продемонстрировали такие важные пары изотопных модификаций, как метанол $\text{CH}_3\text{OH}/\text{CH}_2\text{DOH}$ и вода $\text{H}_2\text{O}/\text{HDO}$. Большая же часть компонентов проявляет отклонения в эволюции содержаний только в некоторые периоды, в основном повторяя эволюционный путь основной изотопной модификации так, как HCO/DCO . Так принципиальные различия в наблюдаются в поверхностном содержании молекулы HCO по сравнению с DCO : на начальных этапах эволюции количество молекул HCO на пылинках в модели D значительно меньше относительно MD по сравнению с относительными содержаниями молекул HDO . Это связано с активным участием дейтерированных соединений в газофазной химии молекулы HCO в модели D, что разрушало молекулу, не позволяя ей в полной мере участвовать в аккреции на пылинки. После начальной перестройки химической структуры пути эволюции обеих изотопных модификаций становятся аналогичными.

Интересным оказывается появление компонентов, чьи изотопные модификации реагируют на изменения несхожим образом. Одной из таких пар являются молекулы NH и ND . На ранних этапах значительное расхождение в газофазных содержаниях молекулы NH в моделях объясняется тем, что образуется молекула преимущественно на поверхности пылинок и за счет реактивной десорбции выбрасывается в газовую фазу, и если вклад в содержание NH в модели D дает только одно население пыли, то в модели MD NH поступает с двух. Что же касается молекулы ND , то в модели с мультидисперсной пылью, поступление в газ молекулы компенсируется аккрецией на ту же пыль второго населения, что на ранних этапах уравнивает содержание молекулы в двух моделях. На более поздних временах различия между изотопными модификациями определяется количеством входящих в состав молекулы атомов. Если достаточное количество водорода позволяет получать прирост содержания молекулы в газовой фазе путем как синтеза на пылинках и десорбции, так и разрушения сложных молекул в газе, то ограниченный запас дейтерия приводит к конкуренции между газом и пылью, в результате чего значительная часть молекул ND оказывается аккрецированной на мелкие пылинки.

4. Заключение

Включение мультидисперсной пыли в модель значительно изменило ход химической эволюции для астрохимически важных компонентов.

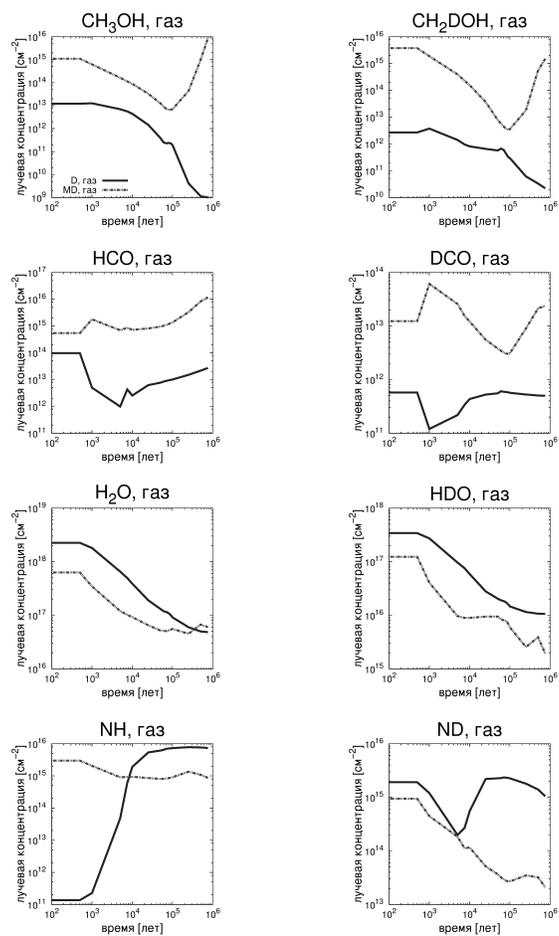


Рис. 1. Эволюция лучевых концентраций компонентов в газовой фазе.

Примечательным является то, что пути эволюции большинства дейтерированных аналогов повторили пути эволюции основных изотопных модификаций. Различия же в эволюционных особенностях между модификациями чаще всего объясняются конкуренцией между газом и пылью за ограниченное число компонентов, содержащих атомы дейтерия.

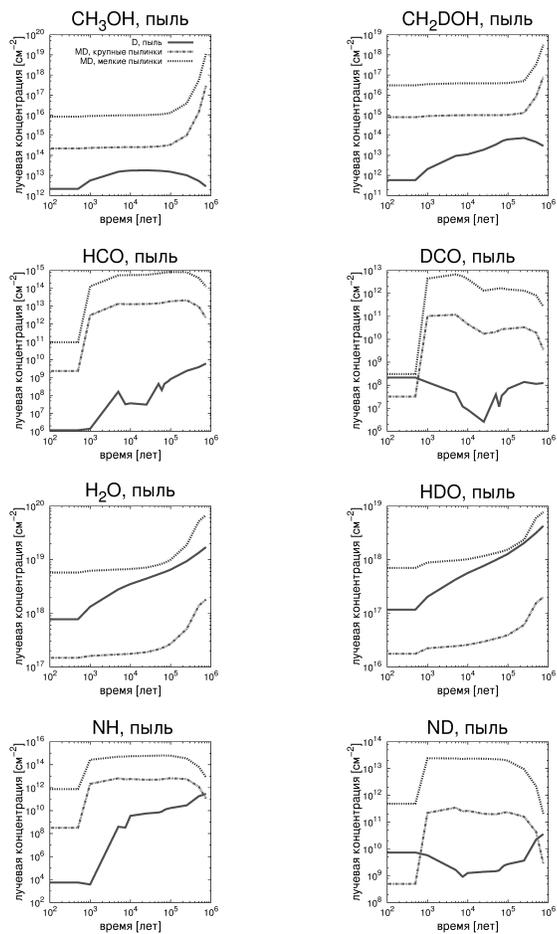


Рис. 2. Эволюция лучевых концентраций компонентов на пыли.

Список литературы

1. O. V. Kochina, D. S. Wiebe, S. V. Kalenskii, and A. I. Vasyunin, *Astron. Rep.*, **57**, 818, 2013.
2. O. Kochina and D. Wiebe, *Origins of Life and Evolution of the Biosphere*, **44**, 169, 2014.
3. O. V. Kochina and D. S. Wiebe, *Astron. Rep.*, **58**, 228, 2014.

4. O. V. Kochina and D. S. Wiebe, *Astron. Rep.*, **61**, 103, 2017.
5. Y. N. Pavlyuchenkov, D. S. Wiebe, V. V. Akimkin, M. S. Khrantsova, and T. Henning, *MNRAS*, **421**, 2430, 2012.
6. T. Albertsson, D. Semenov, and T. Henning, *ApJ*, **784**, 39, 2014.

О динамическом влиянии пыли на газ при рассмотрении эволюции протопланетного диска

Павлюченков Я.Н.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт С помощью одномерной модели диффузионного (вязкого) диска показана необходимость учета передачи импульса от пыли к газу при описании протопланетных дисков.

On dynamical feedback between dust and gas during evolution of a protoplanetary disk

Pavlyuchenkov Ya.N.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract With the help of 1D model of diffusion (viscous) disk we illustrate the importance of the momentum transfer from dust to gas for the prescription of protoplanetary disks.

1. Введение

Образование звезд происходит в результате гравитационного сжатия протозвездных молекулярных облаков. В процессе сжатия облака образуются не только сама звезда, но и окружающий ее газопылевой диск, причем большую часть вещества молодая звезда накапливает в ходе аккреции газа из диска. Считается, что аккреционный диск одновременно является и протопланетным, т.е. в нем происходят процессы, ведущие к формированию планет. В рамках концепции образования планет, основы которой сформулированы Сафроновым [1], ядра планет могут образовываться в результате процессов осаждения, миграции и слипания пылевых частиц с образованием планетезималей и их дальнейшим гравитационным слиянием. После того, как ядро планеты становится достаточно массивным, на него начинается аккреция пыли и газа из окружающих областей диска.

Среди большого числа процессов, играющих роль в процессе образования планет, отметим радиальный дрейф пыли относительно газа по направлению к звезде. Так как поверхностная плотность и температура газа в диске растут, как правило, по направлению к центру,

возникает градиент давления наружу, наряду с центробежной силой уравновешивающий гравитацию. Поэтому газовый диск является субкеплеровским, тогда как пыль стремится вращаться с кеплеровской скоростью. Под воздействием лобового ветра со стороны газа пылинки теряют угловой момент, мигрируя внутрь. При теоретическом описании этого процесса и во многих численных моделях протопланетных дисков, как правило, не учитывается динамическое влияние дрейфующей пыли на газ, т.е. пренебрегается передачей импульса от пыли к газу. Основным аргументом для такого рассмотрения является малое отношение массы пыли к массе газе во всем диске ($\sim 1/100$). Однако, как будет показано в данной работе, относительно небольшой на малых временах локальный перенос импульса от пыли к газу при рассмотрении эволюции всего диска и на больших временах может существенно изменить морфологию распределения плотности в диске.

2. Описание модели

Для описания эволюции протопланетного диска за основу взята одномерная модель диффузионного аккреционно-декреционного диска из работ [2] и [3]. Эволюция такого диска в предположении, что пыль жестко связана с газом, подчиняется уравнению:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\sqrt{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\sqrt{R} D \Sigma \right) \right], \quad (1)$$

где Σ — поверхностная плотность, R — расстояние до центра диска, t — время, D — коэффициент турбулентной диффузии. Уравнение (1) с учетом разности в интерпретации коэффициента D совпадает с уравнением Прингла [4], описывающим эволюцию вязкого диска, см. подробнее в [3].

Для описания эволюции диска с учетом дрейфа пыли уравнение (1) необходимо модифицировать. Однако нагляднее провести модификацию конечно-разностной схемы, реализующей решение уравнения Прингла. На левой панели рис. 1 показана элементарная схема, описывающая турбулентное перемешивание в данной модели. Масса M , выносимая турбулентными потоками из текущей ячейки в соседние ячейки расщепляется на массы M_a и M_b в соответствии с законами сохранения массы и углового момента:

$$\begin{aligned} M &= M_a + M_b \\ MRV &= M_a R_a V_a + M_b R_b V_b. \end{aligned}$$

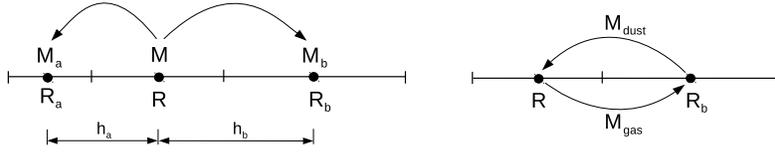


Рис. 1. Слева: схема, поясняющая перераспределение массы между ячейками в результате турбулентного перемешивания среды. Справа: схема, поясняющая перераспределение массы между ячейкам в результате дрейфа пыли.

Подробнее о вычислении потоков M описано в [2]. Будем предполагать, что пыль дрейфует по направлению к центру с некоторой скоростью V_{dust} , если в той же точке присутствует газ. Поскольку причиной дрейфа является трение пылинок о газ, то в соответствии с законом сохранения импульса газ должен приобретать момент импульса, теряемый пылью, и мигрировать наружу. В случае, когда плотность газа равна нулю, дрейф пыли прекращается. Схематически, этот процесс описывается с помощью схемы на правой панели рис. 1, где поток пыли из внешней ячейки во внутреннюю полностью скомпенсирован потоком газа в обратном направлении. Таким образом, модификация модели аккреционно-декреционного диска сводится к тому, что на каждом временном шаге одновременно с моделированием турбулентного распыления диска проводится расчет переноса пыли и соответствующий ему перенос газа.

Для иллюстрации эффекта динамического влияния пыли на газ использованы начальные параметры диска, представленные в табл. 1. Выбранные значения массы и радиуса диска близки к характерным наблюдаемым параметрам протопланетных дисков [5]. Используемый степенной закон распределения плотности $\Sigma \propto R^\delta$, $\delta = -0.5$ соответствует стационарному решению для выбранной зависимости коэффициента турбулентной диффузии: $D = L_{turb} \cdot V_{turb}$, где характерный масштаб и скорость турбулентных элементов пропорциональны радиусу и кеплеровской скорости соответственно: $L_{turb} = \alpha R$, $V_{turb} = \alpha V_{kep}$, см. [2]. Коэффициент $\alpha = 0.025$ в этих соотношениях выбран так, чтобы темп аккреции газа составлял $\sim 10^{-9} M_\odot/\text{год}$. Отметим, что в данном расчете используется довольно плавный закон падения плотности $\delta = -0.5$ (характерное наблюдаемое значение для протопланетных дисков составляет $\delta = -0.9$). Скорость дрейфа пыли

Таблица 1. Начальные параметры для модели протопланетного диска

Параметр	Значение
Масса звезды	$1 M_{\odot}$
Внутренний радиус диска	0.1 а.е.
Внешний радиус диска	800 а.е.
Масса диска	$0.01 M_{\odot}$
Показатель профиля поверхностной плотности	-0.5
Отношение массы пыли к массе газа	0.01
Турбулентный параметр	0.025
Скорость дрейфа пыли	35 м/с

не рассчитывалась самосогласованно, но выбиралась равной 35 м/с по всему объему диска, что близко к максимальному значению скорости дрейфа в протопланетных дисках, см. [6].

3. Результаты моделирования

На рис. 2 представлены результаты моделирования для моделей без и с учетом передачи импульса от пыли к газу. В модели без учета передачи импульса распределение газа слабо меняется со временем, что закономерно, поскольку начальное распределение удовлетворяет квазистационарному состоянию. Пожалуй, единственной существенной деталью является расплывание внешней границы диска. В то же время распределение плотности пыли существенно меняется вследствие ее радиального дрейфа.

В модели с учетом передачи импульса интенсивный дрейф пыли приводит к оттоку газа из внутренней области диска. Пыль в очищенной от газа области прекращает свой дрейф и накапливается, т.к. она не может передать свой угловой момент газу. К моменту времени 7×10^4 лет область, свободная от газа, достигает 3 а.е., после чего ее размер начинает уменьшаться. Уменьшение области со временем связано с диффузионным (турбулентным) просачиванием газа внутрь очищенной области, что приводит к дрейфу пыли с границы области внутрь. В результате на границе очищенной от газа области возникает пик плотности пыли, медленно дрейфующий к центру. К моменту времени 1.8×10^5 лет область, свободная от газа, полностью исчезает.

Описанная картина является результатом взаимодействия двух конкурирующих процессов: 1) турбулентного расплывания диска, обеспечивающего аккрецию газа; 2) перераспределения вещества вследствие дрейфа пыли. Скопление пыли во внутренних областях диска

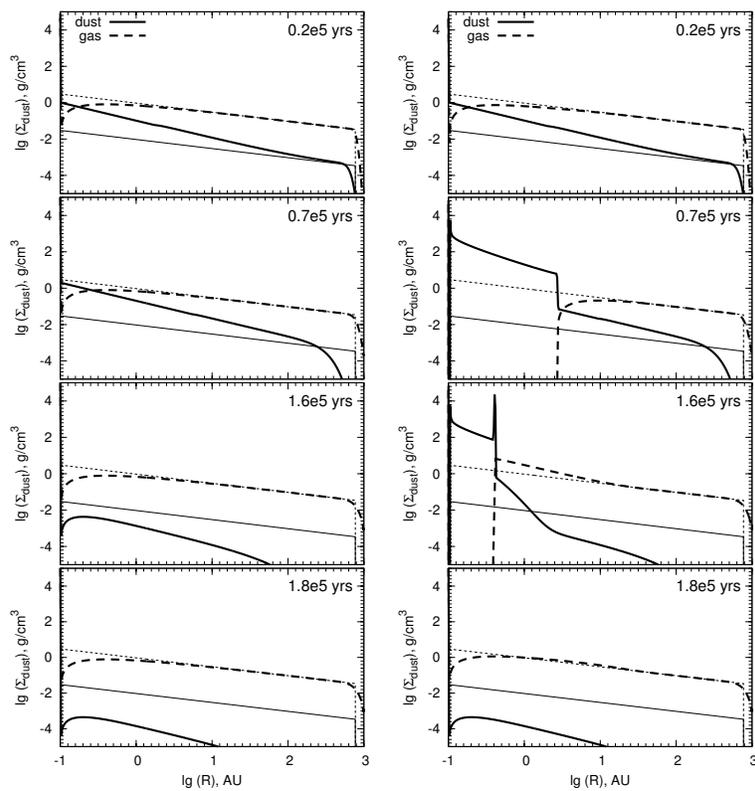


Рис. 2. Распределение поверхностной плотности пыли и газа для разных времен эволюции протопланетного диска. Левая колонка: без учета передачи импульса от пыли к газу. Правая колонка: с учетом передачи импульса от пыли к газу. Тонкими линиями показаны начальные распределения.

возможно, если интенсивность второго процесса выше первого. Накопление пыли во внутренней области диска имеет важное значение, т.к. это меняет условия роста пыли, что в конечном итоге позволяет пыли вырасти до размеров, при которых дальнейший дрейф прекращается. Такие условия представляются возможными, поэтому передача импульса от пыли к газу должна учитываться в более самосогласованных моделях.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (код проекта 17-12-01168).

Список литературы

1. V. S. Safronov, *Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets*. (1972).
2. A. V. Tutukov and Y. N. Pavlyuchenkov, *Astron. Rep.*, **48**, 800, 2004.
3. Y. Pavlyuchenkov and C. P. Dullemond, *A&A*, **471**, 833, 2007.
4. J. E. Pringle, *ARA&A*, **19**, 137, 1981.
5. T. Henning and D. Semenov, *Chemical Reviews*, **113**, 9016, 2013.
6. T. Birnstiel, C. P. Dullemond, and F. Brauer, *A&A*, **513**, A79, 2010.

Внеатмосферная УФ-астрономия

Проект «Спектр-УФ» — на пути к запуску

Шустов Б.М., Сачков М.Е., Канев Е.Н., Саванов И.С.,
Сичевский С.Г., Шугаров А.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт «Спектр-УФ» (международное название — «Всемирная космическая обсерватория – Ультрафиолет», WSO-UV) станет в следующем десятилетии единственной космической многоцелевой УФ-обсерваторией с телескопом 2-м класса и с возможностями, аналогичными возможностям Космического телескопа Хаббла. Проект «Спектр-УФ», начатый по инициативе и под руководством академика А.А. Боярчука, развивается и в данное время в техническом отношении является вполне зрелым. Проект был подробно описан в предыдущих публикациях. В этой работе уточняются основные характеристики основных научных приборов, представлено текущее состояние всего проекта, а также кратко перечислены научные задачи, включенные в основную программу.

Project “Spektr-UF” — on the way to launch

Shustov B.M., Sachkov M.E., Kanev E.N., Sichevsky S.G., Savanov I.S.,
Shugarov A.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract In the next decade “Spektr-UF” (internationally known as the “World Space Observatory – Ultraviolet”, WSO-UV) will become the only space-born multi-purpose UV observatory with a 2-m class telescope and capabilities similar to those of the Hubble Space Telescope. The “Spektr-UF” project, which has been initiated and led by academician A.A. Boyarchuk, is developing. All technical issues are quite mature. The project has been described in detail in previous publications. This paper updates the main characteristics of its science instruments, as well as the current status of the entire project and scientific tasks included in the Core Program.

1. Введение

Необходимость крупной космической ультрафиолетовой (УФ) обсерватории в настоящее время представляется острой. Согласно планам ведущих космических агентств будущие большие космические УФ-обсерватории появятся не раньше, чем в 2030-х годах. Как показывает практика, сроки для планирования и осуществления проектов обсерваторий, таких как Космический телескоп Хаббла (КТХ) или более крупных, составляют не менее 15–20 лет, и пока что все подоб-

ные проекты находятся на ранних стадиях развития (см., например, [1]). Срок активного существования самого КТХ на орбите в настоящее время определен примерно до 2020 г. Впервые за почти полвека космических исследований астрономы могут столкнуться с проблемой доступа к УФ-диапазону. На период до конца 2020-х гг. главной перспективой иметь «ультрафиолетовое окно» во Вселенную является проект «Спектр-УФ». Поэтому к проекту приковано пристальное внимание со стороны мирового астрономического сообщества. Проект был начат по инициативе академика А.А.Боярчука. А.А.Боярчук был руководителем успешного и крупнейшего в 1980-е гг. прошлого века проекта космической обсерватории «Астрон» [2]. По предложению международной кооперации проект получил еще одно название — «World Space Observatory-Ultraviolet (WSO-UV)», т.е. «Всемирная космическая обсерватория – Ультрафиолет» (ВКО-УФ). По причинам финансового характера кооперация сократилась и в настоящее время проект выполняется в России с участием Испании. Проект осуществляется в рамках Федеральной космической программы России на период 2016–2025 гг. (ФКП-2025). НПО им. С.А. Лавочкина является головной организацией по проекту. Головной научной организацией определен Институт астрономии РАН.

Целью проекта «Спектр-УФ» является создание космической обсерватории для проведения наблюдений в дальнем и ближнем УФ-диапазонах электромагнитного спектра (115–310 нм). Развитие проекта описано в [3, 4, 5, 6, 7]. В этой работе представлены уточненные характеристики основных научных приборов, а также описано текущее состояние всего проекта.

2. Космический комплекс «Спектр-УФ»

Космический комплекс (КК) «Спектр-УФ» включает в себя Космический аппарат (КА) «Спектр-УФ», Наземный сегмент (НС) «Спектр-УФ» и Ракетно-космический комплекс (РКК). Главными компонентами КА являются служебный модуль (платформа) и полезная нагрузка — Комплекс научной аппаратуры (КНА). В качестве служебного модуля используется базовый модуль «Навигатор». «Навигатор» разработан как универсальный служебный модуль для ряда космических проектов и уже неоднократно испытан в полете (например, в эксперименте «Спектр-Р»). Мы не останавливаемся на описании РКК и его компонентов, включающих ракету-носитель, технический и стартовый комплексы космодрома, комплекс средств измерений, сбора и обработки информации на участке выведения, т.к. эти компоненты

Таблица 1. Основные оптические параметры телескопа Т-170М

Параметр	Спецификация
Тип оптической системы	Ричи-Кретьена
Диаметр апертуры	1700 мм
Фокальное отношение	10.0
Диаметр поля зрения	0.50° (200 мм)
Рабочий спектральный диапазон	110–600 нм

стандартны для всех проектов. Для вывода КА «Спектр-УФ» планируется использовать ракету-носитель «Протон».

Комплекс научной аппаратуры

КНА «Спектр-УФ» оптимизирован для наблюдений в диапазоне 115–310 нм. В состав КНА «Спектр-УФ» входят:

- Телескоп Т-170М;
- Комплекс основных научных приборов в составе:
 - Блок спектрографов (БС);
 - Блок камер поля (БКП);
 - Блок управления научными данными (БУНД);
- Научная аппаратура «Конус-УФ». Это дополнительная нагрузка — разработанный в ФТИ РАН им. А.Ф. Иоффе небольшой детектор гамма-излучения, уже неоднократно и успешно использованный в космических экспериментах [8].

Телескоп-Т170М В табл. 1 приведены самые общие оптические характеристики телескопа Т-170М.

Блок спектрографов В САО РАН был выполнен расчет и создана оптическая схема БС [9]. БС осуществляет накопление спектров наблюдаемых космических объектов, первичную обработку и, при необходимости, сжатие наблюдательной научной информации. В основном режиме работы и при калибровке в данный момент времени может функционировать только один канал БС. Максимальная

Таблица 2. Основные характеристики каналов Блока спектрографов

УФЭС и ВУФЭС	
Спектральный диапазон, в т.ч.	115–310 нм
УФЭС	174–310 нм
ВУФЭС	115–176 нм
Разрешающая сила	~ 55000
СДЩ	
Спектральный диапазон	115–305 нм
Разрешающая сила	~ 1000
Пространственное разрешение	0.5–1 угл. сек.

длительность наблюдательного сеанса составляет 12 часов. В табл. 2 приведены характеристики каналов БС.

