ISSN 2658-5669 НАУЧНЫЕ ТРУДЫ института ран

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





INASAN SCIENCE REPORTS





МОСКВА 2022 УДК 52 ББК 22.6 H34

НЗ4 Научные труды Института астрономии РАН. Том 7(3). -

М.: Изд-во Янус-К, 2022, 40 с., илл.

ISSN 2658-5669 e-ISSN 2712-8318

Редколлегия

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

Секретарь редколлегии Вибе Е.Д.

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

> © ИНАСАН, 2022 © Коллектив авторов, 2022

INASAN Science Reports. Vol 7(3). M.: Janus-K, 2022, 40 pp.

ISSN 2658-5669 e-ISSN 2712-8318

Editorial Board

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

Staff Editor E.D. Wiebe

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

> © INASAN, 2022 © Author team, 2022

Сдано в набор 26.11.2022. Подписано в печать 01.12.2022 Формат 60х90/8. Бумага офсетная. Уч.-изд. п.л. 5,0. Физ. п.л. 5,0. Тираж 100. Заказ №5472

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

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

Научные труды Института астрономии РАН. Том 7 (3)

Научное издание



Фотохимические потери в верхней атмосфере экзопланеты π Men с в зависимости от состояния нейтральной атмосферы

Автаева А.А., Шематович В.И.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В настоящей работе представлен анализ нетепловых процессов в верхней атмосфере экзопланеты π Men c. Рассматривается вклад реакций экзотермической фотохимии в образование фракции надтеплового атомарного водорода в переходной $\rm H_2 \rightarrow H$ области протяженной верхней атмосферы экзопланеты. Распределения основных нейтральных компонентов были взяты из расчетов аэрономической модели [1], в которых рассмотрено два разных значения воздействующего звездного ветра. При помощи численной стохастической модели горячей планетной короны проведены исследования на молекулярном уровне описания кинетики и переноса атомов водорода, образующихся в верхней атмосфере с избытком кинетической энергии. Рассчитанные нетепловые потоки убегания для слабого звездного ветра (3B) равны 2.2×10^{13} см $^{-2}$ с $^{-1}$ и для умеренного звездного ветра -2.9×10^{12} см $^{-2}$ с $^{-1}$ в случае умеренного уровня звездной активности в УФ-излучении. Усредненные по освещенной полусфере значения темпа потери массы атмосферы равны 9.7×10^9 г с $^{-1}$ для слабого ЗВ и 1.5×10^9 г с $^{-1}$ для умеренного значения величины потока ЗВ.

Поступила в редакцию 22.04.2022 г. Принята в печать 31.10.2022 г.

Ключевые слова: экзопланеты, атмосферы, нетепловые процессы, метод Монте-Карло

Photochemical losses in the upper atmosphere of exoplanet π Men c depending on the state of the neutral atmosphere

Avtaeva A.A., Shematovich V.I.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

This paper presents an analysis of the influence of the neutral atmosphere state on non-thermal processes in the upper atmosphere of the exoplanet π Men c. Namely, the contribution of exothermic photochemistry reactions to the formation of the suprathermal atomic hydrogen fraction in the H₂ \rightarrow H transition region of the exoplanet's extended upper atmosphere provided by the aeronomic model [1] is considered. Two different — weak and moderate, — values of the stellar wind [1] were considered in the aeronomic model used. Studies have been carried out at the molecular level of description of the kinetics and transport of hydrogen atoms formed with an kinetic energy excess using a numerical stochastic model of a hot planetary corona. The calculated non-thermal escape fluxes are 2.2×10^{13} cm⁻² s⁻¹ for a weak stellar wind (SW) and 2.9×10^{12} cm⁻² s⁻¹ in the case of a moderate level of stellar activity in UV radiation. The values of atmospheric loss rate averaged over the illuminated hemisphere are equal to 9.7×10^9 g s⁻¹ for weak SW flux and 1.5×10^9 g s⁻¹ for a moderate SW flux.

Received 22.04.2022. Accepted 31.10.2022.

Keywords: exoplanets, atmospheres, non-thermal processes, Monte Carlo method

DOI: 10.51194/INASAN.2022.7.3.001

1. Введение

В настоящее время наиболее распространенным типом экзопланет являются горячие суб-нептуны [2, 3] планеты, находящиеся на орбитах ближе орбиты Меркурия к своим звездам и по размерам занимающие промежуточное положение между Землей и Нептуном в Солнечной системе. Из-за близости к родительской звезде горячие суб-нептуны подвержены сильному воздействию звездного излучения в диапазонах мягкого рентгена (soft X-rays, 1–10 нм) и жесткого ультрафиолета (УФ) (extreme ultraviolet (EUV) — крайний УФ, 10-100 нм), так называемого жесткого излучения звезды (XUV) в диапазоне длин волн 1-100 нм. Жесткое излучение звезды на таких близких орбитальных расстояниях в значительной степени изменяет структуру и состав верхних слоев атмосфер этих экзопланет [4, 5], в частности, приводя к образованию протяженных газовых оболочек у горячих экзопланет (см., например, [6]). Потерю первичных газовых оболочек суб-нептунов на их эволюционном пути объясняют влиянием излучения родительской звезды. Основные механизмы — фотоиспарение из-за высокого потока энергии жесткого излучения родительской звезды [7, 8] и потеря атмосферы за счет энергии ядра, выделяющейся во время его остывания, когда светимость горячего ядра подстилающей планеты подпитывает нагрев оболочки планеты, что приводит к последующей потере атмосферы [9]. В последнее время при моделировании тепловых потерь первичных атмосфер горячих экзопланет малого размера активно изучаются как режим гидродинамического оттока атмосферного газа (см., например, недавний обзор таких исследований в работах [5, 10]), так и влияние звездного ветра на атмосферу экзопланет [1, 11].