В качестве детекторов во всех трех каналах спектрографа были выбраны ПЗС. Для повышения качества получаемого наблюдательного материала с ПЗС детекторами и предотвращения деградации приемников введены система предзасветки приемников излучения и их нагрев (отжиг).

Ключевым вопросом является эффективность каналов БС, которая определяется как произведение эффективностей каждого из элементов оптической схемы соответствующего канала. В первую очередь к ним следует отнести данные, характеризующие отражательные свойства покрытия Al+MgF₂ главного и вторичного зеркал телескопа, покрытий диспергирующих элементов/камер каналов БС, плоского зеркала канала СДЩ, эффективность дифракционных решеток и, наконец, эффективность ПЗС детекторов. Отметим, что спектральное разрешение каналов УФЭС и ВУФЭС сопоставимо с разрешением спектрографа STIS (КТХ) с эшелле-решетками E140 и E230, но выше максимального разрешения, достигаемого при наблюдениях с COS (КТХ) ($R = 20000$). Ожидается, что в дальнем УФ-диапазоне эффективная площадь ВУФЭС будет сопоставима с данными для инструментов КТХ, а в области ближнего УФ (УФЭС) должна превосходить их. Такое превосходство может быть достигнуто благодаря существенному прогрессу в эффективности применяемых ПЗС-детекторов (см. [10]) и высокому качеству УФ-покрытия отражающих элементов [11]. При этом следует иметь в виду, что высокая эффективность спектро-

графов (каналов) достигается с учетом того, что площадь апертуры телескопа Т-170М примерно в два раза меньше, чем у КТХ.

Блок камер поля БКП предназначен для получения высококачественных прямых снимков космических объектов в УФ-диапазоне с использованием светофильтров, а также для получения снимков в режиме полевой спектроскопии низкого разрешения. БКП имеет два канала, работающих в разных диапазонах длин волн: канал вакуумного УФ для диапазона 115–176 нм и канал ближнего УФ для диапазона 174–305 нм. По предварительным оценкам эффективность БКП будет близка к эффективности камеры ACS (КТХ). Подробнее БКП описан в работе Сичевского и др. в данном сборнике.

Наземный сегмент

Мы используем термин «Наземный сегмент» для названия взаимосвязанной совокупности Наземного комплекса управления (НКУ) и Наземного научного комплекса (ННК). Особенности проекта «Спектр-УФ» состоят в том, что ННК фактически реализуется в виде двух копий: российской и испанской, так что работа по созданию комплекса ведется совместно российскими и испанскими специалистами.

Поскольку планируется запустить обсерваторию на геосинхронную орбиту с наклоном 40° , КА будет в режиме круглосуточной видимости (при использовании антенны на Канарских островах), что облегчает управление и обеспечивает возможность оперативного переключения программы наблюдений на астрофизические события, требующие быстрой реакции.

3. Научная программа

«Спектр-УФ» — многоцелевая обсерватория. Подробное обсуждение научной программы проекта «Спектр-УФ» можно найти в [12]. На первые два года планируется преимущественное выполнение т.н. базовой программы (Core Program). Основные научные задачи проекта, включенные в базовую программу, кратко могут быть сформулированы следующим образом:

- Определение барионной составляющей Вселенной, исследования тепловой и химической эволюции Вселенной;
- Исследования образования и эволюции нашей Галактики, исследования взаимодействия газа и звезд;

- Физика процессов аккреции и истечения вещества;
- Исследования атмосфер планет (экзопланет).

В практике организации современных проектов крупных многоцелевых обсерваторий (таких как КТХ) некоторая доля времени (после выполнения основной программы) выделяется на выполнение заявок от представителей международного астрономического сообщества на основе открытого конкурса, независимо от того, является ли заявитель представителем страны-участницы проекта. В проекте «Спектр-УФ» также предполагается такая возможность наблюдений в рамках открытой программы (Open Program). Подробнее см. в [7].

4. Заключение

Проект «Спектр-УФ», выполняемый в рамках ФКП-2025, станет в следующем десятилетии единственной космической многоцелевой УФ-обсерваторией с телескопом 2-м класса и с возможностями, аналогичными возможностям Космического телескопа Хаббла. Проект «Спектр-УФ», начатый по инициативе и под руководством академика А.А. Боярчука, развивается и в техническом отношении является вполне зрелым. Срок запуска определяется критически важным фактором — регулярным и достаточным финансированием, и в реалиях современного состояния ФКП-2025 отнесен на 2024 г.

Список литературы

1. P. A. Scowen, T. Tripp, M. Beasley, D. Ardila, et al., *PASP*, **129**, 076001, 2017.
2. A. A. Boyarchuk, *Astrophysical research with the space station "Astron" (Astrofizicheskoe issledovanie na kosmicheckoi stantsii "Astron")* (1994).
3. B. Shustov, M. Sachkov, A. I. Gómez de Castro, K. Werner, N. Kappelmann, and A. Moisheev, *Ap&SS*, **335**, 273, 2011.
4. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, A. Moisheev, et al., *Ap&SS*, **354**, 155, 2014.
5. M. Sachkov, B. Shustov, I. Savanov, and A. I. Gómez de Castro, *Astronomische Nachrichten*, **335**, 46, 2014.
6. M. Sachkov, B. Shustov, and A. I. Gómez de Castro, in *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray, Proc. SPIE*, volume 9905, 990504 (2016).
7. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, J. C. Vallejo, et al., *ArXiv e-prints*, 2018.
8. M. M. Terekhov, R. L. Aptekar, D. D. Frederiks, S. V. Golenetskii, V. N. Il'Inskii, and E. P. Mazets, in C. A. Meegan, R. D. Preece, and T. M.

- Koshut, eds., *Gamma-Ray Bursts, 4th Hunstville Symposium, AIP Conf. Ser.*, volume 428, 894–898 (1998).
9. V. Panchuk, M. Yushkin, T. Fatkhullin, and M. Sachkov, *Ap&SS*, **354**, 163, 2014.
 10. A. Shugarov, I. Savanov, M. Sachkov, P. Jerram, et al., *Ap&SS*, **354**, 169, 2014.
 11. V. Zhupanov, O. Vlasenko, M. Sachkov, and V. Fedoseev, in *Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray, Proc. SPIE*, volume 9144, 914435 (2014).
 12. A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al., *Astron. Rep.*, **60**, 1, 2016.

Наземный научный комплекс проекта «Спектр-УФ»

Сачков М.Е., Малков О.Ю., Шустов Б.М.,
Сичевский С.Г., Канев Е.Н., Саванов И.С., Шугаров А.С.,
Пискунов А.Э., Чупина Н.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Проект «Спектр-УФ» (международное название «Всемирная космическая обсерватория – ультрафиолет», ВКО-УФ, WSO-UV) предназначен для исследований Вселенной в недоступном для наблюдений с земной поверхности ультрафиолетовом (УФ) участке спектра 115–310 нм. Важнейшей составляющей проекта, в частности, обеспечивающей интерфейс с главными пользователями — научными работниками, — является Наземный научный комплекс, кратко описываемый в данной статье. Эта информация может быть полезной, поскольку в 2018 г. будет объявлен первый конкурс заявок для включения в Базовую научную программу проекта.

Science Operation Centre of the “Spektr-UF” space mission

Sachkov M.E., Malkov O.Yu., Shustov B.M., Sichevskij S.G.,
Kanev E.N., Savanov I.S., Shugarov A.S., Piskunov A.E., Chupina N.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The project “Spektr-UF” (international name is World Space Observatory – Ultraviolet, WSO-UV) is designed for studies of the Universe in the UV spectral domain 115–310 nm, which is inaccessible with ground based instrumentation. The important component of the project, which, in particular, provides an interface with the main users — scientists, Science Operation Centre is briefly described in this article. This information can be useful, since in 2018 the first competition of applications for inclusion in the Basic scientific program of the project is to be announced.

1. Введение

Проект «Спектр-УФ» (международное название «Всемирная космическая обсерватория – ультрафиолет» (ВКО-УФ, WSO-UV) предназначен для исследований Вселенной в недоступном для наблюдений с земной поверхности ультрафиолетовом (УФ) участке спектра 115–310 нм. Описание инструментов проекта «Спектр-УФ» можно найти в статьях данного сборника, а также в [1, 2]. Важной составляющей

Космического комплекса «Спектр-УФ» является Наземный научный комплекс (ННК), создаваемый совместно Россией и Испанией.

В 2018 году Научный комитет проекта «Спектр-УФ» объявит первый конкурс заявок для включения в Базовую научную программу миссии. В связи с этим потенциальным пользователям обсерватории «Спектр-УФ» полезно ознакомиться с информацией об ННК проекта, представленной в этой статье. Программное обеспечение ННК предназначено, в частности, и для подготовки заявок на наблюдения.

Столь ранний сбор заявок (запуск КА «Спектр-УФ» на орбиту запланирован госкорпорацией «Роскосмос» на 2024 г.) связан с тем, что часть астрофизических проектов требует как наблюдений в УФ-диапазоне с помощью инструментов «Спектр-УФ», так и исследований с помощью наземных телескопов в оптическом диапазоне электромагнитного спектра. Именно такие заявки будут рассматриваться в первую очередь. Мы предполагаем, что их доля в Базовой программе проекта составит около 20%. Руководителями таких заявок могут быть ученые, имеющие постоянные позиции научных сотрудников в России или Испании — странах, финансирующих создание миссии. В коллектив, выполняющий исследование, могут входить ученые из любой страны. Основным интернет-сайтом для сбора заявок будет сайт Российско-испанского совместного центра по УФ-астрономии (Joint Centre for UltraViolet Astronomy): www.jciva.space.

2. Состав ННК

В состав ННК входят два основных элемента: Центр обработки научных данных (ЦОНИ) и Аппаратура приема научных данных (АПНД).

ЦОНИ состоит из двух региональных центров, расположенных в России (ИНАСАН) и Испании (Университет Комплутенсе Мадрида), и оперативного центра, расположенного вместе с наземным комплексом управления (НКУ) в АО «НПО Лавочкина» (г. Химки, Московская область). Российский региональный центр обработки научных данных (РРЦОНИ) и Испанский региональный центр обработки научных данных (ИРЦОНИ) функционируют совместно в режиме синхронизации для повышения надежности. Пользователи могут обращаться в любой центр. В задачи центров входит сбор заявок от пользователей, построение банка одобренных Научным комитетом заявок, подготовка программы наблюдений, а также первичная обработка и хранение полученных данных.

Непосредственную связь с оперативным центром осуществляет РРЦОНИ, который обменивается данными с ИРЦОНИ. В задачи опе-

ративного центра входит создание программы наблюдений в виде последовательности телеметрических кодов, передача ее в НКУ для загрузки в память КА и последующей реализации, а также экспресс-обработка данных для проверки успешности научного сеанса и состояния научной аппаратуры. Связь с КА осуществляет НКУ через управляющую антенну. В штатном режиме такой сеанс осуществляется раз в сутки в продолжение одного часа. В случае необходимости связь с космическим аппаратом возможна в любое время, когда он находится в зоне видимости управляющей антенны. На борт КА загружается программа на 7 суток, составленная из предварительной полугодовой программы исследований. При необходимости проведения срочных наблюдений «алертного» объекта (target of opportunity) в ННК и НКУ создается новая программа наблюдений на 7 суток, в которой наблюдение такого объекта поставлено на первое место. При этом на борт КА отправляется команда о прерывании текущей программы исследований, и загружается новая программа. Предполагается, что минимальное время реализации такого наблюдения составляет около часа после принятия решения научным руководителем проекта.

3. Аппаратура приема научных данных

Аппаратура приема научных данных (АПНД) представляет собой две антенны, расположенные в России и Испании, для приема научных данных непосредственно с космического аппарата в круглосуточном режиме (такой режим возможен для антенны в Испании). АПНД обеспечивает автоматизированный постоянный прием научной и телеметрической информации, ее привязку по времени, регистрацию и временное хранение. В настоящий момент рассматривается станция, расположенная в Звенигородской обсерватории ИНАСАН, и станция, расположенная на Канарских островах (Маспаломас, Испания). Диаметр антенн, соответствующий требуемым скоростям передачи, составляет около 10 м. Участником проекта является Испания, поэтому в соответствии с соглашением с испанской стороной, комплекс АПНД должен удовлетворять требованиям CCSDS в части совместимости протоколов передачи данных. Так как в проекте используется российская приемно-передающая станция, доступ к ней осуществляется с помощью ПО, являющегося частью российского ЦУП.

4. Российский региональный центр обработки научной информации

В состав РРЦОНИ входят следующие компоненты: система подготовки программы наблюдений (СППН), система обработки научных данных (СОНД), прикладные программы, система связи с оперативным центром. Состав ИРЦОНИ идентичен РРЦОНИ за исключением системы связи с оперативным ЦОНИ.

Система подготовки программы наблюдений

СППН обеспечивает предварительную обработку заявок на наблюдения на национальном и на международном уровне с целью подготовки перспективной программы наблюдений. Основные элементы СППН включают в себя:

- прикладные программы для подготовки заявки пользователем, программы контроля процесса прохождения экспертизы заявки, формирования полугодового банка заявок, проверки выполнения заявок (возможно, с использованием ряда прикладных программ);
- планировщик предварительной (полугодовой) и оперативной (недельной) программы наблюдений;
- управляющую программу — инструмент для формирования программы наблюдений с использованием прикладных программ и оперативной информации о состоянии аппарата.

Установлены полугодичные циклы для приема и обработки заявок. На стадии формальной обработки заявки проверяется наличие в ней всей необходимой информации и корректность предоставляемых параметров, после чего заявка помещается в базу данных (как и результаты всех последующих этапов обработки). Структура базы данных позволяет выбирать информацию о заявленных объектах наблюдений, условиях наблюдений и данных об авторах, а также хранить программу наблюдений и сопроводительные данные. Все заявки проходят тестирование с помощью прикладных программ, что позволяет судить о принципиальной возможности осуществления и изучить приемлемые варианты реализации. Пользователям, желающим подать заявку на наблюдения, будет предоставлен доступ к соответствующему ПО, и рекомендовано самим провести предварительное

тестирование. Заявки, прошедшие формальную обработку, рассматриваются рецензентом. Международный научный комитет по распределению времени на основании рецензий классифицирует заявки, присваивает им приоритеты и дает рекомендации по количеству наблюдаемого времени. После этого формируется программа наблюдений данного цикла. Принципы подготовки научной программы и схема распределения времени наблюдений на «Спектр-УФ» детально описаны в [3].

При формировании программы наблюдений необходимы инструменты, позволяющие оценивать возможность и эффективность наблюдения того или иного объекта средствами «Спектр-УФ». Для этих целей в рамках РРЦОНИ разрабатываются такие программные продукты как «Мастер каталог», «Зоны засветки СУФ», «Калькулятор КНА» (калькулятор времени экспозиции), пакеты программ, моделирующие работу спектрографов и камер поля проекта. Это основные прикладные программы, необходимые пользователям для подготовки заявок. СППН для их проверки описаны ниже.

Мастер каталог

В проекте «Спектр-УФ» высокоточное наведение осуществляется в двухконтурном режиме. Сначала работает обычный звездный датчик, обеспечивающий точность наведения $\sim 2''$, а затем включается вторичный контур — Система датчиков гида (СДГ) телескопа Т-170М, и точность наведения повышается до $\sim 0.1''$. СДГ также позволяет обеспечить высокоточное гидирование, при котором среднеквадратичное отклонение оптической оси телескопа от заданного направления за время экспозиции составляет $\sim 0.03''$. Резкое повышение точности происходит за счет использования длиннофокусного телескопа Т-170М. Из-за большой проникающей способности телескопа возрастает общее количество доступных гидировочных звезд. Это важно, т. к. из-за небольшого поля зрения датчиков гида (ДГ) сеть гидировочных звезд по небу должна быть очень плотной. Как показывают оценки, чтобы в любой области небесной сферы иметь в поле зрения ДГ нужное число гидировочных звезд, необходим звездный каталог, содержащий не менее 250 млн. объектов. Такой каталог (Мастер Каталог (МК) «Спектр-УФ») уже создан и детально описан в [4]. При подготовке заявки возможно использование пользователем кадра(ов) из МК, содержащего(их) изучаемый(ые) объект(ы).

Зоны засветки

Для составления программы наблюдений необходимо знать, какие области неба доступны для наблюдения в различные моменты времени. Важным фактором, ограничивающим возможные зоны наблюдения слабых объектов, т.е. подавляющего большинства источников на небесной сфере, является рассеянный свет в телескопе от Солнца, Земли и Луны. Чтобы учесть ограничения, налагаемые этими основными засвечивающими объектами, в рамках проекта создана программа «Зоны засветки СУФ».

Калькулятор экспозиций

Калькулятор экспозиций (программа «Калькулятор КНА») является одним из основных рабочих инструментов при подготовке заявки на наблюдения. Он имитирует наблюдения с использованием математической модели комплекса научной аппаратуры (КНА) проекта «Спектр-УФ». По существу, прослеживается судьба (потока) фотонов, попавших на входное отверстие телескопа.

Эффективность сеанса наблюдений оценивается отношением сигнал/шум, которое зависит от количества зарегистрированных фотоэлектронов от объекта и различных шумовых составляющих: темнового тока, шумов считывания приемника излучения, рассеянного света, естественного фона и т.д. И числитель, и знаменатель являются функциями времени экспозиции. Таким образом, при расчете времени экспозиции для достижения необходимого отношения сигнал/шум нужны предварительные данные об изучаемом источнике, о характеристиках научных приборов, включая телескоп, и об условиях наблюдений (например о расположении засвечивающих источников). Что касается источника, то в зависимости от решаемой задачи и участка спектра, можно использовать либо данные проведенных ранее наблюдений, либо данные из расчетов астрофизических моделей, наиболее близких к исследуемым объектам. Предварительные характеристики научных приборов известны по результатам наземных испытаний или расчетов (когда полномасштабные испытания невозможны), но обязательно периодически уточняются по наблюдениям с борта КА.

Математическая модель КНА состоит из математических моделей научных приборов, других систем обсерватории и их взаимосвязей. Такие модели (симуляторы) весьма распространены в астрономической практике, т.к. позволяют быстро и наглядно оценить ожидаемые результаты работы приборов. В следующем разделе в качестве

примера приводится краткое описание математической модели спектрографов обсерватории «Спектр-УФ».

О математической модели спектрографов обсерватории «Спектр-УФ»

Подробное исследование потенциальных характеристик изображений спектров, получаемых на спектрографах обсерватории «Спектр-УФ» необходимо провести еще до запуска КА, поскольку калибровочных искусственных источников на борту не будет. Поэтому дисперсионные кривые будут построены в наземных вакуумных испытаниях приборов. После запуска будут внесены поправки с учетом возможных сдвигов оптических элементов во время выведения космического аппарата на орбиту. Все эти поправки предполагается рассчитать по математической модели.

На основе метода трассировки лучей разработаны алгоритмы построения модели спектральной аппаратуры обсерватории «Спектр-УФ» [5]. Программная реализация выполнена на языке C++ с использованием технологии nVidia CUDA. Программный комплекс состоит из трех отдельных модулей: модуля трассировки лучей, модуля расчета энергетической эффективности и модуля симуляции ПЗС-изображения. Особое внимание в алгоритмах уделено расчету углового распределения энергии от дифракционной решетки, работающей в высоких порядках дифракции, и решетки скрещенной дисперсии, работающей в первом порядке. В качестве входных данных использованы проектные параметры оптических элементов спектрографов (форма поверхности, взаимное расположение, плотность штрихов дифракционных решеток, коэффициенты отражения, пропускания и преломления различных оптических материалов). На выходе получается изображение спектра в FITS-формате, смоделированное для приемника излучения с заданным форматом и размером элемента, и с заданной квантовой эффективностью.

Спектральные изображения рассчитаны для источников излучения с различными спектрами: чернотельного излучения с заданной температурой, линейчатого эмиссионного спектра с табличными значениями длин волн спектральных линий, спектра астрофизических объектов. Результаты моделирования применены для построения маски просветляющих покрытий ПЗС-детекторов. В УФ-диапазоне спектральные характеристики оптических материалов, в том числе и просветляющих покрытий, быстро меняются с длиной волны. Поэтому

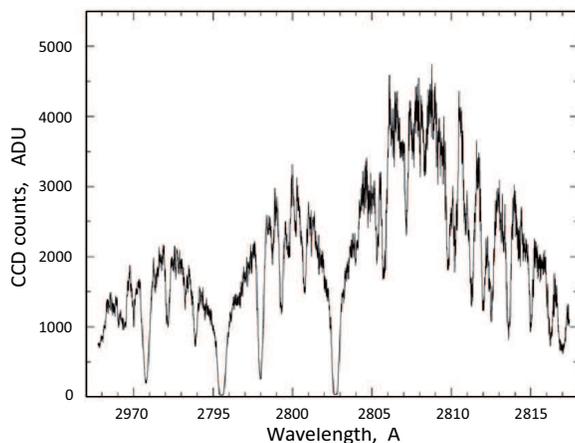


Рис. 1. Пример результата экстракции (с интегрированием сигнала по высоте порядка) спектрального порядка спектрографа высокого разрешения.

для достижения максимальной квантовой эффективности необходимо было построить карту распределения длин волн на матрице ПЗС с точностью до пикселя.

На рис. 1 приведен пример результата обработки модельного изображения спектра. Представлен откалиброванный по длинам волн спектральный порядок. Детальное описание пакета программ представлено в [5].

Система обработки научных данных

СОНД предназначена для обработки, анализа, архивирования и распространения полученной научной информации. СОНД разрабатывается при участии изготовителей научных приборов обсерватории (Блока камер поля и Блока спектрографов). Для каждого из инструментов (каналов инструментов) создается автоматизированная система обработки данных (pipeline) — ядро программного обеспечения (ПО) СОНД. Оно ориентировано на потоковую обработку данных по мере их получения с КА, не требующую вмешательства пользователя.

Астроном, чья заявка реализована на обсерватории «Спектр-УФ», получает данные (спектры или прямые изображения участков неба),

обработанные с помощью этой системы. Кроме того, будут доступны необработанные данные и калибровочные данные для самостоятельной обработки наблюдений астрономом, если по каким-либо причинам результаты обработки неудовлетворительны. Это обычная практика работы обсерваторий. Как правило, большинство астрономов использует в работе автоматизированные системы обработки, созданные разработчиками инструментов.

5. Заключение

Для успешного выполнения научной программы проекта «Спектр-УФ» ИНАСАН совместно с испанскими коллегами из университета Комплутенсе Мадрида ведет масштабную работу по созданию распределенного российско-испанского наземного научного комплекса проекта. Отметим, что эта работа помимо основного результата (создания ННК) позволяет российским специалистам глубоко познакомиться с системой международных стандартов и рекомендаций Консультативного комитета по космическим системам передачи данных (CCSDS) и Европейской кооперации по стандартам в области космоса (ECSS). Ранее при управлении проектом IUE [6] осуществлялась ежедневная передача управления этим аппаратом на определенное число часов от NASA к ESA, что позволило существенно сэкономить средства на управлении миссией во время ее длительной (19 лет на орбите) эксплуатации минимальным составом квалифицированных специалистов дежурных смен. Мы считаем полезным применение такого подхода к управлению миссией «Спектр-УФ», которая, как мы надеемся, будет работать на орбите длительное время.

Важнейшей задачей ННК на предстоящие годы является подготовка Базовой научной программы проекта «Спектр-УФ».

Список литературы

1. M. Sachkov, B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, E. Kanev, et al., in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse, ASP Conf. Ser.*, volume 510, 568 (2017).
2. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, J. C. Vallejo, et al., *Ap&SS*, **363**, 62, 2018.
3. O. Malkov, M. Sachkov, B. Shustov, P. Kaigorodov, F. J. Yáñez, and A. I. Gómez de Castro, *Ap&SS*, **335**, 323, 2011.
4. A. S. Shugarov, N. V. Chupina, A. E. Piskunov, and N. V. Kharchenko, *Ap&SS*, **335**, 317, 2011.

5. M. Yushkin, T. Fatkhullin, V. Panchuk, M. Sachkov, and E. Kanev, in *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray, Proc. SPIE*, volume 9905, 990535 (2016).
6. A. Bogges, in *Bulletin of the AAS, Bulletin of the AAS*, volume 10, 442 (1978).