С помощью наблюдений на космическом телескопе HST (Hubble Space Telescope) (см. [12, 13]) было показано наличие протяженной атмосферы у горячего суб-нептуна π Men c, первой открытой в космической

миссии TESS транзитной экзопланеты [12]. Планета π Men с обращается вокруг яркой и спокойной звезды класса G0 V — π Men на расстоянии 0.067 а. е. Из наблюдений [12] известны основные параметры планеты — радиус $R_{\rm p} = (2.06 \pm 0.03) R_{\oplus}$ и масса $M_{\rm p} = (4.52 \pm 0.81) M_{\oplus}$. Средняя плотность равна 2.82 ± 0.53 г см⁻³, что позволяет отнести эту планету к классу горячих суб-нептунов. Результаты, приведенные в работе [13], показывают, что поглощение в линии HI Ly α для атмосферы экзопланеты π Men с не было обнаружено. При этом в существующих аэрономических моделях [1, 13] для планеты π Men с предсказывается значительный темп потери водородной атмосферы.

В данной работе для оценки влияния XUV-излучения звезды на образование надтепловых атомов водорода в переходной области $H_2 \rightarrow H$ верхней атмосферы экзопланеты π Men с использовались данные о составе нейтральной атмосферы и ее температуре, полученные при помощи аэрономической модели [1]. В этой модели [1] выполнено полное трехмерное (3D) гидродинамическое моделирование атмосферы π Men c, состоящей из водорода и гелия, и ее взаимодействие со звездным ветром (моделирование охватывает два значения скорости звездного ветра, отвечающих слабому и умеренному потокам звездной плазмы). Соответственно, полученные в расчетах состояния нейтральной атмосферы в аэрономической модели в зависимости от уровня потока звездного ветра использовались в нашей работе для получения оценки величины темпа нетепловых потерь атмосферы. В статье оценивается влияние жесткого излучения родительской звезды на образование надтепловых атомов водорода в переходной области $H_2 \rightarrow H$ богатой водородом верхней атмосферы суб-нептуна π Men с. Для этого используется кинетическая Монте-Карло модель [14, 15], при помощи которой рассчитываются скорость производства и энергетический спектр атомов водорода, образующиеся с избытком кинетической энергии в фотохимических процессах, включая диссоциацию H₂. Далее для изучения кинетики и переноса надтепловых атомов водорода в протяженных верхних слоях атмосферы и расчета скорости нетепловой потери массы в атмосфере используется стохастическая модель горячей планетарной короны [14]. Расчеты выполнены для состояний нейтральной атмосферы, полученных в аэрономической модели [1] для двух разных значений звездного ветра.

2. Модель экзотермической фотохимии

В атмосферах горячих экзопланет тепловые процессы, влияющие на скорости убегания, существенно зависят от состава атмосферы, который изменяется под действием интенсивного излучения родительской звезды. Более того, тепловой режим и состав атмосферы тесно связаны через скорости нагрева и выхолаживания, как показывают аэрономические модели верхней атмосферы π Men c [1, 13, 16]. Основными источниками возбужденных тепловых и надтепловых атомов и фрагментов молекул в верхних атмосферах экзопланет являются процессы диссоциации, такие как фото- и диссоциация электронным ударом, диссоциативная ионизация, диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов и другие [17].

В настоящей работе изучались процессы образования надтепловых атомов водорода в процессах диссоциации и диссоциативной ионизации молекулярного водорода, в приближении водородно-гелиевой атмосферы экзопланеты π Men c. Образующиеся в данных процессах атомы в упругих столкновениях с основными нейтральными компонентами окружающего газа теряют свою избыточную энергию. Как следует из экспериментальных и расчетных данных (см. ссылки в [15]) распределения углов рассеяния, определяющих эффективность переноса энергии от горячих атомов к тепловыми атомам и молекулам водорода в упругих столкновениях при надтепловых энергиях, характеризуются пиками в области малых углов рассеяния при относительно высоких значениях сечений упругого рассеяния. Следовательно, эффективность переноса энергии существенно зависит от энергии столкновения. Данные особенности упругого рассеяния учитывается в используемой численной модели.

В работе учитывалось влияние жесткого УФ-излучения родительской звезды π Меп на нетепловые процессы. Для расчетов использовался аппроксимационный спектр умеренного уровня звездной активности в спектральном диапазоне 0.5–91.2 нм, приведенный в работе [1, 13]. Параметры атмосферы π Меп с брались в соответствии с данными аэрономической модели [1], рассчитанными для двух значений скорости звездного ветра (слабого и умеренного). Использованные модели нейтральной атмосферы позволили оценить влияние звездного ветра на скорости процессов образования надтепловых атомов водорода. Для вычисления скоростей образования надтепловых атомов водорода. Для вычисления скоростей образования надтепловых атомов водорода в процессох экзотермической фотохимии — диссоциации и диссоциативной ионизации H₂ жестким УФ-излучением звезды использовалась модель, приведенная в работе [15].

Расчеты производились для переходной $H_2 \rightarrow H$ области верхней атмосферы π Men c, что по данным аэрономической модели соответствует диапазону высот $(2.0 - 4.7)R_p$. Стоит заметить, что максимум поглощения жесткого излучения звезды приходится на высоты около $1.8R_p$, что ниже расчетного диапазона, но на этой высоте длина свободного пробега мала и образующиеся надтепловые частицы, сталкиваясь с окружающим атмосферным газом, локально термализуются и не влияют на убегание атмосферы. Рассматриваем два случая нейтральной верхней атмосферы — для умеренного (левые панели рис. 1, 2 и 3) и слабого (правые панели рис. 1, 2 и 3) значений звездного ветра родительской звезды π Men, исследованных в аэрономической



Рис. 1: На левых панелях представлены расчеты для условий умеренного звездного ветра, на правых — для условий слабого звездного ветра. На панелях (а) и (г) показаны концентрации: Н — линия черного цвета, H₂ — синего цвета, Не — малинового цвета. Панели (б, д): температура; панели (в, е): средняя скорость в переходной H₂ → H области верхней атмосферы экзопланеты π Men с согласно аэрономической модели [1]. На верхних панелях линией красного цвета показан расчетный профиль концентрации надтепловых атомов водорода с кинетическими энергиями выше 0.4 эВ. Расчетные температура и средняя скорость фракции надтепловых атомов водорода показаны красными линиями на средней и нижней панели, соответственно.

модели [1]. Высотные распределения концентраций H_2 , H и He, а также температуры газа показаны на верхней и средней панелях рис. 1 в соответствии с расчетами аэрономической модели. Слабый звездный ветер характеризуется скоростью потери массы звездой — 10^{11} г с⁻¹ и предельной скоростью звездного ветра — 400 км/с (что дает скорость 250 км/с на расстоянии орбиты планеты π Men c), что в свою очередь приводит к плотности звездного ветра на орбите планеты 3×10^2 см⁻³. Для умеренного звездного ветра (3B) скорость потери массы звездой составляет 2×10^{12} г с⁻¹, что приводит к плотности звездного ветра на орбите планеты 6×10^3 см⁻³ [1]. Расчетный поток XUV излучения для π Men на расстоянии 1 а. е. составляет 6 эрг см⁻² с⁻¹.

3. Результаты расчетов

Верхняя граница исследуемой области атмосферы планеты π Меп с находится значительно ниже положения точки Лагранжа L₁, расположенной на расстоянии $\sim 13.3 R_{\rm p}$ для системы планета — родительская звезда. Соответственно, гравитационное влияние звезды на траектории атомов водорода не учитывалось. Весь расчетный интервал высот был разбит на ячейки размером порядка локальной длины свободного пробега для надтепловых атомов водорода.

Скорости фотолитических процессов, происходящих за счет поглощения жесткого УФ излучения родительской звезды и сопровождающихся образованием надтепловых атомов водорода, показаны на рис. 2. Как можно заметить для слабого ЗВ пики процессов выше, чем при умеренном ЗВ, что особенно хорошо заметно для скорости фотодиссоциации молекулярного водорода: для слабого ЗВ (панель (в) рис. 2) этот пик приходится на высоте $\sim 2.5R_p$, а для умеренного ЗВ (панель (а) рис. 2) пик располагается ниже $2.0R_p$. На этих рисунках хорошо видно, что фотодиссоциация H₂ является основным источником образования надтепловых атомов водорода. Отметим, что образующиеся вблизи нижней границы исследуемой области атмосферы надтепловые атомы Н эффективно термализуются в столкновениях с окружающим атмосферным газом и практически не вносят вклад в формирование стационарной фракции надтепловых атомов H, что видно из высотного распределения горячей фракции, показанного на верхних панелях рис. 1.

Из проведенных расчетов видно, что температуры надтепловых атомов H для разных значений ЗВ ведет себя по-разному: для слабого ЗВ она остается практически константой, немного колеблется вокруг значения 0.5 эВ (рис. 1 — панель (д), красная линия), а для умеренного ЗВ — в максимуме концентрации (на $\sim 3.5R_p$) имеет минимум в 0.5 эВ (рис. 1 — панель (б), красная линия). Также можно увидеть, что при умеренном ЗВ массовые скорости растут стремительнее с высотой, чем при слабом ЗВ (нижние панели на рис. 1).



Рис. 2: На левой панели представлены расчеты для условий умеренного звездного ветра, на правой — для условий слабого звездного ветра. На панелях (а) и (в) представлены скорости фотодиссоциации (линия синего цвета) и фото-диссоциативной ионизации (пунктирная линия синего цвета) молекулярного водорода жестким излучением родительской звезды. На панелях (б) и (г): скорости фотоионизации основных компонентов (Н — черная линия, Н₂ — синия линия и Не — малиновая линия) атмосферы экзопланеты. Пунктирной линией показана скорость фото-диссоциативной ионизации на начивной ионизации Н₂.