Спектрографы проекта «Спектр-УФ»

Саванов И.С., Шустов Б.М., Сачков М.Е., Шугаров А.С.,
Сичевский С.Г., Канев Е.Н.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Представлены описание и уточненные характеристики блока спектрографов (БС) — основного прибора космического проекта «Спектр-УФ». Блок спектрографов включает в себя три канала и предназначен для получения спектров высокого ($R \simeq 50000$) и низкого ($R \simeq 1000$) разрешения наблюдаемых объектов в ультрафиолетовом диапазоне электромагнитного излучения (115–305 нм). Приведены основные свойства новой конструкции блока спектрографов, оценка эффективности БС и текущее состояние изготовления его образцов и макетов.

Spectrograph unit of the “Spektr-UF” space mission

Savanov I.S., Shustov B.M., Sachkov M.E., Shugarov A.S., Sichevsky
S.G., Kanev E.N.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract We present the description and the revised characteristics of the spectrographs unit (SU) — the main instrument of the space mission “Spektr-UF”. The SU includes three channels and is intended for obtaining spectra of high ($R \simeq 50000$) and low ($R \simeq 1000$) resolution of the observed objects in the UV range of electromagnetic radiation (115–305 nm). The main properties of the new design of SU, its efficiency and the current state of manufacturing of its samples and mock-ups are discussed.

1. Введение

Целью проекта «Спектр-УФ», известного также как международный проект WSO-UV (World Space Observatory – Ultraviolet, Всемирная космическая обсерватория – Ультрафиолет, ВКО-УФ), является создание космической обсерватории, предназначенной для проведения наблюдений, в основном, в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне электромагнитного спектра (длины волн 115–305 нм) [1, 2, 3].

В состав комплекса научной аппаратуры (КНА) [4, 5] обсерватории «Спектр-УФ» входят телескоп Т-170М диаметром 170 см и комплекс научных приборов, состоящий из блока спектрографов (БС) и блока камер поля (БКП). В принципе, полезные научные функции могут выполнять камеры датчиков системы точного гидирования. На-

учные приборы позволят получать спектры излучения космических объектов высокого и низкого разрешения, высококачественные изображения как протяженных источников, так и звездных полей в различных фильтрах.

Основные научные задачи проекта (они включены в базовую программу) кратко могут быть сформулированы следующим образом:

- определение барионной составляющей Вселенной, исследования химической эволюции Вселенной;
- исследования образования и эволюции нашей Галактики, исследования взаимодействия газа и звезд, роли влияния магнитных полей на звездообразование;
- физика процессов аккреции и истечения вещества;
- исследования атмосфер экзопланет, астрохимия — в присутствии поля сильного УФ-излучения.

Более подробное обсуждение научной программы космического проекта «Спектр-УФ» приводится в статьях [1, 6, 7, 8].

Решение всех поставленных задач невозможно без получения высококачественного спектрального наблюдательного материала.

2. Оптическая схема и конструкция блока спектрографов

Спектрографы заслуженно рассматриваются как основные приборы обсерватории. В проекте «Спектр-УФ» в составе БС предусмотрено два спектрографа (канала) высокого разрешения ($R \simeq 50000$): каналы УФЭС для наблюдений в ближнем УФ, ВУФЭС — для наблюдений в ближнем УФ, и один спектрограф (канал) с высокой (длинной) щелью и низким спектральным разрешением СДЩ ($R \simeq 1000$).

В основном рабочем режиме блока спектрографов осуществляется накопление спектров наблюдаемых космических объектов, первичная обработка и, при необходимости, сжатие наблюдательной научной информации. С учетом значительного прогресса в создании ПЗС, эффективных в УФ [9], решено оснастить БС детекторами этого типа фирмы e2v.

Разработка оптической схемы спектрографов была проведена в САО РАН [10]. Оптическая схема БС имеет две существенные особенности. Во-первых, в канале УФЭС в качестве кросс-дисперсора вместо

призмы применяется комбинированный зеркальный оптический элемент, совмещающий функции кросс-дисперсора и камеры. При этом принципиальные оптические схемы каналов УФЭС и ВУФЭС становятся идентичными. Во-вторых, схема СДЦ предусматривает использование сегментированных тороидальных решеток и плоского зеркала, так что весь спектральный диапазон 115–305 нм проецируется на один детектор.

Конструктивно БС состоит из оптико-механического блока и блоков электроники. На рис. 1 представлена трехмерная модель БС. Геометрическая стабильность спектрографа обеспечивается его конструкцией. Основной несущий каркас выполнен из титановых труб. Отвод тепла от всех источников осуществляется тепловыми трубами.



Рис. 1. Трехмерная модель БС.

Для повышения качества получаемого наблюдательного материала с ПЗС детекторами и предотвращения деградации приемников введены система предзасветки приемников излучения и их нагрев (отжиг) при температуре $+20^{\circ}\text{C}$.

К настоящему времени создан оптический макет БС «Спектр-УФ». Оптические элементы все трех каналов БС создаются в Университете ИТМО (Санкт-Петербург) и Государственном оптическом институте им. С.И. Вавилова (ГОИ). К середине 2014 г. в ГОИ была осуществлена пробная сборка оптической модели одного канала БС на оптическом столе, и на этом макете получены пробные спектры.

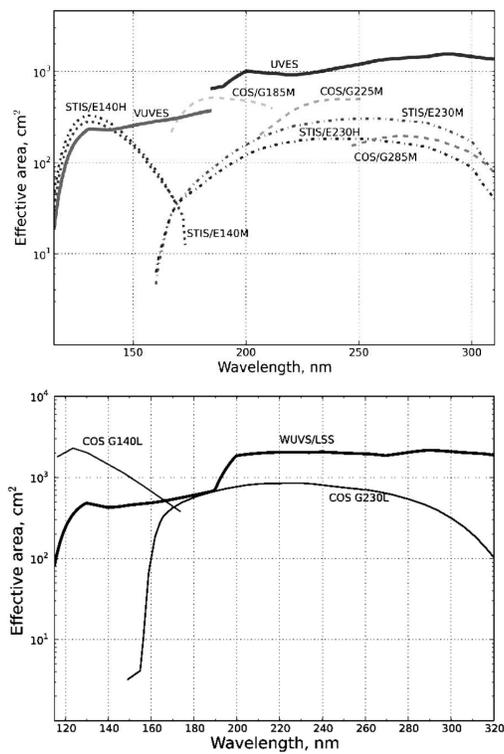


Рис. 2. Вверху: Эффективная площадь каналов ВУФЭС и УФЭС БС и каналов спектрографов STIS/HST и COS/HST в зависимости от длины волны. Внизу: Эффективная площадь канала СДЩ и каналов спектрографа COS/HST в зависимости от длины волны.

Для проведения тестовых оптических работ с БС в ГОИ были созданы имитаторы телескопа Т-170М и вакуумный имитатор ВУФЭС со стендом, способным работать в большой вакуумной камере ГОИ.

3. Эффективность спектрографов

Ключевым вопросом является оценка эффективности каналов БС, которая определяется как произведение эффективности каждого из элементов оптического тракта соответствующего канала. К таким элементам относятся: отражательные свойства покрытий $\text{Al}+\text{MgF}_2$ глав-

ного и вторичного зеркал телескопа, покрытий диспергирующих элементов/камер каналов БС, плоского зеркала канала СДЦ, эффективность дифракционных решеток и эффективность ПЗС-детекторов.

На рис. 2 представлены оценки эффективных площадей, рассчитанных для каналов УФЭС, ВУФЭС и СДЦ на основе измеренных отражательных свойств покрытий оптических элементов оптического тракта БС [11] в сопоставлении с данными спектрографов COS/HST и STIS/HST космического телескопа Хаббла (КТХ). При этом следует иметь в виду, что площадь поверхности зеркала телескопа Т-170М примерно в два раза меньше, чем у КТХ. Эффективность канала СДЦ в ближней УФ-области будет выше, чем у COS/HST, но в дальнем ультрафиолете может уступать этому прибору КТХ. По информационной способности канал СДЦ превосходит COS/HST, поскольку весь спектральный диапазон этот канал регистрирует за одну экспозицию, а для COS/HST требуется несколько экспозиций.

4. Заключение

Процесс создания БС идет по плану. Оцениваемая эффективность каналов БС сравнима или несколько превысит характеристики спектрографов обсерватории КТХ. После окончания работы КТХ, обсерватории «Спектр-УФ» будет основным средством спектральных наблюдений астрофизических объектов в заатмосферном УФ.

Список литературы

1. B. Shustov, M. Sachkov, A. I. Gómez de Castro, K. Werner, N. Kappelmann, and A. Moisehev, *Ap&SS*, **335**, 273, 2011.
2. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, A. Moisehev, et al., *Ap&SS*, **354**, 155, 2014.
3. M. Sachkov, B. Shustov, and A. I. Gómez de Castro, in *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray, Proc. SPIE*, volume 9905, 990504 (2016).
4. M. Sachkov, B. Shustov, I. Savanov, and A. I. Gómez de Castro, *Astronomische Nachrichten*, **335**, 46, 2014.
5. M. Sachkov, B. Shustov, and A. I. Gómez de Castro, in *Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray, Proc. SPIE*, volume 9144, 914402 (2014).
6. A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, A. A. Moisehev, and M. E. Sachkov, *Solar System Research*, **47**, 499, 2013.
7. B. M. Shustov and M. E. Sachkov, *Solar System Research*, **48**, 467, 2014.
8. A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al., *Astron. Rep.*, **60**, 1, 2016.

-
9. A. Shugarov, I. Savanov, M. Sachkov, P. Jerram, et al., *Ap&SS*, **354**, 169, 2014.
 10. V. Panchuk, M. Yushkin, T. Fatkhullin, and M. Sachkov, *Ap&SS*, **354**, 163, 2014.
 11. V. Zhupanov, O. Vlasenko, M. Sachkov, and V. Fedoseev, in *Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray, Proc. SPIE*, volume 9144, 914435 (2014).

Фотоприемные устройства научных приборов проекта «Спектр-УФ»

Щугаров А.С., Сачков М.Е., Саванов И.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Дано описание фотоприемных устройств УФ-диапазона Блока спектрографов и Блока камер поля проекта «Спектр-УФ». В проекте используются два типа УФ-детекторов — ПЗС с обратной засветкой и МКП с оптической системой считывания. Описаны меры, предпринятые для увеличения радиационной стойкости.

Detectors of science instruments of the “Spektr-UF” space mission

Shugarov A.S., Sachkov M.E., Savanov I.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract We present the description of UV detectors of Spectrographs unit (SU) and Field camera unit (FCU) of the “Spektr-UF” mission. Two types of detectors are used — back illuminated CCD and MCP with optical readout system. The actions taken to increase radiation resistance are presented.

1. Введение

Одним из основных элементов научного прибора, во многом определяющим его характеристики, является фотоприемное устройство (ФПУ).

В настоящее время существует два основных типа панорамных фотоприемников УФ-диапазона, имеющие достаточный уровень отработки и надежности, пригодных для использования в научных приборах проекта «Спектр-УФ» — твердотельные полупроводниковые детекторы на основе приборов с зарядовой связью (ПЗС) и электронно-вакуумные детекторы на основе микроканальных пластин (МКП).

Основные преимущества детекторов ПЗС — высокая чувствительность в ближнем УФ, динамический диапазон, геометрическая стабильность, большой ресурс. Недостатки — наличие шума считывания, необходимость охлаждения, радиационная деградация ПЗС-чипа.

Основные преимущества МКП — работа в режиме счета фотонов с предельно высокой чувствительностью, наличие «солнечно-слепых»

Таблица 1. Основные характеристики фотоприемных устройств проекта «Спектр-УФ»

Параметр	ПЗС	МКП
Фирма изготовитель	Teledyne-e2v	SENER (Photek)
Тип детектора	ПЗС	МКП, фотокатод CsI
Тип регистрации	Накопление	Накопление, счет фотонов
Спектральный диапазон, нм	174–310	115–176
Размер, мм	37.3 × 49.1	30 круглый
Формат, пиксель	4096 × 3112	2048 × 2048
Шум считывания, e ⁻ СКО	3 @ 50 кГц	–
Время считывания, с	10–120	0.05
Рабочая температура, °С	–100	+20
Интерфейс данных	SpaceWire	SpaceWire
Энергопотребление, Вт	10.5	10
Масса, кг	9.1	7

УФ-фотокатодов. Недостатки — существенные ограничения по динамическому диапазону и ресурсу, низкий квантовый выход.

В основных научных приборах [1] проекта «Спектр-УФ» будут использоваться наиболее совершенные модели МКП и ПЗС фотоприемных устройств из доступных на сегодняшний день (см. табл. 1).

2. Фотоприемные устройства на основе ПЗС

Основываясь на научных задачах Блока спектрографов (БС) и Блока камер поля (БКП), а также в целях унификации и упрощения, было принято решение использовать фотоприемные устройства на основе ПЗС во всех трех каналах БС, а также в канале ближнего УФ БКП.

Несмотря на одинаковую конструкцию всех ФПУ, ПЗС каждого канала БС имеют особое градиентное антиотражательное покрытие УФ-диапазона сложной формы, оптимизированное для работы в соответствующем спектральном канале. ФПУ канала вакуумного УФ не имеет покрытия.

ФПУ на основе ПЗС в настоящее время успешно применяются на наземных спектрографах оптического и УФ-диапазонов. Основная сложность при создании ФПУ космического применения — обеспече-

ние необходимого уровня радиационной стойкости ПЗС при регистрации очень слабых сигналов.

Для сохранения высоких характеристик ФПУ в течении всего срока службы КА «Спектр-УФ» приняты следующие меры:

- используются сертифицированные для космического применения ПЗС, прошедшие радиационные испытания;
- используется особый техпроцесс производства ПЗС с оптимизированной топологией чипа с целью увеличения радиационной стойкости;
- введена предварительная засветка ПЗС на уровне 10 электрон на пиксель для заполнения ловушек заряда;
- усилено экранирование ПЗС до 5–10 мм;
- введен режим периодического отжига ПЗС путем нагрева;
- проведена оптимизация размеров ПЗС и направления считывания.

Благодаря использованию ПЗС спектрографы проекта «Спектр-УФ» впервые в мире будут иметь возможность массового получения УФ-спектров высокого разрешения с высоким соотношением С/Ш до 100 без заметной деградации ФПУ.

Поставщиком ФПУ была выбрана английская фирма Teledyne-e2v [2]. Фоточувствительным элементом ФПУ является утонченный ПЗС с обратной засветкой, оптимизированный для работы в УФ-области. ПЗС проекта «Спектр-УФ» являются заказной модифицированной версией прибора CCD272, разработанного фирмой Teledyne-e2v для космического проекта ESA EUCLID. Спектральная чувствительность ФПУ с учетом входного окна приведена на рис. 1.

В 2014–2015 гг. фирма Teledyne-e2v успешно произвела партию пластин с заказными чипами WUVS-CCD272 для «Спектр-УФ». В 2017 г. были подставлены образцы для конструкторско-доводочных испытаний (EQM) (рис. 2).

Чувствительность ПЗС в УФ-области сильно падает при наличии загрязнений на ПЗС из-за малой глубины поглощения УФ-излучения в кремнии, поэтому ПЗС размещены внутри герметичного корпуса Блока приемника излучения (рис. 2) с входным защитным окном из MgF_2 .

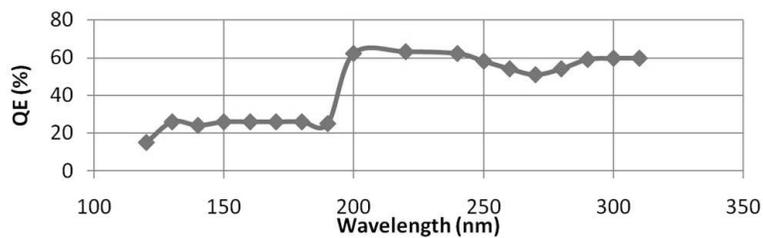


Рис. 1. Квантовый выход ПЗС проекта «Спектр-УФ» с учетом защитного стекла.

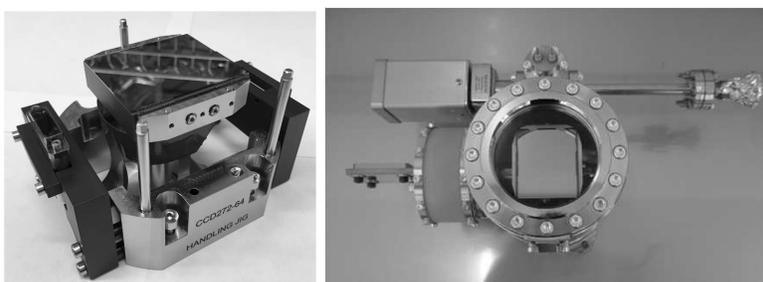


Рис. 2. ФПУ на основе ПЗС проекта «Спектр-УФ»: ПЗС-чип на держателе (слева), Блок приемника излучения (справа).

Охлаждение ПЗС осуществляется пассивным образом с помощью внешнего радиатора.

Блоки электроники ФПУ разрабатывает RAL Space (Великобритания). В основе лежат схемотехнические решения, успешно применявшиеся в проектах NASA STEREO (SCIP/NI), SDO (AIA/HMI), GOES-R (SUVI).

3. Фотоприемные устройства на основе МКП

Фотоприемное устройство на основе МКП Блока камер поля предназначено для получения прямых снимков космических объектов в УФ-диапазоне с использованием светофильтров.

Требования к ФПУ МКП во многом схожи с требованиями на ФПУ ПЗС — высокая чувствительность в УФ-области, низкий шум

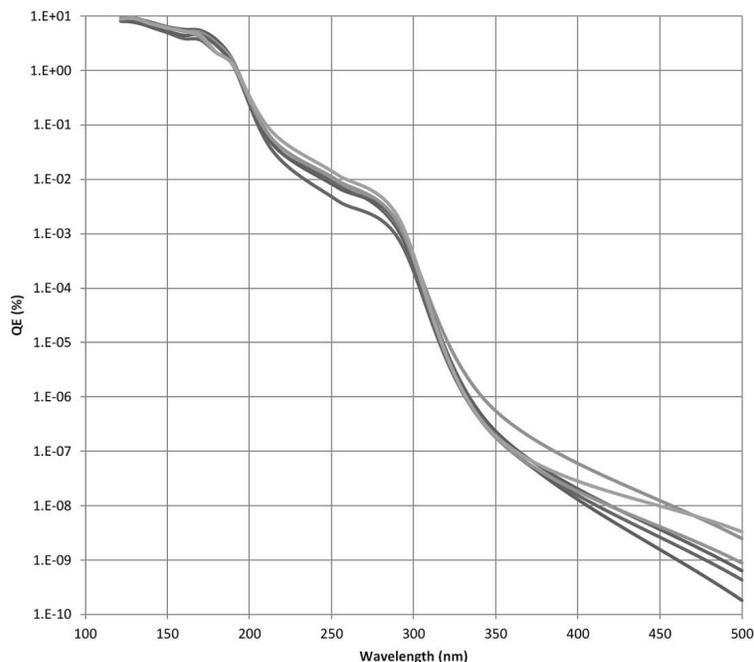


Рис. 3. Квантовый выход МКП детекторов Photek закрытого типа с фотокатодом CsI.

считывания, низкий темновой ток, высокая геометрическая стабильность получаемых изображений. Главное отличительное требование к ФПУ МКП, предъявляемое со стороны БКП, — отсутствие чувствительности в оптическом диапазоне, поскольку УФ-фильтры не обеспечивают необходимого уровня подавления оптического излучения.

Спектральная чувствительность ФПУ МКП с солнечно-слепым фотокатодом CsI в УФ- и оптическом диапазонах приведена на рис. 3.

Разработчиком ФПУ является испанская компания SENER, а фоточувствительная головка поставляется английской компанией Photek. Ее конструкция будет аналогична ФПУ инструмента UVIT индийского проекта AstroSat (рис. 4).

В основе ФПУ лежит электронно-оптический преобразователь на основе микроканальных пластин (МКП) и фосфорного экрана. Считывание изображения осуществляется с помощью волоконно-оптичес-

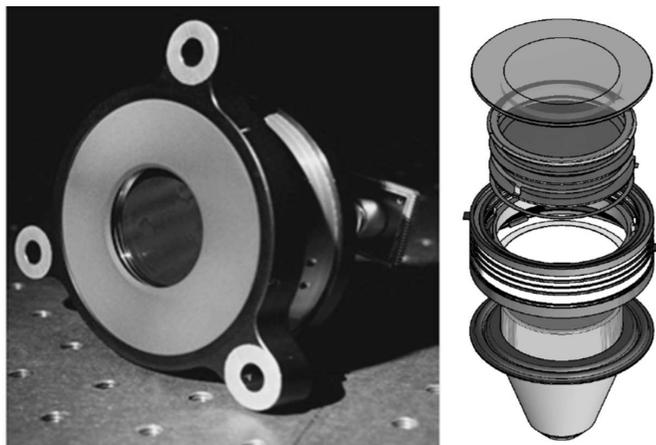


Рис. 4. МКП детектор AstroSat/UVIT: фоточувствительная головка (слева), схема устройства электронно-оптической части (справа).

кого масштабирующего преобразователя и радиационно-стойкого сенсора КМОП видимого диапазона (STAR250 или STAR1000).

Основные отличия от ФПУ UVIT будут состоять в улучшении чувствительности благодаря осаждению CsI фотокатода не на тыльную сторону входного защитного окна, а непосредственно на первую МКП пластину. Это даст увеличение квантового выхода в коротковолновой области до 20–25%.

ФПУ МКП может работать в одном из двух режимов — накопления или счета фотонов.

Наземная обработка снимков, полученных в режиме счета фотонов, позволит осуществлять цифровую коррекцию остаточных колебаний телескопа, возможные дрейфы конструкции БКП при длительных экспозициях. Это позволит получать качественные снимки звездного неба без смаза с максимальным угловым разрешением даже при наличии определенных проблем в системе ориентации телескопа.

ФПУ на основе МКП обладают довольно узким динамическим диапазоном, для расширения диапазона регистрируемых звездных величин предусмотрена возможность введения в световой поток нейтральных ослабляющих светофильтров 10х и 100х.

4. Заключение

В основных научных приборах проекта «Спектр-УФ» будут использоваться наиболее совершенные модели панорамных фотоприемных устройств УФ-диапазона космического исполнения ведущих европейских производителей.

Благодаря использованию ПЗС с оптимизированным градиентным антиотражательным покрытием в Блоке спектрографов будет достигнута максимальная чувствительность в каждом из каналов. ФПУ на основе МКП Блока камер поля в режиме счета фотонов позволит получать снимки предельной чувствительности и углового разрешения ($0.1''$) в диапазоне вакуумного УФ.

Список литературы

1. M. Sachkov, B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, E. Kanev, et al., in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse, ASP Conf. Ser.*, volume 510, 568 (2017).
2. C. Hayes-Thakore, S. Spark, P. Pool, A. Walker, M. Clapp, N. Waltham, and A. Shugarov, *Proc. SPIE*, **9639**, 96390U, 2015.

Блок камер поля проекта «Спектр-УФ»

Сичевский С.Г., Шустов Б.М., Сачков М.Е.,
Шугаров А.С., Саванов И.С., Канев Е.Н.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт «Спектр-УФ» — это многоцелевая космическая обсерватория, оснащенная телескопом апертурой 170 см. Основная задача обсерватории — получение спектров космических объектов с высоким разрешением и изображений с дифракционным качеством в УФ-участке (115–310 нм). Для решения второй задачи предназначен Блок камер поля (БКП). Конструкция БКП в ходе работы над проектом менялась. В данной работе кратко описан окончательный вариант БКП. Проведено сравнение его характеристик с характеристиками камер поля Космического телескопа Хаббла.

Field Camera Unit of the “Spektr-UF” space mission

Sichevsky S.G., Shustov B.M., Sachkov M.E., Shugarov A.S., Savanov I.S., Kanev E.N.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract “Spektr-UF” is a multi-purpose space observatory equipped with 170 cm aperture telescope. The main task of the observatory is obtaining high-resolution spectra of cosmic objects and images of diffraction quality in the UV region (115–310 nm). For the solution of the second task, the Field Camera Unit (FCU) is intended. The design of the FCU changed in the course of working on the project. In this paper, the final version of the FCU is briefly described. Its characteristics are compared to those of cameras of the Hubble Space Telescope.