При помощи численной кинетической модели Монте-Карло [14], в которой рассматриваются кинетика и транспорт надтепловых атомов водорода на молекулярном уровне, решается кинетическое уравнение для получения функций распределения надтепловых атомов водорода в переходной области верхней атмосферы. Расчеты энергетических спектров потоков надтепловых атомов водорода выполнены для стационарных условий в дневной верхней атмосфере в направлении планета-звезда (рис. 3). Красной вертикальной линией обозначены энергии убегания на представленных высотах. Синими линиями показан поток тепловых частиц, убегающих из атмосферы, рассчитанный по данным аерономической модели [1] в соответствии с формулой Джинса. Расчеты показывают неравновесность потоков надтепловых атомов водорода (показаны черным цветом) по сравнению с восходящими потоками для локально равновесных потоков (показаны синим цветом) тепловых атомов водорода в атмосфере π Men c. Тепловые потоки были рассчитаны, используя распределение Максвелла по скоростям для тепловых атомов Н при локальных значениях плотности и температуры, показанных линиями черного цвета на рис. 1. Сравним восходящие потоки атомов водорода вблизи пика концентрации надтепловых H, находящимся на высоте ~ 3.5R_p, для разных значений ЗВ. На этой высоте формируется значительная фракция атомов водорода с энергиями выше энергии убегания, на этой же высоте значения расчетного нетеплового потока сравнимы со значениями теплового потока, рассчитанного для локально равновесного распределения. Как видно из расчетов, представленных на правой панели рис. 3, для слабого ЗВ эти значения сравнимы и для $3.0R_{\rm p}$, и для $4.0R_{\rm p}$, что является следствием расширенной по высотам области присутствия фракции нетеплового атомарного водорода (рис. 1). Заметим также, что в расчетном восходящем потоке формируется избыток атомов водорода в области надтепловых энергий ≥ 5 эВ, т. е. в области быстрых атомов водорода, образующихся за счет механизма предиссоциации высоковозбужденных электронных состояний молекулы H₂.

Числовые потоки убегания надтепловых атомов водорода, образующихся за счет экзотермической фотохимии, оцениваются для разных моделей ЗВ, используя расчетные энергетические спектры восходящего потока атомов H, представленные на рис. 3. Из расчетного энергетического спектра потока атомов водорода (линия черного цвета на рис. 3), можно получить следующую оценку величины числового потока убегания в направлении планета-звезда в условиях умеренного уровня звездной активности в рассматриваемом диапазоне УФ-излучения: для слабого ЗВ – 2.2×10^{13} см⁻² с⁻¹ и для умеренного ЗВ – 2.9×10^{12} см⁻² с⁻¹. Отметим, что полученые расчетные значения числового потока убегания надтепловых атомов водорода сравнимы со значениями теплового потока, рассчитанного по формуле Джинса для числового потока тепловых атомов водорода (линия синего цвета на рис. 3): для слабого ЗВ – 5.6×10^{12} см⁻² с⁻¹ и для умеренного ЗВ – 1.2×10^{12} см⁻² с⁻¹.



Рис. 3: На левой панели представлены расчеты для условий умеренного звездного ветра, на правой — для условий слабого звездного ветра. Расчетные энергетические спектры потока движущихся вверх надтепловых атомов водорода на высотах $3.0R_{\rm p}$ (a, г), $3.5R_{\rm p}$ (б, д) и $4.0R_{\rm p}$ (в, е). Линиями синего цвета показаны восходящие потоки тепловых атомов H, рассчитанные для локально равновесного распределения атомарного водорода в соответствии с профилями концентрации и температуры из модели [1]. Вертикальными красными линиями показаны энергии убегания атомов водорода на приведенных высотах.

Усредним полученные расчетные потоки по освещенной полусфере верхней атмосферы для получения верхней оценки скорости потери атмосферы за счет надтепловых атомов водорода, образующихся в процессах диссоциации H₂, и получим значения равные 9.7×10^9 г с⁻¹ для слабого ЗВ и 1.5×10^9 г с⁻¹ для умеренного потока ЗВ. Отметим, что из сравнения с предсказаниями гидродинамического оттока атмосферы в аэрономических моделях $\sim 2 \times 10^{10}$ г с⁻¹ [1, 13, 16] можно заключить, что в случае умеренного значения потока ЗВ скорость нетепловой потери атмосферы за счет экзотермической фотохимии почти на порядок величины ниже, а в случае низкого значения потока ЗВ становится сравнимой со скоростью тепловой потери массы атмосферы.

4. Обсуждения и выводы

При помощи представленной численной модели впервые проведено исследование влияния состояния нейтральной атмосферы в зависимости от интенсивности звездного ветра на образование фракции надтепловых атомов водорода в переходной области атмосферы экзопланеты π Men c, и получены оценки скорости нетеплового убегания данной фракции из атмосферы планеты. Полученные результаты показывают, что разные состояния нейтральной атмосферы в зависимости от величины ЗВ [1] влияют на распределение надтепловой фракции атомарного водорода в атмосфере экзопланеты в целом. Увеличение скорости ЗВ приводит к сжатию области максимальной концентрации и образования надтепловых атомов H, что в свою очередь приводит к уменьшению максимальной концентрации, и соответственно меньшее количество надтепловых атомов водорода может покинуть атмосферу экзопланеты. В работе учитывалось всего два варианта ЗВ слабый и умеренный, которые достаточно близки по значениям, но все равно приводят к разным результатам, из чего можно сделать вывод, что большее различие в значениях ЗВ приведет к еще большему различию величин убегания надтепловых атомов водорода из атмосферы.