1. Введение

Проект «Спектр-УФ» известен как в российском, так и в мировом астрономическом сообществе также под названием «Всемирная космическая обсерватория – ультрафиолет» (WSO-UV). Целью проекта «Спектр-УФ» является создание космической обсерватории, предназначенной для проведения наблюдений в вакуумном и ближнем УФ-диапазонах электромагнитного спектра (110–310 нм). Развитие проекта и его основные характеристики описаны в [1, 2, 3, 4, 5], а также в статье Шустова и др. в данном сборнике. Подробное обсуждение научной программы проекта «Спектр-УФ» можно найти в [6].

В состав комплекса научной аппаратуры (КНА) обсерватории входит Блок камер поля (БКП). БКП предназначен для получения

высококачественных прямых снимков космических объектов в УФ-диапазоне с использованием светофильтров, а также для получения снимков в режиме полевой спектроскопии низкого разрешения (впрочем, решение о включении в проект этого режима должно быть подтверждено в 2018 г.).

В предыдущем варианте КНА в него входил БКП ISSIS (Imaging and Slitless Spectroscopy Instrument), предназначенный для построения изображений в диапазоне от 115–320 нм и проведения бесцелевой спектроскопии. ISSIS предполагалось оснастить двумя МКП-приемниками, оптимизированными для разных спектральных диапазонов: один — с фотокатодом на основе CsI для наблюдений в вакуумном ультрафиолете (ВУФ), второй — на основе CsTe, оптимизированный для ближнего ультрафиолета (БУФ). Планировалось, что характеристики ISSIS будут аналогичны характеристикам камер ACS (Advanced Camera for Survey) Космического телескопа Хаббла (КТХ). Ответственной стороной за разработку и создание ISSIS была Испания [7]. Работы над ISSIS завершились поставкой в Россию макета ISSIS. На рис. 1 показан момент сборки макета ISSIS с оптической скамьей телескопа Т-170М и макетом Блока спектрографов (БС) в НПО им. С.А. Лавочкина.

Из-за финансовых затруднений от дальнейшего развития дорогостоящего проекта ISSIS пришлось оказаться и была поставлена задача создания нового варианта БКП, опираясь на опыт и задел, полученный при разработке ISSIS. Такая задача была выполнена и в этой статье мы кратко описываем реализуемый проект БКП.

2. Блок камер поля

Основная задача БКП осталась прежней — получение изображений с высоким разрешением и спектров с низким разрешением в ВУФ- и БУФ-диапазонах. В измененной по сравнению с ISSIS конструкции БКП было уменьшено количество оптических элементов и подвижных элементов, таким образом увеличена надежность БКП. В итоге была определена компоновка и основные характеристики — два канала (БУФ — на ПЗС, ВУФ — на МКП).

Канал ВУФ оснащен МКП-приемником чувствительным в диапазоне 115–176 нм, который поставляют испанские партнеры. Основные характеристики этого канала:

- дифракционное качество изображения;
- высокочувствительный режим счета фотонов;

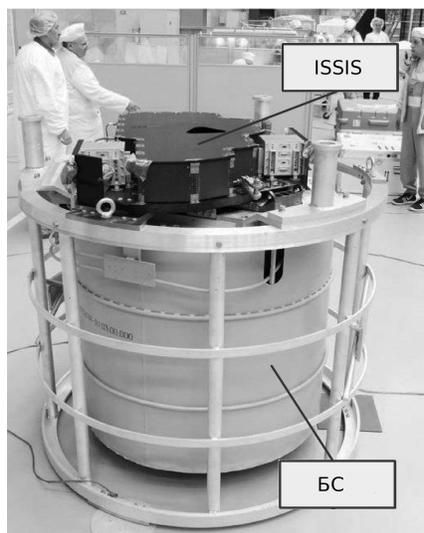


Рис. 1. Сборка макета ISSIS с оптической скамьей телескопа Т-170М и макетом Блока спектрографов в НПО им. С.А. Лавочкина, 2014 г.

- высокое временное разрешение.

Канал БУФ оснащен ПЗС-приемником, чувствительным к диапазону 174–305 нм (с возможным расширением до 1000 нм). Основные характеристики этого канала:

- большое поле зрения;
- большой динамический диапазон;
- возможность полевой спектроскопии низкого разрешения (с помощью гризмы).

В обоих каналах предусмотрено достаточное количество фильтров. Это существенно расширяет возможности БКП по решению научных задач.

На рис. 2 показана компоновка БКП. Отмечены элементы канала БУФ, в котором фотоприемное устройство (ФПУ) построено на основе ПЗС. Выбор ПЗС в качестве приемника в канале БУФ имеет

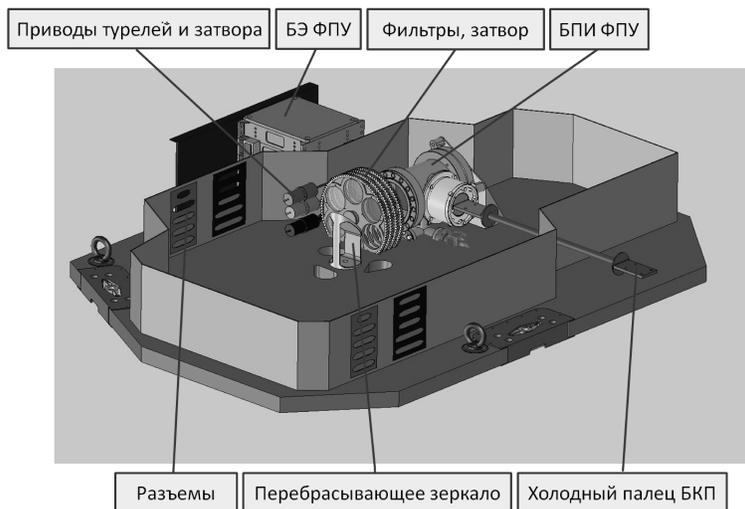


Рис. 2. Компоновка БКП с ФПУ на основе ПЗС. БПИ — блок приемника излучения, БЭ — блок электроники.

ясные обоснования. У ПЗС есть важное преимущество — большой размер фоточувствительного чипа, соответствующий 12 млн. пикселям. По этому параметру ПЗС превосходит доступные МКП, у которых количество эффективных пикселей не превышает 4 млн. ПЗС обладает мелким пикселем (12 мкм), что позволяет в однозеркальной оптической схеме этого канала достичь довольно высокого разрешения ($\sim 0.15''/\text{пиксель}$). Если использовать в этом канале ФПУ на основе МКП, то разрешение было бы намного хуже ($\sim 0.30''/\text{пиксель}$). Кроме того из-за большого количества квантов, регистрируемых в БУФ, быстро наступит зарядовое истощение МКП.

В табл. 1 показаны основные характеристики БКП и аналогичных камер КТХ, данные по которым взяты из «HST Instruments Handbooks». Самое общее сравнение БКП и камер КТХ позволяет выделить основные преимущества и недостатки. По сравнению с камерами КТХ БКП обеспечит меньшее угловое разрешение. Однако крупноформатный ПЗС вместе с однозеркальной схемой позволят достичь большого поля зрения — около $7.5'$ в канале БУФ. Это обеспечит очень большую эффективность работы БКП в поисково-обзорном режиме

Таблица 1. Сравнение характеристик БКП (каналов ВУВ и БУФ) и камер телескопа им. Хаббла — SBC (HST/ACS/SBC) и UVIS (HST/WFC3/UVIS).

Характеристика	ВУФ	БУФ	SBC	UVIS
Тип ФПУ	МКП	ПЗС	МКП, МАМА	ПЗС
Диапазон, нм	115–176	174–305	115–170	200–1000
Эфф. площадь, м ²	0.068	0.27	0.18	0.45
Поле зрения, "	121 × 121	597 × 451	34.59 × 30.8	162 × 162
Масштаб, "/пиксел	0.08	0.146	0.033 × 0.030	0.0395
Размер ФПУ, мм	30	49 × 37	25	61 × 61
Кол-во пикселей	2k × 2k	4k × 3k	1k × 1k	4k × 4k
Кол-во фильтров	до 10	до 15	6	62
Кол-во призм	до 2	нет	2	нет

(в англоязычной литературе — «discover efficiency»), значительно превосходя по этому параметру аналогичные камеры КТХ.

Также следует отметить, что БКП будет первым научным УФ-прибором (камерой) для наблюдения с высоким разрешением на геосинхронной орбите, т.е. над основной массой геокороны [8].

3. Заключение

Проведена оптимизация конструкции БКП, при этом по сравнению с предыдущим вариантом (ISSIS) значительно снижена стоимость создания прибора. БКП планируется к изготовлению в России с участием Испании в части поставки ФПУ для канала ВУФ.

Описанный вариант БКП имеет высокую чувствительность и большое поле зрения в БУФ. Есть возможность работать не только в УФ, но и в оптическом и ближнем ИК-диапазонах (до 1000 нм). БКП будет первой в мире астрономической камерой УФ-диапазона, обладающей субсекундным угловым разрешением (в ВУФ даже лучше 0.1") и высокой эффективностью в поисково-обзорном режиме в БУФ.

Список литературы

1. B. Shustov, M. Sachkov, A. I. Gómez de Castro, K. Werner, N. Kappelmann, and A. Moisheev, *Ap^ℒSS*, **335**, 273, 2011.
2. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, A. Moisheev, et al., *Ap^ℒSS*, **354**, 155, 2014.
3. M. Sachkov, B. Shustov, I. Savanov, and A. I. Gómez de Castro, *Astronomische Nachrichten*, **335**, 46, 2014.

4. M. Sachkov, B. Shustov, and A. I. Gómez de Castro, in *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray, Proc. SPIE*, volume 9905, 990504 (2016).
5. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, J. C. Vallejo, et al., *ArXiv e-prints*, 2018.
6. A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al., *Astron. Rep.*, **60**, 1, 2016.
7. A. I. Gómez de Castro, P. Sestito, N. Sánchez, F. López-Martínez, et al., *Advances in Space Research*, **53**, 996, 2014.
8. M. Sachkov, B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, A. Shugarov, I. Savanov, E. Kanev, S. Sichevskij, and M. Zvereva, in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse, ASP Conf. Ser.*, volume 510, 573–575 (2017).

Научные задачи Блока камер поля проекта «Спектр-УФ»

Канев Е.Н., Шустов Б.М., Сачков М.Е., Сичевский С.Г., Саванов И.С., Шугаров А.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Блок камер поля (БКП) — один из научных приборов многоцелевой космической обсерватории «Спектр-УФ», оснащенной телескопом апертурой 170 см. Основной задачей БКП является получение изображений с дифракционным качеством и спектров низкого разрешения космических объектов в УФ-диапазоне. В данной работе кратко описаны основные научные направления исследований, которые будут проведены с его помощью.

Scientific tasks for Field Camera Unit of the “Spektr-UF” space mission

Kanev E., Shustov B., Sachkov M., Sichevsky S., Savanov I., Shugarov A.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract Field Camera Unit (FCU) is one of the scientific instruments of the “Spektr-UF” multipurpose space observatory equipped with 170 cm aperture telescope. The main task of the FCU is to obtain images with diffraction quality and low resolution spectra of space objects in the UV range. We describe the main scientific tasks to be solved with FCU.

1. Введение

Целью проекта «Спектр-УФ» является создание космической обсерватории, предназначенной для проведения наблюдений в вакуумном и ближнем УФ-диапазонах электромагнитного спектра (110–310 нм) [1, 2, 3, 4, 5], а также в статье Шустова и др. в данном сборнике. Научная программа проекта «Спектр-УФ» состоит из базовой программы наблюдений, гарантированного времени партнеров проекта и программы, сформированной на конкурсной основе из лучших заявок астрономического сообщества, и нацелена на решение ключевых научных задач проекта по направлениям:

- образование галактик: распределение диффузной барионной материи во Вселенной и ее химическая эволюция;

- строение и эволюция Галактики;
- физика аккреции и истечения: астрономические механизмы;
- атмосферы экзопланет и астрохимия в присутствии сильного УФ-излучения.

Для решения этих задач в составе проекта предназначены Блок камер поля (БКП) [6] вместе с Блоком спектрографов (БС) [7, 8].

2. Основные характеристики и научные задачи БКП

Основные характеристики БКП

Основная задача БКП — получение изображений с высоким разрешением и спектров с низким разрешением в вакуумном (ВУФ) и ближнем (БУФ) ультрафиолетовых диапазонах. Функционально БКП имеет два канала: ВУФ и БУФ.

Канал ВУФ оснащен МКП-приемником, чувствительным в диапазоне 115–176 нм. Основные характеристики этого канала:

- дифракционное качество изображения;
- высокочувствительный режим счета фотонов;
- высокое временное разрешение;
- высокоскоростной режим считывания.

Канал БУФ оснащен ПЗС-приемником, чувствительным к диапазону 174–305 нм (с возможным расширением до 1000 нм). Основные характеристики этого канала:

- большое поле зрения;
- большой динамический диапазон;
- возможность полевой спектроскопии низкого разрешения с помощью гризмы;
- высокоточная фотометрия;

Оба канала будут иметь достаточное количество фильтров, что существенно расширяет возможности БКП по решению научных задач. Характеристики БКП можно найти в [6], а также в статье Сичевского и др. в данном сборнике.

Научные задачи

Научным комитетом проекта была сформирована перспективная программа наблюдений, включающая список задач, использующих преимущества БКП (в скобках представлены характеристики БКП, которые важны для решения задачи):

- Гравитационное линзирование квазаров в УФ (большое поле зрения, субсекундное угловое разрешение, узко- и широкополосные фильтры);
- Поиск объектов, излучающих в лайман-альфа линии водорода, на $z < 2$ (большое поле зрения, субсекундное угловое разрешение, средне- и широкополосные фильтры, полевая спектроскопия);
- Картирование активных ядер галактик методом ревербервации (большое поле зрения, субсекундное угловое разрешение, широкополосные фильтры, полевая спектроскопия);
- Поиск массивных звезд в Местной группе (большое поле зрения, субсекундное угловое разрешение, средне- и широкополосные фильтры, полевая спектроскопия, высокий динамический диапазон, высокая чувствительность);
- Исследование кратных систем из молодых звезд типа σ Ori в УФ (большое поле зрения, субсекундное угловое разрешение, средне- и широкополосные фильтры, полевая спектроскопия);
- Исследование протозвездных джетов (большое поле зрения, субсекундное угловое разрешение, средне- и широкополосные фильтры, полевая спектроскопия);
- Изучение планетарных туманностей (большое поле зрения, субсекундное угловое разрешение, средне- и широкополосные фильтры, полевая спектроскопия);
- Изучение в УФ переменных звезд с экстремально-коротким периодом (высокоскоростной режим считывания на канале ВУФ, полевая спектроскопия);
- Построение кривых блеска сверхновых в УФ (средне- и широкополосные фильтры);

- Наблюдения источников гамма-всплесков и гравитационных волн в УФ (субсекундное угловое разрешение, средне- и узкополосные фильтры, относительно короткое время перенаведения на источник — от 10 минут);
- Астросейсмология (субсекундное угловое разрешение, высокоточная фотометрия на канале БУФ);
- Природа УФ-излучения в эллиптических галактиках (большое поле зрения, субсекундное угловое разрешение, средне- и широкополосные, полевая спектроскопия);
- Изучение звездообразования в ближайших карликовых галактиках (поле зрения > 5 угловых минут, субсекундное угловое разрешение, средне- и широкополосные фильтры);
- Изучение режимов звездообразования в спиральных галактиках (большое поле зрения, субсекундное угловое разрешение, средне- и широкополосные фильтры);
- Магнитная активность звезд (большое поле зрения, субсекундное угловое разрешение, средне- и узкополосные фильтры, полевая спектроскопия);
- Тонкая структура и динамика центральных областей шаровых скоплений Галактики и переменные звезды в них (большое поле зрения, субсекундное угловое разрешение, средне- и узкополосные фильтры, полевая спектроскопия);
- УФ-наблюдения (экзо)планетных систем (средне- и широкополосные фильтры, высокоточная фотометрия в БУФ-канале);
- Солнечная система: кометы, полярные сияния (большое поле зрения, субсекундное угловое разрешение, средне- и узкополосные фильтры).

В рамках краткой публикации невозможно сколько-нибудь подробно рассмотреть каждую из перечисленных задач. В качестве иллюстрации к одному из пунктов списка на рис. 1 показано сравнение полей зрения камеры PC1 WFPC-2 обсерватории Космический телескоп Хаббла (КХТ) и БУФ-канала БКП. Большой размер поля зрения БКП позволяет получить изображение не только ядра кометы, но и внутренней комы, т.е. проводить изучение субструктур комы.

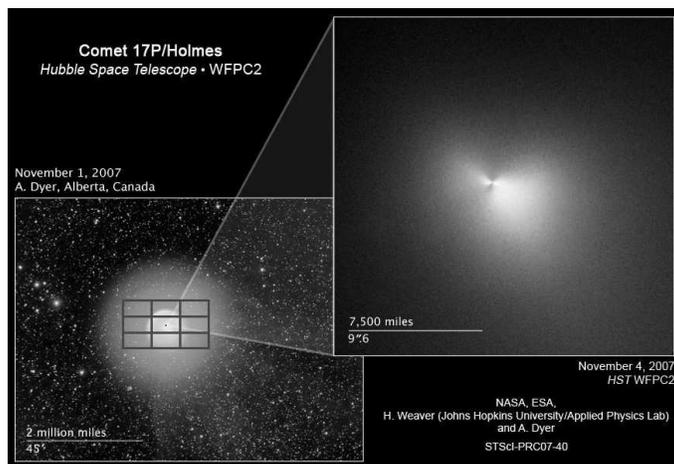


Рис. 1. Сравнение полей зрения БУФ-канала БКП и камеры PC1 WFC2 на КХТ. Каждый прямоугольник в нижней левой вставке соответствует полю зрения БУФ-канала БКП. Обратите внимание: нужно всего 9 экспозиций для покрытия внутренней комы. Источник изображений: <https://apod.nasa.gov/apod/ap071128.html>

3. Заключение

Блок камер поля, характеризующийся субсекундным угловым разрешением, высокой чувствительностью, наличием большого количества фильтров и возможностью расширения рабочего диапазона длин волн в оптическую и ближнюю ИК-область, позволит проводить наблюдения, необходимые для решения научных задач в различных актуальных направлениях астрономии.

Список литературы

1. B. Shustov, M. Sachkov, A. I. Gómez de Castro, K. Werner, N. Kappelmann, and A. Moiseev, *Ap&SS*, **335**, 273, 2011.
2. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, A. Moiseev, et al., *Ap&SS*, **354**, 155, 2014.
3. M. Sachkov, B. Shustov, I. Savanov, and A. I. Gómez de Castro, *Astronomische Nachrichten*, **335**, 46, 2014.

4. M. Sachkov, B. Shustov, and A. I. Gómez de Castro, in *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray, Proc. SPIE*, volume 9905, 990504 (2016).
5. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, J. C. Vallejo, et al., *Ap&SS*, **363**, 62, 2018.
6. M. Sachkov, B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, A. Shugarov, I. Savanov, E. Kanev, S. Sichevskij, and M. Zvereva, in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse, ASP Conf. Ser.*, volume 510, 573–575 (2017).
7. V. Panchuk, M. Yushkin, T. Fatkhullin, and M. Sachkov, *Ap&SS*, **354**, 163, 2014.
8. I. Savanov, M. Sachkov, B. M. Shustov, and A. Shugarov, in *41st COSPAR Scientific Assembly, COSPAR Meeting*, volume 41 (2016).

Звездный коронограф как дополнительная полезная нагрузка проекта «Спектр-УФ»

Тавров А.В.¹, Сачков М.Е.², Шашкова И.А.¹,
Фролов П.Н.¹, Дзюбан И.А.¹, Киселев А.В.¹,
Кораблев О.И.¹, Нишикава Дж.³, Камеда Ш.⁴

¹*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

²*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

³*Национальная астрономическая обсерватория Японии, Токио, Япония*

⁴*Университет Риккье, Токио, Япония*

Абстракт Космическая обсерватория «Спектр-УФ» — это многоцелевой орбитальный телескоп с диаметром главного зеркала 1.7 м. Основная задача обсерватории — получение спектров космических объектов с высоким разрешением и изображений с дифракционным качеством в УФ-участке (115–310 нм). Для решения второй задачи предназначен инструмент Блок камер поля (БКП). Прибор описан в статье Сичевского и др. данного сборника. В этой работе представлен звездный коронограф, который планируется установить в Комплекс научной аппаратуры миссии как третий канал Блока камер поля.

Stellar coronagraph as an additional payload for the “Spektr-UF” space mission

Tavrov A.V.¹, Sachkov M.², Shashkova I.A.¹, Frolov P.N.¹,
Dzyuban I.A.¹, Kiselev A.V.¹, Korablev O.I.¹, Nishikawa J.³,
Kameda S.⁴

¹*Space Research Institute of the RAS, Moscow, Russia*

²*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

³*National Astronomical Observatory of Japan, Tokyo, Japan*

⁴*Rikkyo University, Tokyo, Japan*

Abstract Space observatory “Spektr-UF” — is a multi-purpose orbital telescope of 1.7 m primary mirror diameter. The main tasks of the observatory are to obtain high-resolution spectra of cosmic objects and images of diffraction quality in the UV region (115–310 nm). To solve the second task, the Field Camera Unit (FCU) instrument is under construction. The device is described in a paper by Sichevskij et al. of this proceedings. Here we present the Stellar imaging coronagraph which is planned to be installed into the payload of the mission as the third channel of FCU.

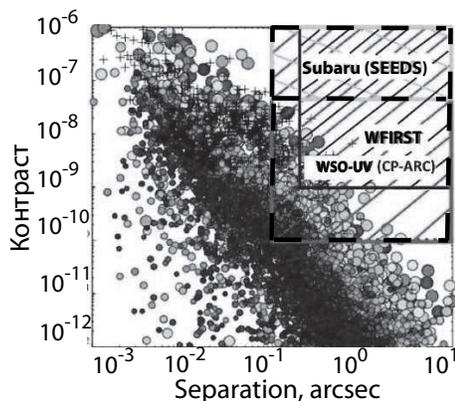


Рис. 1. Сравнение возможностей коронографических исследований экзопланет наземным телескопом Subaru (главное зеркало 8.2 м) с коронографом НИСАО (пунктирная линия, вверх), WFIRST-AFTA миссией с коронографом CGI (пунктирная линия, вниз) и коронографом миссии «Спектр-УФ» (WSO-UV, сплошная линия). По оси X — расстояние экзопланеты от родительской звезды (параметр Separation) в секундах дуги, по оси Y — контраст изображений экзопланеты и звезды.

1. Введение

Проект «Спектр-УФ» («Всемирная космическая обсерватория – ультрафиолет», WSO-UV) предназначен для проведения наблюдений в вакуумном и ближнем УФ-диапазонах электромагнитного спектра на длинах волн от 110 до 310 нм. Основные характеристики проекта описаны в статье Шустова и др. в данном сборнике, а этапы развития проекта можно найти в статьях [1, 2, 3, 4, 5]. Научная программа проекта представлена в [6].

В состав комплекса научной аппаратуры (КНА) обсерватории входит Блок камер поля (БКП). БКП предназначен для получения высококачественных прямых снимков космических объектов в УФ-диапазоне с использованием сменных светофильтров. Для исследований экзопланет командой российских (ИКИ РАН, ИНАСАН) и японских (NAOJ, Rikkyo University) ученых был предложен новый инструмент — Звездный коронограф для прямых изображений экзопланет (Stellar Coronagraph for Exoplanet Direct Imaging, SCEDI). Решение о включении в проект этого режима должно быть подтверждено в

2019 г., после завершения стадии эскизного проектирования БКП и после получения финансирования японской стороной.

2. Возможности коронографа

Получение прямых изображений экзопланет, находящихся на достаточном удалении от родительской звезды, представляет уникальную возможность исследования таких внегалактических объектов.