В приведенной работе для упрощения расчетов не учитывалось влияние нетепловых процессов, происходящих под действием фотоэлектронов. Воздействие фотоэлектронов увеличивает поток убегающих через верхнюю границу переходной области H₂ \rightarrow H нетепловых атомов водорода. Заметим, что звездный ветер учитывается в работе только на уровне исходной аэрономической модели, что не учитывает взаимодействие тепловых атомов водорода со звездным ветром, но дает представление о влиянии на итоговые результаты в зависимости от модели нейтральной атмосферы. Зависимость есть, и поэтому в дальнейшем предполагается усовершенствование модели для учета прямого взаимодействия звездного ветра и тепловой и надтепловой фракций атомарного водорода в протяженной короне горячей экзопланеты. Приведенные расчеты и рассуждения позволяют заключить, что звездный ветер является важным фактором, влияющим на убегание надтепловой фракции атомов водорода из атмосферы горячих экзопланет. В дальнейшем, по мере накопления данных о звездном ветре и активности звезды π Men, можно будет более точно оценить скорости потери атмосферы экзопланетой π Men с за счет надтепловых процессов.

Исследование выполнено в рамках Проекта № 075-15-2020-780 «Теоретические и экспериментальные исследования формирования и эволюции внесолнечных планетных систем и характеристик экзопланет» Министерства науки и высшего образования РФ.

Список литературы

- I. F. Shaikhislamov, L. Fossati, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. García Muñoz, A. Youngblood, N. K. Dwivedi, and M. S. Rumenskikh, Astron. and Astrophys., 639, A109, 2020.
- 2. F. Fressin, G. Torres, D. Charbonneau, S. T. Bryson, et al., Astrophys. J., 766, 81, 2013.
- 3. J. L. Bean, S. N. Raymond, and J. E. Owen, Journal of Geophysical Research (Planets), 126, e06639, 2021.
- 4. H. Massol, K. Hamano, F. Tian, M. Ikoma, et al., Space Sci. Rev., 205, 153, 2016.
- 5. J. E. Owen, Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 47, 67, 2019.
- 6. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, P. V. Kaygorodov, and A. G. Zhilkin, *Physics Uspekhi*, **64**, 747, 2021.
- 7. J. E. Owen and A. P. Jackson, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 425, 2931, 2012.
- 8. E. D. Lopez, J. J. Fortney, and N. Miller, Astrophys. J., 761, 59, 2012.
- 9. S. Ginzburg, H. E. Schlichting, and R. Sari, Astrophys. J., 825, 29, 2016.
- 10. J. E. Owen, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, L. Fossati, and M. L. Khodachenko, Space Sci. Rev., 216, 129, 2020.
- 11. I. S. Savanov and V. I. Shematovich, Astrophysical Bulletin, 76, 450, 2021.
- 12. D. Gandolfi, O. Barragán, J. H. Livingston, M. Fridlund, et al., Astron. and Astrophys., 619, L10, 2018.
- A. García Muñoz, A. Youngblood, L. Fossati, D. Gandolfi, J. Cabrera, and H. Rauer, Astrophys. J. Lett., 888, L21, 2020.
- 14. V. I. Shematovich, Solar System Research, 44, 96, 2010.
- 15. A. A. Avtaeva and V. I. Shematovich, Solar System Research, 55, 150, 2021.
- A. García Muñoz, L. Fossati, A. Youngblood, N. Nettelmann, D. Gandolfi, J. Cabrera, and H. Rauer, Astrophys. J. Lett., 907, L36, 2021.
- 17. V. I. Shematovich and M. Y. Marov, Physics Uspekhi, 61, 217, 2018.

Химическая модель водородно-гелиевой оболочки горячего юпитера

Гладышева Ю.Г., Жилкин А.Г., Бисикало Д.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В работе представлен химический модуль, описывающий динамику изменения концентраций компонентов водородногелиевой оболочки горячих юпитеров. Модуль разработан в рамках трехмерной численной многокомпонентной МГД модели и учитывает химические реакции, а также процессы ионизации и диссоциации. Результаты проведенных демонстрационных расчетов эволюции химического состава оболочки типичного горячего юпитера подтверждают корректность работы разработанного модуля.

Поступила в редакцию 16.05.2022 г. Принята в печать 31.10.2022 г.

Ключевые слова: горячие юпитеры, химические реакции, UMIST, многокомпонентная МГД модель

Chemical model for hydrogen-helium envelope of hot Jupiter

Gladysheva Y.G., Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

In the paper a chemical module is presented, that describes the changes in number density of components in hot Jupiter hydrogen-helium envelope. The module is developed in the framework of three-dimensional MHD model and takes into account chemical reactions as well as processes of ionization and dissociation. The results of evolution simulation of chemical composition for typical hot Jupiter envelope confirm the accuracy of the developed module.

Received 16.05.2022. Accepted 31.10.2022.

Keywords: hot Jupiters, chemical reactions, UMIST, multi-component MHD model

DOI: 10.51194/INASAN.2022.7.3.002

1. Введение

При моделировании взаимодействия протяженных оболочек горячих экзопланет-гигантов со звездным ветром существенную роль играет химический состав оболочки, который эволюционирует за счет протекающих в ней процессов ионизации и диссоциации, а также химических реакций. С учетом влияния магнитного поля это приводит к необходимости разработки многокомпонентных (многожидкостных) МГД моделей. Одна из таких численных моделей была недавно представлена нами в работе [1]. Оболочки горячих юпитеров имеют достаточно высокую плотность, и поэтому для их описания традиционно используется гидродинамический подход. Однако в исходном варианте модели химические процессы не рассматривались, и все отдельные компоненты считались пассивными примесями, перемещающимися вместе с веществом. Дальнейший последовательный учет химического состава протяженных оболочек горячих экзопланет-гигантов и, в частности, горячих юпитеров является важным направлением развития нашей многокомпонентной МГД модели.