Наблюдения с помощью коронографа на борту космической обсерватории, работающей над турбулентной атмосферой Земли, получающего свет от телескопа двухметрового класса с оптикой дифракционного качества, дают возможность исследовать даже внегалактические экзопланеты, размеры которых приблизительно соответствуют размеру Земли, в обитаемой зоне своей звезды.

На рис. 1. представлены некоторые современные приборы для коронографических исследований в сравнении с возможностями предлагаемого нами коронографа на борту обсерватории «Спектр-УФ».

Оценки показывают, что за время работы миссии «Спектр-УФ» в течение 5 лет возможно получить прямые изображения экзопланет и околозвездных дисков около приблизительно 20–30 звезд для нескольких эпох. Реально достижимый контраст систем звезда-экзопланета для телескопа «Спектр-УФ» с коронографом составляет примерно 8–9 порядков (экзопланеты вплоть до размеров сверх-Земли).

Кроме того, планируется с помощью прибора БКП исследовать фотометрически ряд уже обнаруженных по лучевым скоростям экзопланет.

3. Компонировка БКП с коронографом

В ИКИ РАН и ИНАСАН проведено предварительное исследование и сделаны выводы о возможности включения коронографа в состав БКП «Спектр-УФ». На рис. 2 показана компоновка БКП.

Также следует отметить, что БКП будет первым научным УФ-прибором (камерой) для наблюдения с высоким разрешением на геосинхронной орбите, т.е. над основной массой геокороны [7].

Более детально коронограф описан в работах [8, 9].

4. Заключение

Проведена оптимизация конструкции БКП, продемонстрирована возможность включения в состав БКП третьего канала — коронографа.

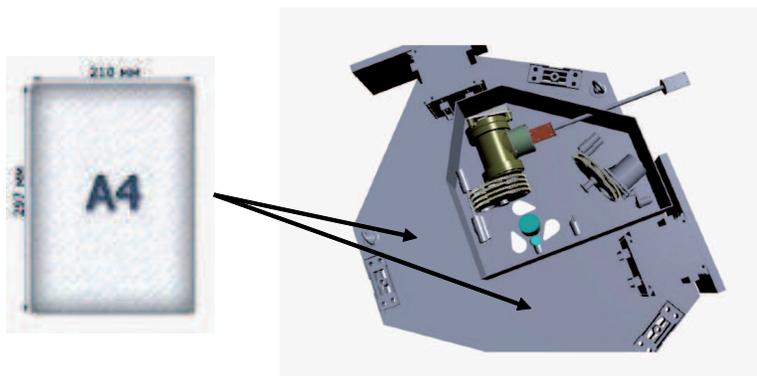


Рис. 2. Компоновка БКП и возможное расположение коронографа.

БКП имеет возможность работать не только в УФ, но и в оптическом и ближнем ИК-диапазонах (до 1000 нм). Описанный в данной работе коронограф будет работать преимущественно в оптическом диапазоне. Сам прибор БКП будет первой в мире астрономической камерой УФ-диапазона, обладающей субсекундным угловым разрешением (в ВУФ даже лучше $0.1''$) и высокой эффективностью в поисково-обзорном режиме в ВУФ.

Список литературы

1. B. Shustov, M. Sachkov, A. I. Gómez de Castro, K. Werner, N. Kappelmann, and A. Moishev, *Ap&SS*, **335**, 273, 2011.
2. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, A. Moishev, et al., *Ap&SS*, **354**, 155, 2014.
3. M. Sachkov, B. Shustov, I. Savanov, and A. I. Gómez de Castro, *Astronomische Nachrichten*, **335**, 46, 2014.
4. M. Sachkov, B. Shustov, and A. I. Gómez de Castro, in *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray, Proc. SPIE*, volume 9905, 990504 (2016).
5. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, J. C. Vallejo, et al., *Ap&SS*, **363**, 62, 2018.
6. A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al., *Astron. Rep.*, **60**, 1, 2016.
7. M. Sachkov, B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, A. Shugarov, I. Savanov, E. Kanev, S. Sichevskij, and M. Zvereva, in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev,

-
- I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse*, *ASP Conf. Ser.*, volume 510, 573–575 (2017).
8. I. Shashkova, P. Frolov, I. Dzyuban, A. Kiselev, et al., *European Planetary Science Congress*, **11**, EPSC2017-536, 2017.
9. A. V. Tavrov, O. I. Korablev, A. V. Rodin, I. I. Vinogradov, A. Y. Trokhimovsky, A. Y. Ivanov, L. V. Ksanfomaliti, and D. A. Orlov, *Cosmic Research*, **49**, 99, 2011.

Наземная спектроскопическая поддержка проекта «Спектр-УФ»

Клочкова В.Г.¹, Панчук В.Е.^{1,2}, Сачков М.Е.³

¹ *Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, КЧР, Россия*

² *Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

³ *Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Абстракт В 2018 г. Научный комитет проекта «Спектр-УФ» объявит первый конкурс заявок для включения в Базовую научную программу миссии. Часть астрофизических проектов требует как наблюдений в УФ-диапазоне с помощью инструментов «Спектр-УФ», так и исследований с помощью аппаратуры наземных телескопов в оптическом диапазоне электромагнитного спектра. В данной статье мы рассматриваем инструменты для спектроскопических исследований, которые предполагается использовать для наземной поддержки проекта, а также ряд задач, требующих проведение совместных наземных и орбитальных наблюдений.

Spectroscopic ground support of the “Spektr-UF” space mission

Klochkova V.G.¹, Panchuk V.E.^{1,2}, Sachkov M.E.³

¹ *Special Astrophysical Observatory RAS, Nizhny Arkhыз, KChR, Russia*

² *Institute of Space Research RAS, Moscow, Russia*

³ *Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

Abstract In 2018 the Scientific Committee of the project “Spektr-UF” (international name is World Space Observatory – Ultraviolet, WSO-UV) will make a call for applications to be included into the project Core Program. Some of astrophysical studies require both Ultraviolet orbital observations with the “Spektr-UF” instrumentations as well as observations with ground based instrumentations in visual wavelengths. In this paper we will discuss spectroscopic instrumentations to be used as project ground support and several astrophysical studies that require both ground base and orbital observations.

1. Введение

Проект «Спектр-УФ» (международное название «Всемирная космическая обсерватория – ультрафиолет» (ВКО-УФ, WSO-UV) предназначен для астрофизических исследований Вселенной в недоступном для наблюдений с земной поверхности ультрафиолетовом (УФ) участ-

ке спектра 115–310 нм. Описание инструментов проекта «Спектр-УФ» можно найти в статьях данного сборника, а также в [1, 2]).

В 2018 г. Научный комитет проекта «Спектр-УФ» объявит первый конкурс заявок для включения в Базовую научную программу миссии. Столь ранний сбор заявок (запуск КА «Спектр-УФ» на орбиту запланирован госкорпорацией «Роскосмос» на 2024 г.) связан с тем, что часть астрофизических проектов требует как наблюдений в УФ-диапазоне с помощью инструментов «Спектр-УФ», так и исследований с помощью аппаратуры наземных телескопов в оптическом диапазоне электромагнитного спектра.

Набор приоритетных задач для проекта сформировался (см [3]). Кратко остановимся на тех задачах, для наземной поддержки которых могут быть использованы имеющиеся или разрабатываемые нами средства спектроскопии высокого разрешения, а также на описании самих этих инструментов.

2. Химический состав межзвездного газа и проблема перемешивания

По линиям металлов, наблюдаемым в УФ, были получены представления о химическом составе МЗС [4]. Интересно отметить, что с дисперсией металличности, дисперсией содержания легких и тяжелых элементов, определенными по непроэволюционировавшим звездам [5], 0.1 dex, совпали первые оценки дисперсии химического состава МЗС, определенного по наблюдениям на GHRS HST. Наземные наблюдения МЗС в немногочисленных резонансных линиях оптического диапазона интересны в том случае, когда линии, приписываемые отдельным структурным элементам МЗС, можно разделить на дополнительные компоненты. Для этой задачи, а также для оценки дисперсии скоростей в холодных компонентах МЗС, необходимо обеспечить спектральное разрешение $R \geq 300000$. С этой целью, а также для исследования динамики холодных околозвездных оболочек [6] разрабатывается интерференционный спектрограф сверхвысокого разрешения, IS BTA [7]. В задачах наземной поддержки исследований МЗС, оптические наблюдения не должны быть синхронизированы с орбитальными, т.к. изменения в абсорбционных спектрах МЗС наблюдаются на длинной временной шкале [8].

Основываясь на богатом опыте наблюдений на БТА (ВК и ВП — более 40 лет), можем утверждать, что программы синхронной оптической поддержки внеатмосферных наблюдений оказались неэффективными, по погодным, техническим и организационным причинам. Кро-

ме того, из программ спектроскопического мониторинга результативными оказались те, которые выполняются либо на короткой шкале, когда весь цикл наблюдений укладывается в одну ночь (быстрая спектроскопия с низким и средним разрешением), либо на длинной шкале (годы, см., например, [9, 10]). Мониторинг периодических эффектов на характерных временах около 10 суток (например, спектроскопия и спектрополяриметрия химически пекулярных звезд, спектроскопическое исследование избранных двойных систем), из-за погодного и других факторов растягивается на те же годы. Поэтому перечисленные ниже варианты наземной поддержки должны рассматриваться для случая, когда политика выделения времени на БТА будет учитывать приоритет дорогостоящих внеатмосферных наблюдений.

3. Исследования двойных систем

Для сопровождения программ исследования двойных систем [3] планируется использовать спектрограф-поляриметр ESPri [11, 12], разрабатываемый в качестве альтернативы спектрографу ОЗСП [13]. Установленный в первичном фокусе БТА, эшелле спектрограф ESPri позволит измерять линейную и круговую поляризацию ($R \sim 25000$), а также выполнять спектроскопические наблюдения ($R \sim 30000$) достаточно слабых объектов, с запасом перекрывая возможности наблюдений этих объектов в заатмосферном УФ, с $R = 50000$. Прибор ESPri может оказаться интересным и для развития методов доплеровской томографии с учетом поляризации излучения.

4. Вращение звезд с пятнами

Основным средством наземной поддержки спектрографов высокого разрешения проекта «Спектр-УФ» мы по-прежнему рассматриваем NES — эшелле спектрограф 6-метрового телескопа БТА, оснащенный кварцевой корректирующей оптикой, и обеспечивающий спектральное разрешение $R = 70000$ в диапазоне длин волн $\lambda \geq 310$ нм [14]. Выявлены резервы прибора, позволяющие, в частности, перейти рубеж $R = 100000$ [15]. Из всего многообразия задач наземной поддержки на NES, здесь отметим синхронное исследование в УФ- и видимом диапазонах формы спектральных линий, модулируемой вращением пятнистой звезды.

5. Изучение эффектов хромосферной активности звезд

Длительный заатмосферный спектроскопический мониторинг весьма затратен для любого проекта. Поэтому изучение эффектов хромосферной активности, хорошо проявляющихся у холодных звезд в заатмосферном УФ [16] можно поддерживать наземным мониторингом в линии К CaII, где спектрограф NES достаточно эффективен [17].

6. Заключение

Для успешного выполнения научной программы проекта «Спектр-УФ» ведется активная работа по дооснащению наземных телескопов аппаратурой для спектроскопических исследований. Важную роль будут играть 6-м телескоп БТА (САО РАН) и 2-м телескоп Терскольского филиала ИНАСАН. В то же время, для большинства мониторинговых задач более важным на наш взгляд было бы использование специально выделенного телескопа диаметром около 1-м (см. материалы на <https://www.sao.ru/Doc-k8/Telescopes/small/descrip.html>). Для прецизионных измерений лучевых скоростей и спектроскопического мониторинга на таком телескопе нами разрабатывается спектрограф-поляриметр с оптоволоконным сочетанием, EFES, $R = 45000$ [18].

Программа повышения точности доплеровских измерений на спектрографе NES поддержана грантом Правительства Российской Федерации №14.W03.31.0017.

Список литературы

1. M. Sachkov, B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, E. Kanev, et al., in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse, ASP Conf. Ser.*, volume 510, 568 (2017).
2. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, J. C. Vallejo, et al., *Astrophysics and Space Science*, **363**, 62, 2018.
3. A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al., *Astron. Rep.*, **60**, 1, 2016.
4. B. D. Savage and K. R. Sembach, *ARA&A*, **34**, 279, 1996.
5. V. G. Klochkova, *Bulletin of the Special Astrophysics Observatory*, **34**, 19, 1991.
6. V. G. Klochkova, *Astrophysical Bulletin*, **69**, 279, 2014.
7. E. S. Kulagin and V. E. Panchuk, in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse, ASP Conf. Ser.*, volume 510, 556 (2017).
8. I. A. Crawford, *Ap&SS*, **285**, 661, 2003.

9. V. G. Klochkova, *Bulletin of the Special Astrophysics Observatory*, **44**, 5, 1997.
10. V. G. Klochkova, in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse, ASP Conf. Ser.*, volume 510, 121 (2017).
11. V. Panchuk, M. Yushkin, V. Klochkova, and M. Sachkov, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI, Proc. SPIE*, volume 9908, 99086Y (2016).
12. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, M. V. Yushkin, G. V. Yakopov, Y. B. Verich, and M. E. Sachkov, in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse, ASP Conf. Ser.*, volume 510, 562 (2017).
13. V. E. Panchuk, G. A. Chuntunov, and I. D. Naidenov, *Astrophysical Bulletin*, **69**, 339, 2014.
14. V. Klochkova, V. Panchuk, and M. Yushkin, in B. Shustov, M. Sachkov, and E. Kilpio, eds., *Ultraviolet Universe II*, 46 (2008).
15. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, and M. V. Yushkin, *Astron. Rep.*, **61**, 820, 2017.
16. J. L. Linsky, *ARA&A*, **55**, 159, 2017.
17. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, and M. V. Yushkin, *Astrophysical Bulletin*, **65**, 269, 2010.
18. V. E. Panchuk, M. V. Yushkin, V. G. Klochkova, G. V. Yakopov, and Y. B. Verich, *Astrophysical Bulletin*, **70**, 226, 2015.

Результаты миссии «Астрон»

Малков О.Ю.¹, Саванов И.С.¹, Кильпио Е.Ю.¹,
Миронов А.В.²

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

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

Абстракт Приводятся основные характеристики и результаты ультрафиолетовой космической миссии «Астрон», запуск которой состоялся в 1983 г. Рассмотрены результаты сравнения звездных спектров с низким разрешением из библиотек «Астрон» и NGSL, обсуждается точность данных и делаются выводы о потенциальных областях применения данных «Астрон». Ультрафиолетовые спектры звезд, звездных систем, туманностей и комет с низким разрешением были подготовлены и представлены в CDS (Страсбург) и доступны через VizieR (каталог III/280).

The results of the Astron mission

Malkov O.Yu.¹, Savanov I.S.¹, Kilpio E.Yu.¹, Mironov A.V.²

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

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

Abstract We present the main characteristics and results obtained by the soviet ultraviolet space mission Astron, launched in 1983. The results of comparison of stellar low resolution spectra from the Astron libraries and NGSL and the precision of the data are discussed. Conclusions about the potential applications of Astron data are given. Data on the ultraviolet spectra of stars, star systems, nebulae and comets with a low resolution were submitted to the CDS (Strasbourg) and are available through VizieR (catalog III/280).

1. Введение

Ультрафиолетовый (УФ) спектральный диапазон имеет принципиальный интерес в астрономии, поскольку на этот диапазон приходится пик энергетического распределения горячих звезд, ответственных за химическую эволюцию Галактики. Кроме того, межзвездное поглощение, искажающее распределение энергии в спектре далеких астрономических объектов, особенно сильно проявляется при наблюдениях на ультрафиолетовых длинах волн. К сожалению, этот диапазон недоступен для наблюдений с поверхности Земли, поэтому результаты работы каждой космической УФ-обсерватории имеют первостепенное

значение, в частности, для создания / расширения библиотек звездных спектров в высокотемпературном диапазоне.

Советская астрофизическая космическая миссия «Астрон» была запущена в 1983 г. Она функционировала шесть лет, в то время входящий в ее состав ультрафиолетовый космический телескоп был крупнейшим в мире. В данной статье представлены его основные характеристики и, на основании сравнительного анализа, обсуждаются полученные с ним основные результаты.

2. «Астрон»: описание миссии

«Астрон» был запущен 23 марта 1983 ракетой-носителем Протон и проработал шесть лет. Орбита была выбрана высокоэллиптической (апогей ~ 200000 км, перигей ~ 2000 км, наклонение 51.5°), что позволило исключить влияние радиационных поясов.

Полезная нагрузка миссии состояла из УФ-телескопа Спика (классическая схема Ричи-Кретьена, диаметр основного зеркала — 0.8 м, фокусное расстояние — 7.86 м) и набора рентгеновских спектрометров. УФ-спектры регистрировались Роуландовским двухканальным спектрографом (изначально планировалось три канала, но третий оказался неработоспособным). Рабочие диапазоны каналов — 2400–3500 Å и 1524–2600 Å; разрешение первого канала — $\Delta\lambda \approx 30$ Å, второго — $\Delta\lambda \approx 0.4$ Å и $\Delta\lambda \approx 30$ Å.

3. Основные результаты

В процессе выполнения миссии были проведены спектральные наблюдения более чем ста звезд различных типов, десятков галактик и туманностей, а также нескольких комет. Проводились также наблюдения Нег X-1 и других рентгеновских источников в созвездиях Orion, Taurus и Leo. Станция «Астрон» наблюдала такое исключительное явление, как вспышку сверхновой SN 1987A в Большом Магеллановом Облаке (4–12 марта 1987 г.). Наблюдения кометы Галлея (декабрь 1985 г.) позволили советским ученым разработать модель комы кометы. На станции «Астрон» осуществлялись также наблюдения симбиотических звезд.

Из-за сложной политической и экономической ситуации в стране в 1990-е годы данные миссии не получили широкого распространения. Данные «Астрон» не были включены в архивы MAST и VizieR, упоминание миссии в библиографической базе ADS тоже довольно незначительно. Практически единственным источником сведений о резуль-

татах миссии служит сборник [1], опубликованный на русском языке в 1000 экземплярах. К сожалению, эта книга практически недоступна мировому астрономическому сообществу.

Данные миссии «Астрон», безусловно, не заслуживают забвения, поэтому мы предоставили доступ к этим данным в рамках проекта «Российская виртуальная обсерватория» [2]. Спектры звезд с низким разрешением, десятков звездных систем (систем Галактики и собственно других галактик), туманностей и комет, а также фона в ультрафиолетовой области были оцифрованы, переформатированы согласно соответствующим стандартам и представлены в CDS (Страсбург). Сейчас все эти данные доступны через VizieR (каталог III/280).

4. УФ-спектры переменных звезд

Среди наиболее значительных результатов миссии «Астрон» — исследования звезд в УФ-спектральном диапазоне (1500–3500 Å) при низком спектральном разрешении. В течение 142 наблюдений были получены (в двух спектральных каналах) и опубликованы в виде таблиц с шагом по длине волны 20 Å распределения энергии в спектрах 90 звезд. В большинстве случаев спектр звезды был получен единожды; два, три или четыре наблюдения одной звезды существенно более редки.

Почти все звезды, выбранные для научной программы «Астрон», являются переменными. Данные калибровались по абсолютной энергии, сравнивая спектр звезды 139 Тау (которая служила стандартным источником) с данными, полученными миссией IUE [3]. К сожалению, по техническим причинам (значительная деградация одного из каналов в ходе миссии), оцененная неточность абсолютных потоков «Астрон» может достигать 15%. Однако относительные точности распределения энергии в спектрах звезд аналогичны тем, которые характерны для современных спектральных атласов.

В работе [4] для проверки данных «Астрон» использовались данные библиотеки STIS Next Generation Spectral Library, NGSL [5]. В списках «Астрон» и NGSL оказалось 14 общих звезд, и сравнение данных по этим звездам позволило сделать следующие выводы.

Наклон и основные детали спектральных распределений совпадают в «Астрон» и NGSL, а некоторые несоответствия потоков можно объяснить как неточностями абсолютных потоков «Астрон», так и переменностью наблюдаемых звезд. Некоторые из случаев расхождения потоков могли быть вызваны также ухудшением эффективности

переноса заряда CCD STIS, которая различна для звезд разного спектрального типа и яркости.

Стандартное отклонение табличных значений спектрального распределения звезд, согласно оценке [1], довольно мало, около 0.1% в логарифме потока [$\text{erg}/(\text{s cm}^2 \text{\AA})$]. Данные «Астрон» подтверждаются данными NGSL и расширяют последние в дальнюю ультрафиолетовую область (до 1500 \AA). Таким образом, данные полученные спутником «Астрон», могут внести значительный вклад в понимание природы распределения энергии в ультрафиолетовом диапазоне спектра переменных звезд (напоминаем, что звезды постоянной яркости «Астрон» не наблюдал).

5. Заключение

В статье приводятся основные характеристики и результаты ультрафиолетовой космической миссии «Астрон». Описаны, в частности, результаты сравнения звездных спектров с низким разрешением из библиотек «Астрон» и NGSL, обсуждается точность данных и делаются выводы о потенциальных областях применения данных «Астрон».

Ультрафиолетовые спектры звезд, звездных систем, туманностей и комет с низким разрешением были подготовлены и представлены в CDS (Страсбург) и доступны через VizieR.

Успешный опыт эксперимента «Астрон» в настоящее время используется в подготовке УФ-космической миссии WSO-UV [6, 7].

Мы благодарны Е. Каневу, М. Щербиной и В. Спириной за помощь в оцифровке данных «Астрон». Работа частично поддержана грантом РФФИ 17-52-45076.

Список литературы

1. A. A. Boyarchuk, *Astrophysical research with the space station "Astron" (Astrofizicheskoe issledovanie na kosmicheckoi stantsii "Astron")* (1994).
2. O. Malkov, O. Dluzhnevskaya, E. Bakanas, E. Kilpio, et al., *Baltic Astronomy*, **25**, 107, 2016.
3. A. Bogges, in *Bulletin of the AAS, Bulletin of the AAS*, volume 10, 442 (1978).
4. E. Y. Kilpio, A. V. Mironov, and O. Y. Malkov, *Baltic Astronomy*, **25**, 23, 2016.
5. S. R. Heap and D. J. Lindler, in A. Vallenari, R. Tantalò, L. Portinari, and A. Moretti, eds., *From Stars to Galaxies: Building the Pieces to Build Up the Universe*, *ASP Conf. Ser.*, volume 374, 409 (2007).

6. M. Sachkov, B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, E. Kanev, et al., in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse, ASP Conf. Ser.*, volume 510, 568 (2017).
7. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, A. Moisheev, et al., *Ap&SS*, **354**, 155, 2014.

Проект «Астрон-2» всенебесного обзора неба в УФ-диапазоне

Саванов И.С., Шустов Б.М., Сачков М.Е., Шугаров А.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Кратко описан проект создания космической астрофизической обсерватории «Астрон», главной целью которой является проведение всенебесного спектрального и фотометрического обзора в ультрафиолетовой области спектра. Основу обсерватории составит телескоп апертурой 210 см и полем зрения $1-2^\circ$. Шесть дополнительных телескопов апертурой 30–40 см с полем зрения $8-10^\circ$ будут использованы для всенебесного обзора в широком диапазоне длин волн (вплоть до ближнего ИК) одновременно с ультрафиолетовым. Предполагаемые сроки создания обсерватории «Астрон» 2025–2035 гг. с запуском после завершения работы обсерватории «Спектр-УФ». Приведен список важнейших астрофизических задач проекта «Астрон».

“Astron-2” — all-sky survey UV mission

Savanov I.S., Shustov B.M., Sachkov M.E., Shugarov A.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract A project of space astrophysical observatory “Astron-2” aimed to carry out the all-sky spectral and photometric survey in the ultraviolet spectral region. The major instrument of the observatory is a 210-cm aperture telescope with a field of view of about $1-2^\circ$. Six additional telescopes with an aperture of 30–40 cm and with a field of view of $8-10^\circ$ will be used for the all-sky survey in a wide range of wavelength (up to near IR) simultaneously with ultraviolet observations. The expected timeframe for construction of the “Astron-2” observatory is 2025–2035. with a launch after completion of the “Spektr-UF” mission. List of the most important astrophysical problems which can be solved with the “Astron-2” is presented.