В данной работе описан химический модуль, позволяющий учесть в численном коде химические процессы, а также процессы ионизации и диссоциации. Сетка реакций формируется автоматически на основе базы данных UMIST [2], которая содержит информацию о большинстве реакций, протекающих в межзвездной среде. Создание химического модуля включает следующие этапы: фильтрация выборки реакций по заданным параметрам из базы данных UMIST, генерация системы обыкновенных дифференциальных уравнений химической кинетики и блок для численного решения полученной системы (CVODE). Пакет CVODE [3] взят из открытых источников и предназначен для решения жестких систем обыкновенных дифференциальных уравнений.

Представлены результаты ряда демонстрационных численных расчетов эволюции химического состава водородно-гелиевой оболочки типичного горячего юпитера.

2. Модель

С учетом влияния магнитного поля и сложного химического состава вещества для описания структуры и динамики протяженных оболочек горячих юпитеров удобно использовать приближение многокомпонентной (многожидкостной) магнитной гидродинамики [1]. При этом анализ характерных частот столкновений компонентов в водородно-гелиевой оболочке горячего юпитера [4] позволяет с достаточно хорошей точностью пренебречь эффектами диффузии [5] и считать, что средние скорости всех компонентов равны средней массовой скорости *v*. Также можно считать, что все компоненты находятся в локальном термодинамическом равновесии, и, следовательно, их температуры равны температуре вещества *T*. В приближении многокомпонентной магнитной гидродинамики используются уравнения для средних массовых величин, уравнение индукции, а также уравнения непрерывности для отдельных компонентов плазмы.

Уравнение непрерывности для компонента сорта *s* можно записать в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\xi_s) + \nabla \cdot (\rho\xi_s \boldsymbol{v}) = S_s, \quad s = 1, \dots, N,$$
(1)

где ξ_s — массовая доля компонента, ρ — плотность, S_s — функция источника, описывающая локальные изменения числа частиц сорта s, N — число компонентов. Концентрации компонентов определяются выражением $n_s = \rho \xi_s / m_s$, где m_s — масса частицы сорта s. Для численного решения уравнений многокомпонентной МГД мы используем методику расщепления по физическим процессам. Алгоритм состоит из нескольких последовательных этапов. Применительно к уравнению (1) на первом этапе, соответствующем идеальной многокомпонентной МГД, источник в правой части не учитывается. Это означает, что на первом этапе все химические компоненты трактуются как пассивные примеси, переносимые вместе с веществом. Учет источников производится на отдельном этапе алгоритма. Таким образом, моделирование изменения концентрации компонентов n_s можно вынести в отдельный химический модуль численного кода.

Рассмотрим алгоритм реализации химического модуля на примере водородно-гелиевой оболочки. Набор соответствующих химических реакций был получен путем фильтрации по элементам H и He из базы данных UMIST [2]. Мы использовали версию базы Rate13, которая является обновленной версией широко известной базы данных UMIST Rate12. Выборка для водородно-гелиевой оболочки составила 38 химических реакций (табл. 1) для 9 компонентов (H, H⁻, H⁺, H₂, H⁺₂, H⁺₃, He, He⁺, HeH⁺).

Функция источника в правой части уравнения (1) может быть представлена в виде

$$S_s = m_s \left(K_s - L_s n_s \right), \tag{2}$$

где K_s — темп производства компонента сорта s (см⁻³ · с⁻¹), L_s — скорость расхода компонента сорта s (с⁻¹). Поэтому система обыкновенных дифференциальных уравнений химической кинетики может быть записана следующим образом:

$$\frac{dn_s}{dt} = K_s - L_s n_s. \tag{3}$$

Для учета химических процессов в численном коде правые части уравнений (3) генерируются автоматически в виде функций на языке программирования C++. Опишем кратко, как это делается. Рассмотрим