1. Введение

Широкий спектр важнейших научных целей и возможностей наблюдений Вселенной в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне объясняет, почему за период развития УФ-астрономии (около 50 лет) в мире проведено множество кратковременных космических экспериментов и запущено около двух десятков орбитальных космических аппаратов (обсерваторий) для долговременных наблюдений объектов в УФ. Современное состояние и перспективы развития технологий УФ-астрономии

описаны, в частности, в [1, 2, 3, 4, 5]. В России, которая возглавляет работы и несет основную нагрузку по реализации международного проекта «Спектр-УФ», направленного на создание большой космической обсерватории для работы в УФ-участке спектра, перспективам дальнейшего развития этого направления, естественно, уделяется особое внимание.

«Спектр-УФ» — многоцелевая обсерватория, но ее основное назначение — детальное исследование отдельных астрономических объектов методами УФ-спектроскопии и построения высококачественных изображений на сравнительно малом поле зрения (до ~ 10 угловых минут). В последние годы наметилась четко выраженная тенденция к созданию космических обсерваторий, способных к проведению глубоких высококачественных обзоров больших участков неба, причем это относится и к инфракрасному (ИК), и к оптическому, и к УФ-диапазонам. Отметим, что обзоры неба, проводимые с широкоугольными инструментами, прочно завоевали лидирующие позиции в наземной наблюдательной астрофизике. Среди главных причин проведения обзоров из космоса можно выделить следующие — возможность наблюдений в спектральных диапазонах, недоступных с поверхности Земли; более высокое (по сравнению с наземным) качество и стабильность изображений; возможность наблюдений 24 часа в сутки; в большинстве случаев более низкая фоновая засветка и, соответственно, возможность достижения высокой фотометрической точности.

2. Проект «Астрон-2»

Анализ перспектив УФ-астрономии, выполненный в [4], приводит к выводу, что будущая УФ-обсерватория должна быть нацелена именно на решение задач, связанных с проведением УФ-обзоров. Это стало обоснованием для предложенного проекта «Астрон-2» [3]. «Астрон-2» — космическая астрофизическая обсерватория для проведения всенебесного спектрального и фотометрического обзора в УФ-области спектра. Она позволит дать ответы на многие вопросы истории образования нашей Вселенной, формирования и эволюции галактик и звезд. По своим параметрам космическая обсерватория «Астрон-2» существенно превзойдет обзорный космический эксперимент GALEX [6]. Космический аппарат GALEX (2003–2013 гг.) имел в своем составе телескоп системы Ричи-Кретьена апертурой 50 см и полем зрения 1.2° . Рабочий диапазон длин волн 135–280 нм. Преимущества «Астрон-2» перед GALEX будут достигнуты за счет:

- Высокой фотометрической чувствительности и точности в широком УФ-участке спектра вследствие применения детекторов ПЗС (или КМОП), хорошо зарекомендовавших себя во многих космических экспериментах;
- Высокой точности стабилизации космического аппарата — не хуже 0.03 угловых секунд;
- Высокого качества отражающего покрытия оптики;
- Возможностей проведения глубоких фотометрических и спектральных обзоров по всему небу, включая области неба, содержащие большое число ярких объектов. Эти области были не доступны для проекта GALEX.

3. Состав космической обсерватории «Астрон-2»

Основу космической астрофизической обсерватории составит телескоп диаметром зеркала ~ 200 см и с полем зрения телескопа $1-2^\circ$, оснащенный спектрографом низкого разрешения ($R = 200 - 500$) и камерой поля. Это позволит провести полные фотометрические и глубокие спектральные обзоры всего неба вплоть до 19–20 звездной величины в диапазоне длин волн 120–310 нм. В качестве такого основного телескопа предлагается телескоп, выполненный по трехзеркальной схеме с главным зеркалом диаметром 2000 мм и фокусным расстоянием 17 000 мм. Для заполнения большой фокальной поверхности будет использована сборка мозаичных детекторов. Рассматриваются два варианта фотоприемников для мозаичного фотоприемного устройства: традиционные ПЗС-детекторы или перспективные КМОП-детекторы.

Предлагается также установить шесть дополнительных телескопов апертурой 30–40 см и с полем зрения $8-10^\circ$. Эти телескопы, образующие наблюдательную систему ОБЗОР, будут использованы для всенебного обзора объектов (до 21^m в полосе V) в широком диапазоне длин волн, включая УФ. Поле зрения каждого из шести телескопов будет составлять $8-10^\circ$. В качестве прототипов таких инструментов могут быть рассмотрены создаваемые в ИНАСАН в рамках гранта МОН России 14.604.21.0099 телескопы VT-78d [7]. Основное назначение телескопа VT-78d — проведение обзоров и массовое обнаружение на небе переменных объектов. Решение этих задач достигается благодаря весьма широкому полю зрения телескопов (10 градусов). Площадь поля зрения одного телескопа составляет ~ 78.5 квадратных градусов. Предполагается, что приемником излучения будет

служить ПЗС или КМОП детектор формата $4k \times 4kK$ с пикселем размером 12 мкм.

4. Научные задачи проекта «Астрон-2»

С помощью «Астрон-2» станет возможным решение целого ряда важнейших астрофизических задач:

- Глубокий УФ-обзор звездного населения десятков тысяч галактик и картирование областей звездообразования в них будет использован для исследования эволюции галактик и истории звездообразования в локальной Вселенной, т.е. до $z \simeq 2$ (это примерно 70% «объема» Вселенной).
- Получение детальной карты межзвездного поглощения в нашей Галактике.
- Детальное исследование областей звездообразования в нашей Галактике.
- Решение широкого круга задач, связанных с исследованием экзопланетных систем. По данным этих наблюдений планируется уточнить историю образования и эволюцию Солнечной системы, а прояснить, как свойства экзопланет зависят от свойств протопланетного дисков, из которого они сформировались.
- Телескопы обсерватории «Астрон-2» позволят методами астросейсмологии (в комбинации с измерениями лучевых скоростей) установить характеристики звезд, обладающих планетными системами, с ранее недоступной точностью (например, массы звезд будут определены с точностью лучше 10%, радиусы — 1–2% и возрасты — 10%).
- Путем высокоточных измерений спектров колебаний беспрецедентно большого числа красных гигантов будет уточнено их внутреннее строение.
- Астросейсмологические исследования белых карликов и субкарликов спектральных классов O и B позволят получить сведения об их пульсациях, наблюдения которых с наземными телескопами практически невозможны. Важным направлением исследований является обнаружение новых планет около упомянутых субкарликов, это даст важные сведения о свойствах систем «звезда-планета» на поздних стадиях эволюции звезд.

- Изучение разнообразных типов переменности звезд на стадиях эволюции, предшествующих их приходу на главную последовательность.
- Наблюдения на обсерватории «Астрон-2» позволят по изучению переменности кривых блеска в различных длинах волн детально исследовать магнитную активность звезд. Это даст возможность прокалибровать зависимость параметров вращения звезд от их возраста (гирохронология), найти и проанализировать циклы активности звезд, получить ограничения на модели звездного динамо, а также выполнить исследования звездной корональной сейсмологии.
- Наконец, будут проведены фотометрические наблюдения звездных скоплений, в том числе молодых, недоступных для космических миссий «Kepler» и CoRoT, а также наблюдения тесных двойных систем, затменных систем, цефеид (для установления шкалы расстояний во Вселенной), ядер активных галактик и проч.

5. Заключение

Рост интереса к крупным обзорным инструментам космического базирования, стимулированный успехом целого ряда наземных обзорных проектов — явление отнюдь не временное. Описанный проект создания космической астрофизической обсерватории «Астрон-2», главной целью которой является проведение всенебесного спектрального и фотометрического обзора в ультрафиолетовой области спектра, весьма востребован. Опыт работы над обсерваторией «Спектр-УФ» показывает, что проект «Астрон-2» вполне реализуем, если не касаться проблем финансирования фундаментальных космических исследований в России. Конечно, он не может соревноваться с весьма амбициозными и чрезвычайно затратными мега-проектами типа LUVUOIR, но у него есть свое и весьма значительное поле научных задач. Тем более, обсерватория «Астрон-2» наряду с возможностями проведения глубоких обзоров (не только в УФ, но и более широком диапазоне) будет иметь возможность выполнять программы детального изучения наиболее интересных объектов и процессов во Вселенной.

Список литературы

1. M. Sachkov, B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, E. Kanev, et al., in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse*, *ASP Conf. Ser.*, volume 510, 568 (2017).
2. M. Sachkov, B. Shustov, and A. I. Gómez de Castro, in *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray*, *Proc. SPIE*, volume 9905, 990504 (2016).
3. A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al., *Astron. Rep.*, **60**, 1, 2016.
4. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, A. Moisheev, et al., *Ap&SS*, **354**, 155, 2014.
5. B. Shustov, M. Sachkov, A. I. Gómez de Castro, K. Werner, N. Kappelmann, and A. Moisheev, *Ap&SS*, **335**, 273, 2011.
6. D. C. Martin, J. Fanson, D. Schiminovich, P. Morrissey, et al., *ApJL*, **619**, L1, 2005.
7. V. Y. Terebizh, *AJ*, **152**, 121, 2016.

Особенности обеспечения ударной прочности перспективной орбитальной астрофизической обсерватории «Спектр-УФ»

Бирюков А.С.¹, Деменко О.Г.¹, Ефанов В.В.¹, Канев Е.Н.²

¹АО «НПО Лавочкина», Химки, Россия

²Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт В статье приведено краткое описание пиромеханических и детонационных устройств разделения конструкции космических аппаратов (КА) и разгонных блоков (РБ). Показаны причины возникновения значительных ударных перегрузок в конструкции и на аппаратуре, описаны технические решения по их снижению, реализованные в перспективных КА и использующие механизмы газодинамического и механического демпфирования.

Ensuring the shock strength of the “Spektr-UF” space mission

Birukov A.¹, Demenko O.¹, Efanov V.¹, Kanev E.²

¹JSC “NPO Lavochkin”, Khimki, Russia

²Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The paper briefly describes pyro-mechanical and detonation separation devices of SC and Upper Stages. Reasons of appearing of significant shock overloads in structure and equipment are pointed, as well as engineering solutions realized on prospective astronomical observatory SC Upper Stage for their reduction using gas-dynamic and mechanical shock absorption mechanisms are described in the paper.

1. Введение

Орбитальные космические обсерватории имеют значительное преимущество перед наземными обсерваториями с точки зрения качества и точности получаемой информации, поэтому их создание является приоритетной научной и технической задачей. Созданием орбитальных обсерваторий в НПО им. С.А. Лавочкина начали заниматься еще в середине 70-х годов XX века. Первый реализованный проект, «Астрон» для наблюдений в УФ-диапазоне спектра излучения, выведенный в космос 23 марта 1983 г., получился удачным и прослужил на

орбите 8 лет при гарантийном сроке службы 1 год. За ним последовали новые разработки — «Гранат» в рентгеновском диапазоне и «Прогноз» в миллиметровом диапазоне, которые к настоящему времени закончили свою работу. В настоящее время НПО им. С.А. Лавочкина трудится над созданием новой серии космических аппаратов — разнодиапазонных орбитальных обсерваторий «Спектр». Первый КА из этой серии, «Спектр-Р»–Радиоастрон, успешно работает с 2013 г. КА «Спектр-УФ» и «Спектр-РГ» завершают наземную отработку и в недалеком будущем будут введены в строй.

Создание орбитальных обсерваторий является сложной научно-технической задачей. Особенности их компоновки и используемой аппаратуры затрудняют решение многих технических вопросов, в том числе обеспечение ударной прочности (УП) КА, под которой, в широком смысле слова, понимается способность КА и его частей воспринимать без разрушения и ухудшения эксплуатационных характеристик ударно-импульсные нагрузки. Ударная прочность относится к числу основных видов эксплуатационной прочности КА, отработка которой, в соответствии с действующими стандартами, является обязательной [1]. Это связано с высокой чувствительностью целого ряда жизненно важных объектов КА, прежде всего, бортовой служебной и научной аппаратуры, а также отдельных агрегатов и механизмов, к действию быстронарастающих нагрузок, которые возникают, в частности при срабатывании пиротехнических и детонационных устройств систем отделения.

В настоящее время и в обозримом будущем создание космической техники немислимо без использования на борту различного рода устройств и систем разделения частей конструкции. В ходе полета производится отделение космической головной части от ракеты-носителя, отделение отработавших агрегатов, отделение полезной нагрузки от разгонного блока, трансформирование сложенных частей КА и др. Эти операции наиболее эффективно осуществляются при помощи пиромеханических или детонационных устройств, использующих энергию экзотермических химических реакций при детонации зарядов взрывчатых веществ или сгорании пиротехнических составов в системах пироавтоматики. Детонационная автоматика на основе взрывчатых бризантных веществ дополнительно обеспечивает быстрдействие и синхронность работы исполнительных элементов, независимость их действия от давления и температуры. Пиротехнические системы разделения обладают высокой надежностью при приемлемых массе и габаритах. Однако значительным недостатком таких

устройств, выполненных по традиционным схемам с использованием пиротехнических составов и кристаллических взрывчатых веществ, являются высокие динамические (ударные) воздействия на конструкцию, на служебную и целевую аппаратуру.

2. Особенности ударных воздействий

Опасность ударных воздействий состоит в том, что они имеют импульсный характер и высокую скорость изменения. Ударный импульс возбуждает интенсивные колебания различных частей КА, которые могут приводить к многократному увеличению повреждаемости по сравнению со статическим действием нагрузки и являться причиной различного рода неисправностей. Кроме того, высокая скорость изменения нагрузок и деформаций при распространении ударной волны по конструкции может вызывать изменение механических показателей прочности конструкционных материалов. В наибольшей степени от этого «страдают» хрупкие материалы, входящие в состав объектов оборудования КА, например, кристаллы, являющиеся чувствительными элементами космической оптики, зеркал, а также клееные соединения в элементах электроники — микрочипах, платах и т.д. Критически важные к действию ударной нагрузки объекты КА — это, как правило, легкие и/или хрупкие элементы современных приборов, не способные пластически деформироваться и имеющие высокие собственные частоты колебаний, близкие к тем, которые возбуждаются высокочастотным ударным импульсом от систем отделения.

Общий вид и компоновка КА «Спектр-УФ» показаны на рис. 1 [2]. Строительной базой КА «Спектр-УФ» является базовый модуль служебных систем (БМСС) «Навигатор», который через адаптер крепится к разгонному блоку. Конструктивно БМСС представляет собой восьмигранный корпус, на гранях которого закреплены элементы двигательной установки (двигатели малой тяги и коррекции), панели фотопреобразователей, радиаторы системы обеспечения теплового режима. К нижнему торцу корпуса БМСС крепится тепловая сотопанель, на которой установлена практически вся аппаратура модуля «Навигатор», обеспечивающая управление работой КА на всех этапах его функционирования. На верхний торец БМСС установлен с помощью переходной фермы блок научной аппаратуры (БНА). Сверху на переходную ферму устанавливается телескоп Т-170М, в нижней части которого на опорном шпангоуте крепится главное зеркало и тубус с блендой, светозащитной крышкой и модулем вторичного зеркала.

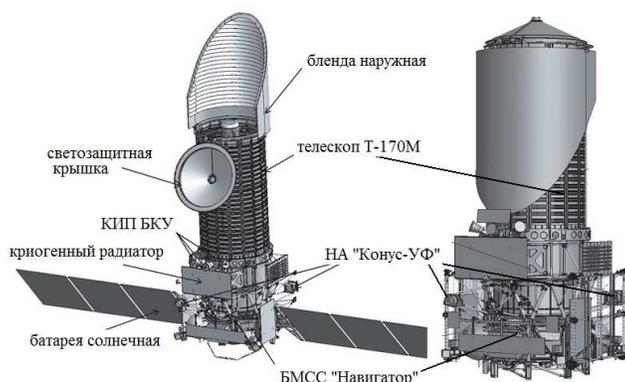


Рис. 1. Общий вид и компоновка КА «Спектр-УФ».

Для жесткого крепления КА к РБ и последующего их разделения используется пиромеханическая система, выполненная по традиционной для НПО им. С.А. Лавочкина схеме [3]. Она включает в себя восемь пиромеханических замков-толкателей и четыре пиротехнических газогенератора. Для выравнивания давления в системе газогенераторы соединены трубчатым коллектором, из которого рабочий высокоэнергетический газ поступает в замки-толкатели по симметрично расположенным трубопроводам. В пиротехническом газогенераторе для получения рабочих газов высокого давления используются патроны с пиротехническими зарядами. Срабатывание их осуществляется электровоспламенительными устройствами. Основой расчета таких систем разделения являются положения и законы термодинамики и теплопереноса [4].

Для обеспечения УП КА логично было бы располагать аппаратуру, наиболее чувствительную к действию ударных нагрузок часть КА, на наибольшем удалении от плоскости разделения КА с РБ. В этом случае благодаря демпфирующему действию конструкции ударные нагрузки дошли бы до аппаратуры в значительно ослабленном виде. Натурные ударные испытания КА «Спектр-УФ», проведенные в НПО им. С.А. Лавочкина с использованием штатной системы отделения КА, показали, что интенсивность ударных нагрузок существенно снижается по мере удаления от плоскости разделения. Эта зависимость показана на рис. 2. Здесь в логарифмической шкале по оси



Рис. 2. Ускорения отклика при срабатывании системы отделения КА.

У приведены (в единицах $g = 9.81 \text{ м/с}^2$) максимальные (пиковые) значения ускорений отклика в разных частях конструкции. По оси приведено расстояние от плоскости отделения КА.

Вблизи плоскости разделения КА (нижний стык БМСС) ускорение ударного отклика при срабатывании замка-толкателя достигало величины в несколько тысяч (1000...4500) g в широком диапазоне частот от 1000 до 20000 Гц. При удалении от плоскости удара на расстояние 0.9 м (через один конструктивный стык — верхний стык БМСС) величина пиковой перегрузки снижается на порядок — до 300 g . При удалении от плоскости удара на расстояние 1.5 м (два стыка — верх переходной фермы БНА) величина пиковой перегрузки снижается еще на порядок — до 30 g . При удалении от плоскости удара на расстояние 5.5 м (верхняя часть телескопа, район узлов крепления бленды и модуля вторичного зеркала) величина пиковой перегрузки снижается до 8 g , а в наиболее удаленной от плоскости разделения точке конструкции, до которой ударная волна проходит путь 8.7 м, пиковая перегрузка составляет всего 3 g .

Как показывают исследования, проводимые авторами [5], большой вклад в снижение ударной нагрузки вносят стыковые соединения частей конструкции КА, снижение уровня ударной нагрузки при прохождении одного стыка составляет от 10 до 30 дБ. Кроме этого, распространение ударного импульса по конструкции КА приводит к



Рис. 3. Базовый модуль «Навигатор» (слева) и блок научной аппаратуры (справа).

распределению его энергии по все более возрастающему объему и закономерному снижению пиковых величин ускорений.

Как видно из на рис. 2, в наиболее опасной зоне находятся объекты, расположенные вблизи от плоскости разделения (в пределах одного-двух конструктивных стыков) — БМСС и БНА вместе с главным зеркалом. Содержимое этих частей КА показано на рис. 3.

Как видно, здесь сосредоточена основная служебная и научная аппаратура КА. Расположить ее иным способом на КА, очевидно, не представляется возможным из-за необходимости обеспечения нормального функционирования телескопа. Кроме того, удаление достаточно массивной аппаратуры от центра масс КА будет создавать серьезные сложности со стабилизацией положения КА на орбите.

Снижение ударного нагружения в такой ситуации может быть достигнуто за счет крепления приборных панелей к основной конструкции КА через демпферы колебаний. Однако такое решение не является «бесплатным». Оно, как правило, значительно ухудшает динамическую компоновку изделия, приводит к усилению колебаний на низких частотах, что крайне нежелательно. Также оно не подходит для прецизионной аппаратуры. В конструкции КА «Спектр-УФ» демпферы колебаний использованы ограниченно — только в конструкции БМСС, на них опирается сотованель с установленными на ней агрегатами и оборудованием служебных систем. В силу указанных причин основным способом снижения уровня ударного нагружения до допустимого значения становится совершенствование пиромеханизмов систем отделения.

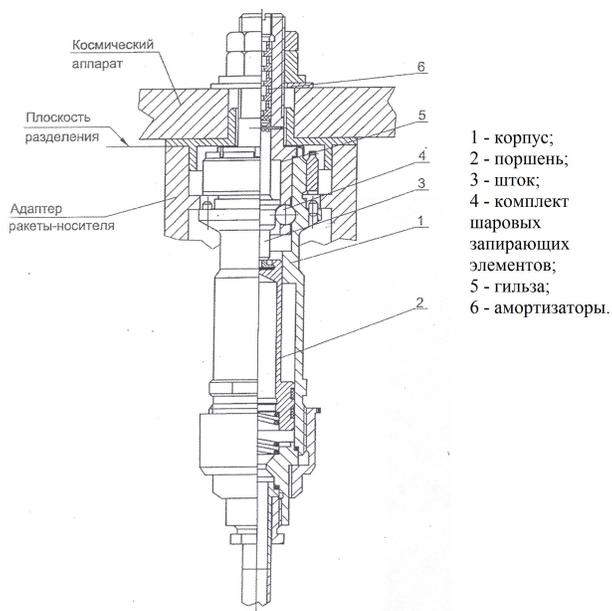


Рис. 4. Общий вид пирозамка-толкателя с шаровыми запирающими элементами.

Конструкция типового пиромеханического замка-толкателя показана на рис. 4. Он воспринимает все механические нагрузки при наземной и летной эксплуатации объекта и осуществляет его отделение в определенный момент с заданным вектором скорости. Замок состоит из цилиндрического корпуса с круговым пазом трапецеидального сечения под шарики, которые размещены в гильзе-сепараторе. В закрытом положении они удерживаются от радиального перемещения штоком. Газ высокого давления подается через штуцер. Срезной штифт удерживает шток от самопроизвольного перемещения. На штоке установлены амортизаторы, препятствующие свободному разгону поршня. При поступлении рабочего газа высокого давления в рабочую полость замка-толкателя происходит весьма быстрое его раскрытие (шарики выходят из зацепления), и при дальнейшем высокоскоростном движении поршня происходит его удар по корпусу указанного замка,

и возникающая при этом значительная ударная нагрузка передается на конструкцию КА.

3. Применение эластичных материалов

Проблема снижения ударного воздействия на КА при срабатывании детонационных устройств успешно решается при использовании в них новых высокоэнергетических эластичных материалов (ВЭМ) [6]. Они позволяют изготавливать монолитные «миниатюрные» заряды сложной конфигурации, работающие с высокой надежностью и точностью, создавать на их основе принципиально новые конструкции исполнительных и передаточных устройств, существенно уменьшать массу и размеры элементов и устройств и, как следствие, снижать уровень их ударного воздействия на КА или РБ. НПО им. С.А. Лавочкина совместно с Санкт-Петербургским технологическим институтом (техническим университетом) и СКТБ «Технолог» на основе разработанных ВЭМ созданы высокоэффективные не разрушаемые безосколочные устройства для систем разделения КА [7].

ВЭМ представляют собой сложные высоконаполненные полидисперсные системы на основе кристаллических бризантных взрывчатых веществ и полимерных связующих различных классов, содержащие также пластификаторы, структурообразующие, армирующие и вулканизующие добавки, сенсibilизаторы, антиоксиданты, пламегасители и другие компоненты. Повышенный интерес к таким ВЭМ обусловлен их уникальными структурно-механическими свойствами, с возможностью изготовления из них зарядов любой формы (листы, пленки, ленты, диски, профилированные шнуры, трубки, компактные изделия сложной конфигурации) с требуемыми физико-механическими характеристиками и стабильными параметрами детонации.