№	Реакция	№	Реакция
1	$\mathrm{H^-} + \mathrm{H} \rightarrow \mathrm{H_2} + \mathrm{e^-}$	20	${\rm HeH^+ + e^- \rightarrow He + H}$
2	$\rm H_2 + \rm H_2 \rightarrow \rm H_2 + \rm H + \rm H$	21	$\mathrm{H}_2^+ + \mathrm{H}_2 \rightarrow \mathrm{H}_3^+ + \mathrm{H}$
3	$\rm H_2 + e^- \rightarrow \rm H + \rm H + e^-$	22	$\mathrm{H_2^+} + \mathrm{He} \to \mathrm{HeH^+} + \mathrm{H}$
4	$\rm H + \rm H_2 \rightarrow \rm H + \rm H + \rm H$	23	$\mathrm{H}_2 + \mathrm{He}^+ \to \mathrm{He} + \mathrm{H}^+ + \mathrm{H}$
5	$\mathrm{H}_2 + \mathrm{He}^+ \to \mathrm{He} + \mathrm{H}_2^+$	24	$\mathrm{H}_2 + \mathrm{HeH^+} \to \mathrm{He} + \mathrm{H}_3^+$
6	$\mathrm{H} + \mathrm{H}_2^+ \to \mathrm{H}_2 + \mathrm{H}^+$	25	$\rm H + HeH^+ \rightarrow He + H_2^+$
7	$\rm H + He^+ \rightarrow He + H^+$	26	$\mathrm{H^-} + \mathrm{H^+} \to \mathrm{H} + \mathrm{H}$
8	$\rm H_2 + p \rightarrow \rm H^+ + \rm H^-$	27	$\mathrm{H^-} + \mathrm{H_2^+} \to \mathrm{H_2} + \mathrm{H}$
9	$\rm H_2 + p \rightarrow \rm H^+ + \rm H + e^-$	28	$\mathrm{H^-} + \mathrm{H_3^+} \to \mathrm{H} + \mathrm{H_2} + \mathrm{H}$
10	$\mathrm{H}_2 + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{H}_2^+ + \mathrm{e}^-$	29	$\mathrm{H^-} + \mathrm{He^+} \to \mathrm{H} + \mathrm{He}$
11	$\rm H_2 + p \rightarrow \rm H + \rm H$	30	$\mathrm{H}^- + h\nu \to \mathrm{H} + \mathrm{e}^-$
12	$\rm H + p \rightarrow \rm H^+ + e^-$	31	$\mathrm{H}_2^+ + h\nu \to \mathrm{H}^+ + \mathrm{H}$
13	$\mathrm{He} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{He}^+ + \mathrm{e}^-$	32	$\mathrm{H}_3^+ + h\nu \to \mathrm{H}_2^+ + \mathrm{H}$
14	$\mathrm{H}^- + h\nu \to \mathrm{H} + \mathrm{e}^-$	33	$\mathrm{H}_{3}^{+} + h\nu \to \mathrm{H}_{2} + \mathrm{H}^{+}$
15	$\mathrm{H} + h\nu \to \mathrm{H}^+ + \mathrm{e}^-$	34	$\mathrm{H^+} + \mathrm{H} \to \mathrm{H_2^+} + h\nu$
16	$\mathrm{He} + h\nu \to \mathrm{He}^+ + \mathrm{e}^-$	35	$\mathrm{H^{+} + He} \rightarrow \mathrm{HeH^{+}} + h\nu$
17	$\mathrm{H_2^+} + \mathrm{e^-} \to \mathrm{H} + \mathrm{H}$	36	${\rm H} + {\rm e}^- \rightarrow {\rm H}^- + h\nu$
18	$\mathrm{H}_3^+ + \mathrm{e}^- \to \mathrm{H}_2 + \mathrm{H}$	37	$\mathrm{H^{+} + e^{-} \rightarrow \mathrm{H} + h\nu}$
19	$\mathrm{H}_{3}^{+} + \mathrm{e}^{-} \rightarrow \mathrm{H} + \mathrm{H} + \mathrm{H}$	38	$\mathrm{He^{+} + e^{-} \rightarrow He} + h\nu$

Таблица 1: Сетка реакций водородно-гелиевой химии из базы данных UMIST.

химическую реакцию вида

$$A + B \to C + \dots, \tag{4}$$

где химические компоненты A и B являются реагентами, а C представляет собой продукт реакции, которых может быть несколько. В ходе данного процесса концентрации реагентов уменьшаются, а концентрации продуктов, наоборот, увеличиваются. Обозначим константу скорости данной реакции через k. Тогда рассматриваемая реакция даст следующие вклады в функции источника:

$$L(A) = L(A) + kn(B), \quad L(B) = L(B) + kn(A),$$
 (5)

$$K(\mathbf{C}) = K(\mathbf{C}) + kn(\mathbf{A})n(\mathbf{B}), \quad \dots \tag{6}$$

Здесь многоточие означает, что подобные выражения необходимо записать для всех продуктов реакции. Для электронов е⁻ отдельное уравнение в (3) не используется, поскольку их концентрация может быть найдена из условия квазинейтральности плазмы

$$n_{\rm e} = \sum_{s} Z_s n_s,\tag{7}$$

где Z_s — зарядовое число компонента сорта s. В некоторых реакциях (см. табл. 1) в качестве реагента В выступают протоны космических лучей или фотоны. В этом случае вместо выражений (5) и (6) имеем, соответственно,

$$L(A) = L(A) + k, \quad K(C) = K(C) + kn(A), \quad \dots$$
(8)

Пробегая по всей сетке реакций, получим полное значение функции источника.

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (3) химической кинетики является жесткой, поскольку константы реакций могут сильно отличаться друг от друга. Поэтому для ее численного решения необходимо применять специальные методы, требующие вычисления матрицы Якоби

$$J_{rs} = \frac{\partial}{\partial n_s} \left(K_r - L_r n_r \right). \tag{9}$$

В нашем численном коде она также генерируется автоматически по заданной сетке реакций в виде функции на языке программирования C++. Алгоритм генерации вполне аналогичен тому, как генерируются функции правых частей уравнений (3). При этом нужно учесть соотношение

$$\frac{\partial n_{\rm e}}{\partial n_s} = Z_s. \tag{10}$$

Коэффициенты скорости k каждой реакции вычисляются на основе данных из базы UMIST. Константа реакции зависит от параметров α , β , γ , температуры газа T, а также от типа реакции. В рассматриваемой выборке для водородно-гелиевой оболочки возможны несколько вариантов расчета коэффициента в зависимости от типа процесса. Для процессов с участием протонов космических лучей константа реакции $k = \alpha$. Для фотопроцессов, вызванных космическими лучами, имеем формулу:

$$k = \alpha \left(\frac{T}{300 \text{ K}}\right)^{\beta} \frac{\gamma}{1 - \omega},\tag{11}$$