Главное требование к ВЭМ для систем разделения, а также других устройств ракетно-космической техники — малый критический диаметр детонации. Его величина определяется совокупностью кинетических и термодинамических факторов в газодинамике конкретного заряда. Критический диаметр $d_k(\rho_0)$ при реальной плотности (ρ_0) рассчитывается по формуле [7]:

$$d_k(\rho_0) = d_k \cdot 10^{1,4} \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_{\max}} \right) \quad (1)$$

где d_k — критический диаметр ВЭМ при максимальной плотности заряда.

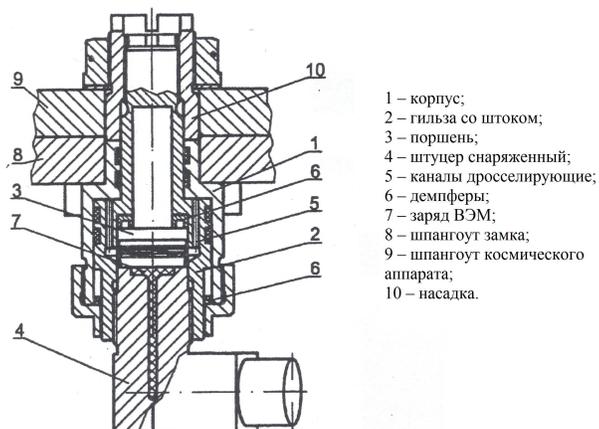


Рис. 5. Конструкция детонационного замка нового типа.

Разработанные эластичные ВЭМ (взрывчатые композиции) обладают необходимыми для применения в ракетно-космической технике комплексом характеристик: высокой детонационной способностью (критический диаметр 0.4 мм), радиационной $2 \cdot 10^6$ рад и термической до 150°C стойкостью, а также возможностью формирования из них зарядов малой массы (0.1–0.5 г) и сложной формы с заданными структурно-механическими характеристиками и стабильными параметрами детонации.

При проектировании детонационных устройств разделения, снаряженных ВЭМ, необходимо производить расчеты зарядов. Эти заряды должны обеспечивать заданные параметры функционирования устройств. Указанные устройства представляют собой конструкции поршневого типа, при срабатывании которых разрывается шейка штока замка. Расчет осуществляется по надежности и эффективности. Метод расчета представлен в [4].

На рис. 5 представлена конструкция детонационного замка поршневого типа, предлагаемого для использования в системах разделения перспективных астрофизических КА. Принцип его работы заключается в следующем. При подаче инициирующего импульса от электродетонатора либо от транслятора детонации срабатывает заряд ВЭМ в рабочей камере корпуса. Воздействие давления продуктов взрыва на

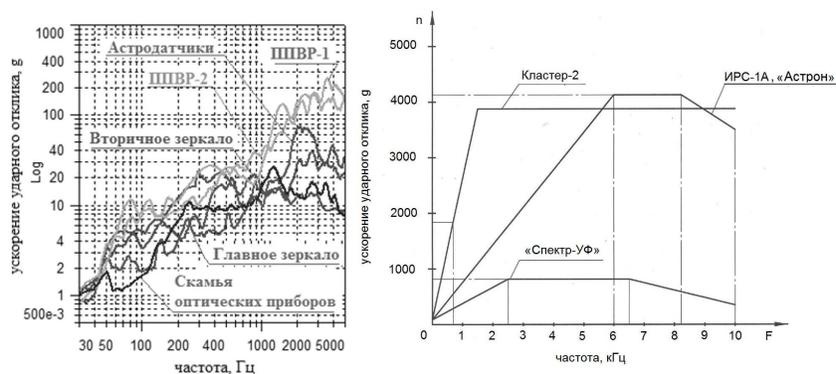


Рис. 6. Ударный спектр (огibaющая) ударного воздействия системы отделения на конструкцию КА.

поршень вызывает бесколочный разрыв шейки штока и таким образом осуществляется разделение конструкции. Следует отметить, что в результате удара поршня по корпусу замка в конце его движения по конструкции КА и РБ распространяется ударная волна, генерирующая ударные нагрузки.

Введение комплекса в конструкцию замка-толкателя амортизирующих устройств, препятствующих свободному неконтролируемому разгону поршня, позволило значительно (в ряде случаев почти на порядок) уменьшить ударное воздействие на КА [8]. На рис. 6 показаны ударные спектры ускорений отклика объектов аппаратуры КА «Спектр-УФ», подтверждающие вышесказанное. Здесь слева в логарифмическом масштабе по оси Y приведены ускорения отклика в g для отдельных групп объектов оборудования (в виде огibaющих по всем направлениям действия нагрузки и по всем объектам, входящим в группу), а по оси X — частота ударного спектра в Гц. Справа приведено сравнение ударных спектров нагружения (в виде огibaющих по всем направлениям действия нагрузки по всей аппаратуре и агрегатам, входящим в состав КА) для КА «Спектр-УФ» и КА его предшественников.

4. Заключение

Описанные в статье усовершенствования конструкции пиромеханических замков-толкателей и детонационных замков позволили существенно снизить динамическое воздействие на прецизионную конструкцию КА и обеспечить выполнение требований по механическому воздействию на бортовую аппаратуру.

Список литературы

1. V. V. Efanov, A. C. Biryukov, O. G. Demenko, and V. V. Gorovtsov, *Polyot*, **2**, 30, 2014.
2. A. A. Moisheev, V. E. Babyshkin, B. N. Martynov, E. V. Skripunov, and A. V. Ivanov, *Vestnik NPO Lavochkin*, **5**, 16, 2014.
3. V. V. Efanov, V. V. Gorovtsov, A. A. Kotomin, and S. A. Dushenok, *Polyot*, **2**, 8, 2010.
4. V. V. Efanov and K. M. Pichkhadze, *Projektirovanie avtomaticheskikh kosmicheskikh apparatov dlja fundamentalnykh nauchnykh issledovanij. Vol. 1, p. 372* (2012).
5. A. C. Biryukov, O. G. Demenko, and N. A. Mikhalekov, *Vestnik NPO Lavochkin*, **1**, 28, 2017.
6. A. A. Kotomin, S. A. Dushenok, V. V. Efanov, and V. N. Timofeev, *Perspektivnye materialy i tekhnologii dlja raketno-kosmicheskoi tekhniki. Vol.3. / Eds A.A. Berlin and I.G. assovskij. M.: TORUS PRESS, p. 256* (2007).
7. V. V. Efanov, V. V. Gorovtsov, and A. A. Kotomin, *Actual problems of aviation and aerospace systems: processes, models, experiments*, **3**, 18, 2007.
8. V. V. Efanov, V. V. Gorovtsov, and L. P. Koroľyova, Patent ru 2093435 c1., 1997.

Проблемы развития астрономии в России

О состоянии и перспективах развития наземной астрономии в России

Щустов Б.М.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Обсуждаются состояние и перспективы развития астрономии в России. На данный момент оно характеризуется значительным отставанием от мирового уровня, прежде всего, в технологии наземных астрономических наблюдений. В целях выхода из этой ситуации проведена экспертиза проблемы и намечены наиболее перспективные инфраструктурные проекты. Для их реализации необходима поддержка государства.

On the state of art and prospects of development of astronomy in Russia

Shustov B.M.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The state of art and prospects of development of astronomy in Russia are discussed. The current state is characterized by a considerable lag behind the world level, especially in the technology of the ground-based astronomical observations. Based on the results of expertise, the most promising infrastructure projects were selected. To implement them, state support is needed.

1. Введение

Общепризнано, что уровень развития страны в значительной степени определяется ее научным потенциалом, который, в свою очередь, определяется уровнем развития фундаментальной науки. Состояние астрономии как одной из важнейших фундаментальной наук — хороший индикатор общего развития страны. К сожалению, состояние российской астрономии нельзя назвать соответствующим статусу крупной развитой державы. Особенно остро это чувствуется в наземной астрономии. В течение нескольких десятков лет поддержка астрономических исследований была явно недостаточной. В последнее время ситуация, по-видимому, начинает понемногу меняться. По инициативе и при участии РАН, Научно-координационного совета при ФАНО России (НКС ФАНО), Министерства образования и науки, Управления Президента по научно-образовательной политике была сформирована

межведомственная рабочая группа (МРГ) экспертов по астрономии. Члены РГ — эксперты в различных областях наблюдательной астрономии и астрофизики, работающие как в институтах РАН/ФАНО, так и в ведущих университетах. Большинство из них — члены тематических Советов РАН по астрономии и/или космосу. Группе было поручено провести разработку целостной Программы развития наземной экспериментальной базы астрономии и астрофизики в России, в которой приоритеты участия России в крупных зарубежных астрономических проектах были бы логистически и финансово согласованы с планами развития наземной астрономической инфраструктуры на территории РФ. В работе группы, в частности, в разработке программы развития в рамках открытого конкурсного подхода, активно участвовало астрономическое научное сообщество. Важной частью работы было проведение всеобъемлющего аудита существующих наземных астрономических средств в РФ и рассмотрение вопроса подготовки кадров. РГ работала в течение 2015–2016 гг и готова к продолжению, если это будет востребовано. В данной статье кратко описаны основные результаты проведенной работы.

2. Структура астрономических исследований в России

Организационно-правовые формы и количество российских научных организаций, ведущих астрономические исследования

34 научные учреждения России, в которых проводятся астрономические исследования, имеют две организационно-правовые формы: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки (ФГБУН) и подразделение (астрономическая кафедра, лаборатория, обсерватория, институт) Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования (ФГБОУ ВО) Министерства образования и науки РФ (МОН). За одним исключением, все ФГБУН (17 учреждений), проводящие астрономические исследования, подчинены Федеральному агентству научных организаций (ФАНО России). Число специализированных (проводящих преимущественно астрономические исследования) ФГБУН — 8; еще 9 научных учреждений ФАНО имеют подразделения астрономического направления. Количество подразделений ФГБОУ ВО — 17.

Научные кадры

Общая численность исследователей, согласно данным проведенного аудита, на начало 2016 г. составляла около 1300 чел., из них около 20% имеют ученую степень доктора наук, 35% — кандидата наук.

Отметим сравнительно неплохой показатель российских астрономов (членов МАС) по продуктивности научной работы, определяемый здесь как количество публикаций в рецензируемых изданиях на одного члена МАС в год: в России — 2.3, в США — 2.3, Германии — 3.9, Китае — 2.0, Японии — 1.6 (по данным Web of Science по разделу Space Science). По этому показателю Россия не уступает другим странам. Однако средний (по всему астрономическому сообществу страны) уровень публикационной продуктивности нельзя назвать высоким — немного менее одной рецензируемой статьи в год на астронома. Важный качественный показатель научных исследований — цитируемость научных работ российских астрономов. Согласно тому же источнику, количество ссылок на работы российских астрономов, членов МАС, составляет в среднем 8 на одну публикацию за 10 лет. Средняя цитируемость научных работ всех российских астрономов гораздо ниже. Для сравнения — средний показатель для работ авторов из США, Германии, Англии — 21, Японии — 17, Китая — 8.

Научно-исследовательская инфраструктура

27 из 34 астрономических учреждений имеют собственную инфраструктуру для проведения наземных астрономических наблюдений. Это оптические телескопы, радиотелескопы, полигоны, специальные аппаратные комплексы и др. Объектов со статусом УНУ (уникальная научная установка) насчитывается 11. Шесть объектов инфраструктуры являются центрами коллективного пользования (ЦКП), четыре из них одновременно представляют собой УНУ.

Как уже отмечалось, в России в последние нескольких десятков лет развитию наблюдательных средств астрономии внимание практически не уделялось. Последнее крупное вложение было сделано в 1970-е годы: были построены самый большой на то время оптический 6-м телескоп БТА и кольцевой радиотелескоп РАТАН-600 диаметром 600 м. Сегодня наш крупнейший в ту эпоху оптический телескоп по размерам (и, соответственно, по возможностям) уже замыкает вторую десятку работающих в мире инструментов. Начиная с 1980-х годов, в России не реализован ни один по-настоящему крупный проект для задач наземных астрономических исследований. Недавно введен-

ный в строй под Кисловодском 2.5-м оптический телескоп МГУ должен стать важным средством для подготовки научных кадров, однако с точки зрения важнейших астрофизических наблюдательных программ его возможности будут весьма скромными. Это же относится и к 2-м оптическому телескопу российско-украинской обсерватории на пике Терскол в Кабардино-Балкарии.

Аналогичная картина с наземными российскими радиотелескопами, предназначенными для астрономических исследований. И РАТАН-600 (САО РАН), и РТ-22 (ПРАО АКЦ ФИАН в Пушино), и другие инструменты в состоянии выполнять отдельные задачи, но не являются, и не могут быть конкурентоспособными в прорывных исследованиях в современную эпоху. Созданный в последние два десятилетия радиоинтерферометрический комплекс КВАЗАР используется, главным образом, для координатно-временного обеспечения страны. Показателем уровня развития радиоастрономических наблюдательных средств является тот факт, что в стране нет ни одного современного радиотелескопа миллиметрового диапазона, тем более интерферометра миллиметрового диапазона, а эти инструменты в наши дни относятся к основным средствам наблюдательной астрономии в мире.

Финансовые инструменты поддержки астрономических исследований в Российской Федерации

Базовые бюджеты астрономических учреждений в России, как правило, почти полностью расходуются на зарплату (ставки) и коммунальные услуги. Инфраструктурные расходы на сопровождение и развитие астрономических инструментов осуществляются из внебазовых бюджетных финансовых инструментов, таких как Федеральные целевые программы (ФЦП), Программы РАН и МОН, гранты государственных научных фондов, в основном Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) и Российского научного фонда (РНФ). Дополнительное финансирование определяется объемом работ, выполняемых, главным образом, по космическим проектам из средств контрактов Роскосмоса, по договорам с заинтересованными министерствами и ведомствами, а также по грантам негосударственных фондов.

Общий годовой бюджет российской астрономии равен сумме всех бюджетов астрономических учреждений с учетом указанных выше составляющих. Базовый бюджет на 2014 г. был равен 1323 млн. руб, внебазовая часть — 460 млн. руб. Дополнительное финансирование

оценочно составляет до 50% от суммы базовой и внебазовой частей. Таким образом на одного исследователя-астронома в год в России тратится около 1 млн. руб. из источника базового финансирования, что намного меньше, чем в США. Эта диспропорция обусловлена не столько разницей в зарплатах (в несколько раз), сколько разницей в затратах на технологии и обеспечение исследований.

3. Перспективные проекты развития наземной астрономии в России

МРГ собрала и рассмотрела 18 инфраструктурных предложений (проектов), присланные со всей России. Были представлены проекты двух типов — фундаментальные и проекты, имеющие как фундаментальную, так и выраженную прикладную направленность.

Фундаментальные проекты при рассмотрении были разделены на три группы:

- **Международные мега-проекты** — доля финансового участия России составляет менее 50% от полной стоимости, при этом сумма участия более 1 млрд. руб. на год рассмотрения. В этом разделе первый приоритет у проекта «Участие России в Европейской южной обсерватории (ЕЮО/ESO)». Несмотря на общую поддержку, типичное мнение астрономов состоит в том, что вряд ли этот проект будет поддержан, в частности, из-за высокой стоимости. Приоритет 2 у проекта «Участие России в проекте телескопа размером квадратный километр (SKA)».
- **Российские мега-проекты** — доля участия России более 50% от полной стоимости, при этом сумма участия более 1 млрд. руб. на год рассмотрения. Здесь приоритет 1 у проекта 4-м оптического телескопа с широким полем зрения для постановки в Северном полушарии. Приоритет 2 у проекта завершения строительства 70-м радиотелескопа на плато Суффа.
- **Российские проекты среднего уровня** — доля России более 50% от полной стоимости, при этом сумма участия менее 1 млрд. руб. на год рассмотрения. Приоритет 1 у проекта нейтринного телескопа «Байкал». Приоритет 2 у проекта длинноволнового радиотелескопа широкого поля зрения.

Три проекта, имеющие прикладную направленность, рекомендованы для софинансирования при условии основного финансирования со стороны заинтересованных министерств и ведомств:

- Создание Российской службы Солнца.
- Создание научной наземной астрономической инфраструктуры для наземного сегмента Российской системы предупреждения и противодействия космическим угрозам.
- Фундаментальное и прикладное координатно-временное обеспечение России.

Автор выражает благодарность чл.-корр. РАН Ю.Ю. Ковалеву и всем членам рабочей группы, проведшим большую работу, основные результаты которой представлены в данной статье.

Российские астрономы в Международном астрономическом союзе

Шустов Б.М., Длужневская О.Б., Малков О.Ю.,
Ковалева Д.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Абстракт Международный астрономический союз (МАС) является самой авторитетной организацией, объединяющей ученых всего мира, работающих в области астрономии. Описаны современные тенденции развития организации, роль и место российских астрономов в МАС, а также перспективы участия в работе этого союза.

Russian astronomers in the International Astronomical Union

Shustov B.M., Dluzhnevskaya O.B., Malkov O.Yu., Kovaleva D.A.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

Abstract The International Astronomical Union (IAU) is the most authoritative organization, uniting scientists from all over the world, working in the field of astronomy. We describe present-day trends of development of the organization, role and share of Russian astronomers within IAU, as well as prospects of IAU participation.

1. Введение

Международный астрономический союз (МАС) является самой авторитетной организацией, объединяющей ученых всего мира, работающих в области астрономии. Создан он был после окончания Первой мировой войны, в 1919 г., как своего рода международный астрономический парламент, в надежде на то, что международное взаимодействие ученых будет способствовать восстановлению взаимопонимания между народами и государствами, и изначально был скорее ареной для научной дипломатии [1, 2]. Впоследствии усилилась и роль МАС в области поддержки и сотрудничества в научных исследованиях. К настоящему времени союз объединяет свыше 12000 профессиональных астрономов из 101 государства, 79 государств являются национальными членами МАС. Они объединены работой в 9 Дивизионах и 55 Комиссиях МАС по тематикам исследований.

Важной частью деятельности МАС является организация и поддержка астрономических съездов и конференций. На это тратится значительная доля бюджета МАС. Каждые 3 года собирается Генеральная ассамблея МАС (ГА МАС) с числом участников 2000–4000 человек. Ежегодно проводятся 9 симпозиумов МАС и одна Региональная конференция МАС (с числом участников 200–300 человек). Также ежегодно осуществляется дополнительная финансовая поддержка двух других конференций. Члены МАС (естественно, включая и россиян), участвующие в различных конференциях, получают финансовую поддержку от организаторов этих мероприятий. Размер финансовой поддержки меняется от конференции к конференции, а оказывается она, в разных случаях, в виде освобождения от регистрационного взноса, оплаты транспортных расходов и расходов на проживание, а также выплаты суточных.

Также заметную часть годового бюджета МАС тратит на программы, стимулирующие астрономическое обучение в развивающихся странах и представительное участие в международном научном сотрудничестве разных стран. Так, с 1967 г. проводятся мероприятия International School for Young Astronomers и Teaching for Astronomy Development [3]. Современные инициативы МАС — «Astronomy for Development»¹ и «Astronomy Outreach»² — посвящены продвижению астрономии как инструмента развития общества, развитию популяризаторской деятельности и повышению уровня общественной информированности об этой науке.

С 1959 г. два раза в год издается и распространяется среди членов МАС Информационный бюллетень МАС, который содержит сведения о деятельности МАС в целом и всех его комиссий, об изменениях в структуре МАС, о публикациях МАС, о содержании прошедших и программе планируемых симпозиумов, конференций, коллоквиумов, совещаний. МАС выступил координатором крупных международных кооперативных программ астрономических наблюдений.

МАС сотрудничает с другими международными организациями, такими как International Council for Science (ICSU), United Nations Educational, Scientific and Cultural Organization (UNESCO), United Nations Office for Outer Space Affairs (UNOOSA), the Committee on Space Research (COSPAR) and the International Union of Radio Science (URSI) и др.

¹<https://www.iau.org/development/>

²<https://www.iau.org/public/>

2. Россия и МАС

Россия является членом МАС с 1992 г. (СССР — с 1935 г.) Генеральная Ассамблея МАС проводилась у нас единственный раз, в 1958 г., в Москве, и имела статус мероприятия государственного значения. В астрономическом сообществе России обсуждается инициатива провести одну из следующих ГА МАС в нашей стране. Это было бы вполне логично, ведь наше представительство в МАС заметно, хотя могло быть и выше.

На начало 2018 г. членами МАС были 437 наших соотечественников, т.е. примерно 3 на каждый миллион жителей страны. В развитых странах этот показатель выше в два-три раза. Уставом и Положением о МАС установлены градации уровня участия Национальных организаций (Национальных членов) в МАС по так называемым категориям. Раздел VII.25 Устава МАС определяет размер ежегодных взносов Национальных членов в зависимости от их категории в единицах минимального взноса (устанавливаемого для первой категории членства). Размер единицы взноса на предстоящие три года определяется Генеральной ассамблеей МАС. От категории членства страны в МАС размер взноса зависит весьма существенно. Число членов МАС от данной страны определяется категорией (хотя жесткого правила здесь нет, и в пределах одной категории разброс может быть заметным).

Россия принадлежит к 5-й категории (см. рис. 1). К этой же категории принадлежат Канада, Индия и Нидерланды. Для сравнения: Китай является членом МАС категории 6; Италия, Соединенное королевство, Япония, Франция и Германия — категории 7; США — категории 10. Предложения ряда научных организаций России о существенном увеличении количества наших астрономов в МАС пока невозможно выполнить без существенного повышения категории и, соответственно, увеличения ежегодного взноса. Этот финансовый вопрос постоянно поднимается Национальным комитетом российских астрономов (НКРА) перед руководящими структурами нашей страны. Отметим также, что при голосовании в МАС по финансовым вопросам количество голосов зависит от категории членства.

Представители России активно участвуют в жизни МАС, в частности, в организации и проведении ГА МАС, симпозиумов и других научных мероприятий. Советские, а затем российские ученые неоднократно избирались в руководящие органы МАС. Так, В.А. Амбарцумян в 1961–1964 гг. и А.А. Боярчук в 1991–1994 гг. были Президентами МАС. Вице-президентами МАС были А.А. Михайлов, Б.В. Ку-

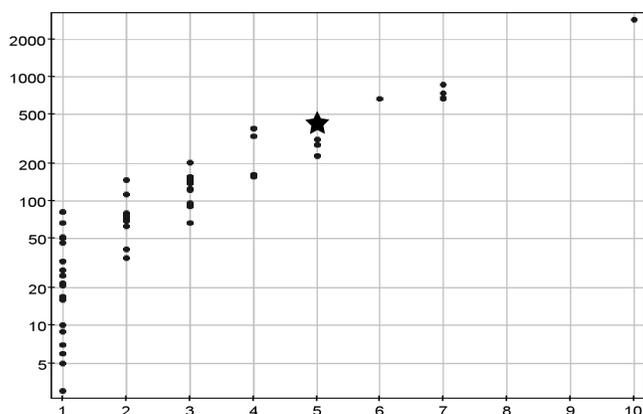


Рис. 1. Зависимость числа членов МАС данной страны от категории членства для стран-членов МАС. Звездочкой показано положение России.

каркин, А.Б. Северный, Э.Р. Мустель. В более поздние годы (2000–2003) вице-президентом МАС был Н.С. Кардашев (АКЦ ФИАН), а Б.М. Шустов (ИНАСАН) является вице-президентом МАС с 2015 г. Многие астрономы из СССР и России на протяжении истории МАС возглавляли тематические комиссии и рабочие группы. В новейшее время М.Я. Маров (ГЕОХИ РАН) избирался президентом Дивизиона III «Planetary Systems Sciences» (2000–2003). Возглавляли комиссии МАС М.Я. Маров (ГЕОХИ РАН) — «Physical Study of Planets & Satellites» (1994–1997), О.Б. Длужневская (ИНАСАН) — «Documentation & Astronomical Data» (1997–2003), Н.Н. Самусь (ИНАСАН) — «Astronomical Telegrams» (2009–2012), И.И. Кумкова (СПбГУ) — «Astrometry» (2006–2009), Л.И. Машонкина (ИНАСАН) — «Atomic & Molecular Data» (2012–2015). Избирались президентами комиссий МАС и россияне, работающие за рубежом: Н.Е. Пискунов, А.А. Токовинин, А.Г. Косовичев. В настоящее время Д.В. Бисикало (ИНАСАН) является вице-президентом комиссии «Computational Astrophysics», М.Я. Маров — комиссии «World Heritage and Astronomy»; выполняют обязанности членов оргкомитетов комиссий МАС: «Rotation of the Earth» — В.Е. Жаров (ГАИШ), «Meteors, Meteorites and Interplanetary Dust» — Г.О. Рябова (Томский ГУ), «Stellar and Planetary Atmo-

spheres» — Л.И. Машонкина (ИНАСАН), «Solar System Ephemerides» — Е.В. Питьева (ИПА РАН).

После распада СССР Российская академия наук как правопреемница Академии наук СССР взяла на себя все обязательства по участию в международных союзах. Национальный комитет российских астрономов (председатель Б.М. Шустов) как координатор взаимодействия между Российскими астрономами и МАС участвует в научно-организационной работе МАС и представляет в МАС не только академическую, но также вузовскую и ведомственную науку.

Одним из наглядных примеров успешного и выгодного сотрудничества российских астрономов в проекте, поддерживаемом МАС, является Международная виртуальная обсерватория (МВО). Проект создания Российской виртуальной обсерватории (РВО) — члена МВО — ставит основной целью предоставление российским астрономам прямого и бесплатного доступа к мировым ресурсам астрономических данных. В создании РВО принимает участие большинство астрономических учреждений России. Другим важным проектом МАС, в котором Россия занимает лидирующие позиции, является создание и поддержка Общего каталога переменных звезд.

Важно, что МАС — организация, не застывшая в организационных формах прошлого. В последние годы реализуются инициативы, которые принесут результаты уже на ближайшей ГА МАС, которая состоится в Вене в августе 2018 г. Это, прежде всего, введение нового вида членства в МАС, т.н. Junior Members (молодые члены). Отличие Junior Member от обычного (регулярного) членства состоит только в том, что этот новый вид членства временный. Максимум через шесть лет исследователь должен определиться со своим будущим, и, если он остается в астрономии (жизнь не проста, и по данным статистики около 80% исследователей в первые три года после получения PhD уходят из науки), то может перейти в состав регулярных членов МАС. Активные молодые исследователи, защитившие диссертации не ранее, чем за три года до очередной ГА МАС, могут подать заявление на вступление в МАС в качестве Junior Member. Наша молодежь использовала эту возможность, и в списке кандидатов в члены МАС (он будет утверждаться на ГА МАС в Вене) от России включены 40 регулярных и 46 молодых членов. Это очень хорошо, к тому же и в отношении гендерной статистики (МАС уделяет вопросам равноправного представительства значительное внимание) россияне выглядят неплохо — доля женщин-кандидатов в члены МАС 32%, в то время как в настоящее время женщины составляют лишь 23% членов МАС. Еще один

способ для молодых ученых показать себя — участие в конкурсе PhD, который начал проводиться во всех девяти дивизионах МАС. Победители получают право выступить с большим докладом на ГА МАС и финансовую поддержку для участия в этом мероприятии. Рекомендуем следить за информацией на сайте МАС (<https://www.iau.org/>).

3. Заключение

Необходимо не только продолжить членство Национального комитета российских астрономов в Международном астрономическом союзе, но и усилить представительство России в этой важной международной научной организации. Астрономам России нужно также активнее «внедряться» в рабочие структуры МАС. Это позволит России полнее влиять на мировую научную политику в области астрономии.

Список литературы

1. A. Saint-Martin, in D. Valls-Gabaud and A. Boksenberg, eds., *The Role of Astronomy in Society and Culture, IAU Symposium*, volume 260, 202–206 (2011).
2. A. Blaauw, *History of the IAU. The birth and first half-century of the International Astronomical Union*. (1994).
3. M. Gerbaldi, J.-P. DeGreve, and E. Guinan, in D. Valls-Gabaud and A. Boksenberg, eds., *The Role of Astronomy in Society and Culture, IAU Symposium*, volume 260, 642–649 (2011).

Содержание

Предисловие	3
Звездная спектроскопия	5
<i>Машонкина Л.И.</i> О вкладе А.А. Боярчука в звездную спектроскопию	6
<i>Пахомов Ю.В.</i> Статистический метод учета интерференционных полос в спектрах звезд	12
<i>Рябчикова Т.А., Алексеева С.А.</i> Неоднородность распределения неодима по поверхности Ар-звезды HD 24712 как следствие переменной стратификации	18
<i>Пахомов Ю.В.</i> Анализ спектров бариевых карликов	23
<i>Романовская А.М., Рябчикова Т.А.</i> Химический состав и стратификация элементов в атмосферах Ар-звезд HD 188041 и HD 111133	29
<i>Пахомов Ю.В.</i> Поиск линии лития 6707 Å в спектрах красных гигантов	35
<i>Ситнова Т.М., Машонкина Л.И., Шибылла Н., Камп И.</i> Атомография, или справочник моделей атомов для неЛТР расчетов	40
<i>Чугай Н.Н.</i> О среднем числе рассеяний фотона	45
Переменные звезды	50
<i>Самусь Н.Н.</i> Проблемы классификации переменных звезд	51
<i>Хруслов А.В.</i> К проблеме классификации переменных звезд с двойной периодичностью, пульсирующих в первом и втором обертонах: IY Taq1	57
<i>Пахомов Ю.В., Горыня Н.А.</i> Поиск третьего компонента в системе PZ Mon — двойной синхронной звезды типа RS CVn	62
<i>Карлицкая Е.А.</i> Результаты исследования оптической переменности Cug X-1	67
<i>Саванов И.С.</i> Активность молодых карликов с планетными системами: EPIC 247267267	73
<i>Фадеев Ю.А.</i> Эволюция звезд населения II и изменение периода радиальных пульсаций после гелиевой вспышки	79
<i>Сачков М.Е., Канев Е.Н., Клочкова В.Г., Панчук В.Е.</i> Фундаментальные параметры Полярной звезды — цефеиды с вековым изменением амплитуды пульсации	84

<i>Ибрагимов М.А.</i> Переменные типа FU Ori: от пятнистых звезд к пятнистым дискам	88
<i>Саванов И.С.</i> Вспышки и пятна М карликов	94
<i>Сачков М.Е., Бертоне Э., Чавез М.</i> Классические цефеиды в ультрафиолете: данные проекта GALEX	100
<i>Пузин В.Б., Саванов И.С., Дмитриенко Е.С.</i> Хромосферная активность звезды FK Com. Спектральные наблюдения.	105
<i>Расторгуев А.С., Горыня Н.А., Самусь Н.Н., Заболотский М.В.</i> Цефеиды Галактики: 30 лет мониторинга лучевых скоростей	110
<i>Саванов И.С., Дмитриенко Е.С., Пандей Д.С., Кармакар С.</i> Анализ ультра-быстрых ротаторов по данным наблюдений телескопа «Kerler»	116
<i>Зубарева А.М., Шугаров С.Ю., Жарова А.В.</i> Изучение процессов аккреции в карликовой новой ТСР J18154219+3515598 по данным многоцветной фотометрии	120
<i>Ковалева Д.А., Дамбис А.К., Малков О.Ю.</i> Пульсаторы – индикаторы расстояний – в двойных системах	125
<i>Саванов И.С.</i> УФ-излучение звезд со сверхвспышками	131
<i>Подгорный А.И., Подгорный И.М.</i> Физика солнечной вспышки	136
Тесные двойные звезды и околозвездные диски	142
<i>Тутуков А.В.</i> Эволюция двойных звезд: успехи и задачи	143
<i>Юнгельсон Л.Р.</i> Симбиотические звезды: формирование, эволюция, популяция	150
<i>Курбатов Е.П.</i> Газодинамическая турбулентность в аккреционных дисках	162
<i>Кайгородов П.В., Бисикало Д.В.</i> Взаимодействие протопланетного диска с межзвездной средой	168
<i>Юнгельсон Л.Р., Куранов А.Г., Постнов К.А.</i> Симбиотические рентгеновские источники	174
<i>Кайгородов П.В., Бисикало Д.В.</i> Вертикальные колебания аккреционных дисков в полуразделенных двойных звездах	180
<i>Жилкин А.Г., Исакова П.Б., Бисикало Д.В.</i> Режим аккреции в EX Нуа	186
<i>Фатеева А.М., Кайгородов П.В., Бисикало Д.В.</i> Особенности структуры течения в контактных двойных системах	192

<i>Сытов А.Ю.</i> Численное моделирование оболочек двойных звезд типа Т Тельца	197
<i>Фатеева А.М., Бисикало Д.В., Кайгородов П.В., Сытов А.Ю.</i> Структура течения в оболочках двойных звезд типа Т Тельца	203
<i>Сытов А.Ю.</i> Моделирование околозвездной оболочки двойной системы АК Sco	209
<i>Жилкин А.Г., Курбатов Е.П., Бисикало Д.В.</i> О применимости МГД моделей к астрофизическим объектам с сильным магнитным полем	215
<i>Исакова П.Б., Жилкин А.Г., Бисикало Д.В.</i> Особенности структуры течения в окрестности внутренней точки Лагранжа в полярах и промежуточных полярах	221
<i>Кононов Д.А., Хусанова Я.И., Сытов А.Ю.</i> Доплеровская томография молодой двойной системы V4046 Sgr	227
<i>Жилкин А.Г., Бисикало Д.В.</i> Аккреция в полярах со сложным магнитным полем	233
<i>Исакова П.Б., Жилкин А.Г., Бисикало Д.В.</i> Аккреция на быстро вращающиеся белые карлики	239
<i>Курбатов Е.П., Жилкин А.Г.</i> / Метод дискретного преобразования Ханкеля для задач со смешанными граничными условиями	245
<i>Кайгородов П.В.</i> Адаптация газодинамических кодов к современным суперкомпьютерным архитектурам	251
Экзопланеты	257
<i>Бисикало Д.В., Черенков А.А., Кайгородов П.В.</i> Газовые оболочки горячих юпитеров	258
<i>Черенков А.А., Бисикало Д.В.</i> Влияние корональных выбросов массы на динамику атмосферы горячего юпитера HD 209458b	265
<i>Шематович В.И.</i> О диссипации атмосфер экзопланет	271
<i>Черенков А.А., Бисикало Д.В.</i> О влиянии давления излучения родительской звезды на газодинамику атмосферы горячего юпитера HD 209458b	277
Образование звезд и планет	283
<i>Курсанова М.С.</i> Линии молекул вблизи областей ионизованного водорода	284

<i>Акимкин В.В.</i> Бидисперсная модель коагуляции фрактальной пыли	290
<i>Кочина О.В., Вибе Д.З.</i> Астрохимическое моделирование протозвездных объектов: основные возможности и результаты	296
<i>Мурга М.С.</i> Учет заряда в процессах разрушения межзвездной пыли	301
<i>Сивкова Е.Э., Вибе Д.З., Мурга М.С.</i> Временные шкалы разрушения углеводородной пыли в областях ионизованного водорода и остатках сверхновых	307
<i>Топчиева А.П.</i> Сравнение потоков излучения зон НП по данным из разных каталогов	312
<i>Кочина О.В., Акимкин В.В.</i> Химия при мультитарядности пылинок в протопланетных дисках	317
<i>Вибе Д.З.</i> Химическая эволюция протопланетных дисков: проблема начальных условий	322
<i>Молярова Т.С., Акимкин В.В., Шустов Б.М.</i> Химический состав льдов в протопланетных дисках	328
<i>Кочина О.В.</i> Химия соединений дейтерия в модели с мультидисперсной пылью	334
<i>Павлюченков Я.Н.</i> О динамическом влиянии пыли на газ при рассмотрении эволюции протопланетного диска	340
Внеатмосферная УФ-астрономия	346
<i>Шустов Б.М., Сачков М.Е., Канев Е.Н., Саванов И.С., Сичевский С.Г., Шугаров А.С.</i> Проект «Спектр-УФ» — на пути к запуску	347
<i>Сачков М.Е., Малков О.Ю., Шустов Б.М., Сичевский С.Г., Канев Е.Н., Саванов И.С., Шугаров А.С., Пискунов А.Э., Чулина Н.В.</i> Наземный научный комплекс проекта «Спектр-УФ»	354
<i>Саванов И.С., Шустов Б.М., Сачков М.Е., Шугаров А.С., Сичевский С.Г., Канев Е.Н.</i> Спектрографы проекта «Спектр-УФ»	364
<i>Шугаров А.С., Сачков М.Е., Саванов И.С.</i> Фотоприемные устройства научных приборов проекта «Спектр-УФ»	370
<i>Сичевский С.Г., Шустов Б.М., Сачков М.Е., Шугаров А.С., Саванов И.С., Канев Е.Н.</i> Блок камер поля проекта «Спектр-УФ»	377

<i>Канев Е.Н., Шустов Б.М., Сачков М.Е., Сичевский С.Г., Саванов И.С., Шугаров А.С.</i> Научные задачи Блока камер поля проекта «Спектр-УФ»	383
<i>Тавров А.В., Сачков М.Е., Шашкова И.А., Фролов П.Н., Дзюбан И.А., Киселев А.В., Кораблев О.И., Нлишикава Дж., Камеда Ш.</i> Звездный коронограф как дополнительная полезная нагрузка проекта «Спектр-УФ»	389
<i>Клочкова В.Г., Панчук В.Е., Сачков М.Е.</i> Наземная спектроскопическая поддержка проекта «Спектр-УФ»	394
<i>Малков О.Ю., Саванов И.С., Кильпио Е.Ю., Миронов А.В.</i> Результаты миссии «Астрон»	399
<i>Саванов И.С., Шустов Б.М., Сачков М.Е., Шугаров А.С.</i> Проект «Астрон-2» всенебесного обзора неба в УФ-диапазоне	404
<i>Бирюков А.С., Деменко О.Г., Ефанов В.В., Канев Е.Н.</i> Особенности обеспечения ударной прочности перспективной орбитальной астрофизической обсерватории «Спектр-УФ»	410
Проблемы развития астрономии в России	421
<i>Шустов Б.М.</i> О состоянии и перспективах развития наземной астрономии в России	422
<i>Шустов Б.М., Дмужневская О.Б., Малков О.Ю., Ковалева Д.А.</i> Российские астрономы в Международном астрономическом союзе	428

Contents

Preface	3
Stellar spectroscopy	5
<i>Mashonkina L.I.</i> Alexander Boyarchuk and stellar spectroscopy	6
<i>Pakhomov Yu.V.</i> Statistical method for accounting for the interference fringes in stellar spectra	12
<i>Ryabchikova T.A., Alexeeva S.A.</i> Surface inhomogeneity of Nd in roAp star HD 24712 as a consequence of variable vertical stratification	18
<i>Pakhomov Yu.V.</i> Spectroscopic analysis of barium dwarfs . . .	23
<i>Romanovskaya A.M., Ryabchikova T.A.</i> Chemical composition and element stratification in atmospheres of Ap-stars HD 188041 and HD 111133	29
<i>Pakhomov Yu.V.</i> Search for lithium line at 6707 Å in spectra of red giants	35
<i>Sitnova T. M., Mashonkina L. I., Przybilla N., Kamp I.</i> Bibliography of model atoms for non-LTE calculations	40
<i>Chugai N.N.</i> On the mean number of photon scattering	45
Variable stars	50
<i>Samus N.N.</i> Problems of variable-star classification	51
<i>Khruslov A. V.</i> Classification problem for double-mode variables pulsating in the first and second overtones: IY Tauri . . .	57
<i>Pakhomov Yu.V., Gorynya N.A.</i> Search for the third component in the PZ Mon system — a synchronous binary star of RS CVn type	62
<i>Karitskaya E.A.</i> Results from studying optical variations of Cyg X-1	67
<i>Savanov I.S.</i> Activity of young dwarfs with planetary systems: EPIC 247267267	73
<i>Fadeyev Yu.A.</i> Evolution of population II stars and radial pulsation period change after the helium flash	79
<i>Sachkov M.E., Kanev E.N., Klochkova V.G., Panchuk V.E.</i> Fundamental parameters of Polaris, the Cepheid with century-long pulsational amplitude changes	84
<i>Ibrahimov M.A.</i> FU Ori type variables: from spotted stars to spotted disks	88
<i>Savanov I.S.</i> Spots and flares on M dwarfs	94

<i>Sachkov M.E., Bertone E., Chavez M.</i> Classical Cepheids in ultraviolet: GALEX data	100
<i>Puzin V.B., Savanov I.S., Dmitrienko E.S.</i> Chromospheric activity of the star FK Com. Spectral observations.	105
<i>Rastorguev A.S., Gorynya N.A., Samus N.N., Zabolotskikh M.V.</i> Galactic Cepheids: 30 years of radial velocity monitoring	110
<i>Savanov I.S., Dmitrienko E.S., Pandey J.C., Karmakar S.</i> Ultrafast rotators from Kepler observations	116
<i>Zubareva A.M., Shugarov S.Yu., Zharova A.V.</i> Study of accretion processes in the dwarf nova TCP J18154219+3515598 from multicolor photometry	120
<i>Kovaleva D.A., Dambis A.K., Malkov O.YU.</i> Distance tracing pulsators in binary systems	125
<i>Savanov I.S.</i> UV emission of superflare stars	131
<i>Podgornyy A.I., Podgornyy I.M.</i> Physics of a solar flare	136
Close binary stars and circumstellar disks	142
<i>Tutukov A. V.</i> Evolution of close binary stars: progress and problems	143
<i>Yungelson L.R.</i> Symbiotic stars: formation, evolution, population	150
<i>Kurbatov E.P.</i> Gas-dynamical turbulence in accretion disks	162
<i>Kaygorodov P.V., Bisikalo D.V.</i> Interaction of a protoplanetary accretion disk with interstellar medium	168
<i>Yungelson L.R., Kuranov A.G., Postnov K.A.</i> Symbiotic X-ray binaries	174
<i>Kaygorodov P.V., Bisikalo D.V.</i> On the vertical oscillations of accretion disks in semi-detached binaries	180
<i>Zhilkin A.G., Isakova P.B., Bisikalo D.V.</i> Regime of accretion in EX Hya	186
<i>Fateeva A.M., Kaygorodov P.V., Bisikalo D.V.</i> Features of the flow structure in contact binary systems	192
<i>Sytov A. Yu.</i> Numerical modeling of binary T Tauri stars' envelopes	197
<i>Fateeva A.M., Bisikalo D.V., Kaygorodov P.V., Sytov A. Yu.</i> Flow structure in envelopes of binary stars of T Tauri type	203
<i>Sytov A. Yu.</i> Numerical simulation of the circumbinary envelope of AK Sco binary system	209

<i>Zhilkin A.G., Kurbatov E.P., Bisikalo D.V.</i> On the applicability of MHD models for astrophysical objects with strong magnetic field	215
<i>Isakova P.B., Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.</i> Features of the flow structure in the vicinity of the inner Lagrangian point in polars and intermediate polars	221
<i>Kononov D.A., Khusanova Ya.I., Sytov A.Yu.</i> Doppler tomography of the young binary system V4046 Sgr	227
<i>Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.</i> Accretion in polars with complex magnetic field	233
<i>Isakova P.B., Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.</i> Accretion onto fast-rotating white dwarfs	239
<i>Kurbatov E.P., Zhilkin A.G.</i> Discrete Hankel transform method for mixed boundary conditions problems	245
<i>Kaygorodov P.V.</i> Adaptation of gasdynamic numerical codes to execution on modern supercomputers	251
Exoplanets	257
<i>Bisikalo D., Cherenkov A., Kaigorodov P.</i> Gaseous envelopes of hot jupiters	258
<i>Cherenkov A.A., Bisikalo D.V.</i> Influence of the coronal mass ejections on the dynamics of the atmosphere of hot-Jupiter HD 209458b	265
<i>Shematovich V.I.</i> On dissipation of the exoplanetary atmospheres	271
<i>Cherenkov A.A., Bisikalo D.V.</i> Influence of radiation pressure of the host star on the atmospheric gas-dynamics of hot-Jupiter HD 209458b	277
Formation of stars and planets	283
<i>Kirsanova M.S.</i> Molecular line emission near expanding HII regions	284
<i>Akimkin V.V.</i> Bidisperse model of fractal dust coagulation . . .	290
<i>Kochina O.V., Wiebe D.S.</i> Astrochemical modelling of protostellar objects: general possibilities and main results . . .	296
<i>Murga M.S.</i> Account of charge in destructive processes of interstellar dust	301
<i>Sivkova E.E., Wiebe D.S., Murga M.S.</i> Timescales of the hydrocarbon dust destruction in regions of ionized hydrogen and supernova remnants	307

<i>Topchieva A.P.</i> Comparison of HII regions radiation fluxes from different catalogs	312
<i>Kochina O.V., Akimkin V.V.</i> Astrochemistry with multi-charged dust grains in protoplanetary disks	317
<i>Wiebe D.S.</i> Chemical evolution of protoplanetary disks: the problem of initial conditions	322
<i>Molyarova T.S., Akimkin V.V., Shustov B.M.</i> Chemical composition of ices in protoplanetary disks	328
<i>Kochina O.V.</i> Chemistry of deuterated species in the presence of multiple dust populations	334
<i>Pavlyuchenkov Ya.N.</i> On dynamical feedback between dust and gas during evolution of a protoplanetary disk	340
Spaceborne UV astronomy	346
<i>Shustov B.M., Sachkov M.E., Kanev E.N., Sichevsky S.G., Savanov I.S., Shugarov A.S.</i> Project “Spektr-UF” — on the way to launch	347
<i>Sachkov M.E., Malkov O.Yu., Shustov B.M., Sichevskij S.G., Kanev E.N., Savanov I.S., Shugarov A.S., Piskunov A.E., Chupina N.V.</i> Science Operation Centre of the “Spektr-UF” space mission	354
<i>Savanov I.S., Shustov B.M., Sachkov M.E., Shugarov A.S., Sichevsky S.G., Kanev E.N.</i> Spectrograph unit of the “Spektr-UF” space mission	364
<i>Shugarov A.S., Sachkov M.E., Savanov I.S.</i> Detectors of science instruments of the “Spektr-UF” space mission	370
<i>Sichevsky S.G., Shustov B.M., Sachkov M.E., Shugarov A.S., Savanov I.S., Kanev E.N.</i> Field Camera Unit of the “Spektr-UF” space mission	377
<i>Kanev E.N., Shustov B.M., Sachkov M.E., Sichevsky S.G., Savanov I.S., Shugarov A.S.</i> Scientific tasks for Field Camera Unit the “Spektr-UF” space mission	383
<i>Tavrov A.V., Sachkov M.E., Shashkova I.A., Frolov P.N., Dzyuban I.A., Kiselev A.V., Korablev O.I., Nishikawa J., Kameda S.</i> Stellar coronagraph as an additional payload for the “Spektr-UF” space mission	389
<i>Klochkova V.G., Panchuk V.E., Sachkov M.E.</i> Spectroscopic ground support of the “Spektr-UF” space mission	394

<i>Malkov O.Yu., Savanov I.S., Kilpio E.Yu., Mironov A.V.</i> The results of the Astron mission	399
<i>Savanov I.S., Shustov B.M., Sachkov M.E., Shugarov A.S.</i> “Astron-2” — all-sky survey UV mission	404
<i>Birukov A., Demenko O., Efanov V., Kanev E.</i> Ensuring the shock strength of the “Spektr-UF” space mission	410
Problems of advancing astronomy in Russia	421
<i>Shustov B.M.</i> On the state of art and prospects of development of astronomy in Russia	422
<i>Shustov B.M., Dluzhnevskaya O.B., Malkov O.Yu., Kovaleva D.A.</i> Russian astronomers in the International Astronomical Union	428

Научное издание

**Сборник трудов мемориальной конференции 2018 г.,
посвященной памяти академика А.А. Боярчука**

Под редакцией *Д.В. Бисикало* и *Д.З. Вибе*

Сдано в набор 05.03.2018. Подписано в печать 11.05.2018
Формат 60x90/16. Бумага офсетная
Уч.-изд. п.л. 30. Физ. п.л. 27.75. Тираж 150. Заказ N 3291

Издательство «Янус-К»
127411, Москва, Учинская ул., д. 1
Отпечатано в ООО «ИНФОРМ-СОФТ»
119034, Москва, Еропкинский пер., д. 16

ISBN 5-8037-0734-1



9 1785803 1707349