где величина ω определяет альбедо пылинок в дальнем ультрафиолете. Для фотопроцессов, вызванных межзвездным полем ультрафиолетового излучения, константа реакции

$$k = \alpha \exp(-\gamma A_{\rm V}),\tag{12}$$

где $A_{\rm V}$ — межзвездное поглощение в видимом диапазоне. Коэффициенты для остальных реакций определяются по формуле:

$$k = \alpha \left(\frac{T}{300 \text{ K}}\right)^{\beta} \exp(-\gamma/T).$$
(13)

Следует заметить, что база данных UMIST разработана для исследования химических процессов в межзвездной среде. В задаче моделирования динамики водородно-гелиевых оболочек горячих юпитеров процессы фотоионизации определяются не межзвездным полем излучения, а жестким излучением родительской звезды. Поэтому некоторые из констант реакций следует заменить. Кроме того, реакции с участием протонов необходимо интерпретировать как процессы взаимодействия с протонами звездного ветра, а не космических лучей. Они сводятся к реакциям перезарядки с нейтральными атомами водорода в оболочке горячего юпитера, в результате чего образуются энергетические нейтральные атомы водорода. В данной работе вопросы замены констант этих реакций мы не рассматриваем, поскольку наше основное внимание сосредоточено на разработке общей архитектуры химического модуля численного кода.

3. Водородно-гелиевая химия

Для решения уравнений химической кинетики (3) необходимо задать начальные условия для концентраций n_s . Расчеты, проведенные в рамках аэрономических моделей [6], показывают, что наиболее значимыми компонентами протяженной оболочки горячих юпитеров являются атомарный водород H, ионизованный водород H⁺, молекулярный водород H₂, атомарный гелий He и однократно ионизованный гелий He⁺. Оставшиеся компоненты H⁻, H⁺₂, H⁺₃ и HeH⁺ дают очень малый вклад в полную концентрацию. Поэтому в дальнейшем будем называть их малыми фракциями.

Химический состав водородно-гелиевых оболочек горячих юпитеров удобно характеризовать параметром $\chi = [\text{He}/\text{H}]$, который равен отношению числа ядер гелия к числу ядер водорода. Массовое содержание водорода X и гелия Y можно выразить через этот параметр. Обозначим через n[H] и n[He] количества ядер водорода и гелия в единице объема соответственно. Тогда массы ядер водорода и гелия в единице объема

$$\rho[\mathbf{H}] = m_{\mathbf{p}} n[\mathbf{H}], \quad \rho[\mathbf{He}] = 4m_{\mathbf{p}} n[\mathbf{He}], \tag{14}$$

где $m_{\rm p}$ — масса протона. С учетом этого

$$\frac{Y}{X} = \frac{\rho[\text{He}]}{\rho[\text{H}]} = 4\frac{n[\text{He}]}{n[\text{H}]} = 4\chi.$$
(15)

С другой стороны, в водородно-гелиевой оболочке должно быть X + Y = 1. Отсюда находим

$$X = \frac{1}{1+4\chi}, \quad Y = \frac{4\chi}{1+4\chi}.$$
 (16)

Введем в рассмотрение степень ионизации атомарного водорода x_1 , степень диссоциации молекулярного водорода x_2 и степень ионизации гелия x_3 ,

$$x_1 = \frac{n(\mathrm{H}^+)}{n(\mathrm{H}^+) + n(\mathrm{H})},\tag{17}$$

$$x_2 = \frac{n(\mathbf{H})}{n(\mathbf{H}) + n(\mathbf{H}_2)},\tag{18}$$

$$x_3 = \frac{n(\text{He}^+)}{n(\text{He}^+) + n(\text{He})}.$$
(19)

Эти величины лежат в диапазоне от 0 до 1. Причем значению 1 соответствует состояние полной ионизации или диссоциации. Для малых фракций начальные концентрации определим соотношением:

$$n(\mathrm{H}^{-}) = n(\mathrm{H}_{2}^{+}) = n(\mathrm{H}_{3}^{+}) = n(\mathrm{HeH}^{+}) = x_{4}n(\mathrm{H}),$$
 (20)

где x_4 — коэффициент пропорциональности. Задавая параметры x_1, x_2, x_3 и x_4 , а также химический состав χ , мы можем концентрацию любого компонента n_8 выразить через полную концентрацию n вещества.

Выражая массы водорода и гелия в единице объема через концентрации, получим следующее соотношение:

$$\rho[\mathrm{H}] = m_{\mathrm{p}} \left[n(\mathrm{H}) + n(\mathrm{H}^{-}) + n(\mathrm{H}^{+}) + 2n(\mathrm{H}_{2}) + 2n(\mathrm{H}_{2}^{+}) + 3n(\mathrm{H}_{3}^{+}) + n(\mathrm{HeH}^{+}) \right] = A_{1}m_{\mathrm{p}}n(\mathrm{H})$$
(21)

$$\rho[\text{He}] = 4m_{\rm p} \left[n(\text{He}) + n(\text{He}^+) + n(\text{He}\text{H}^+) \right] = 4m_{\rm p}n(\text{H}) + 4B_1m_{\rm p}n(\text{He}),$$
(22)

где коэффициенты

$$A_1 = 1 + \frac{x_1}{1 - x_1} + 2\frac{1 - x_2}{x_2} + 7x_4, \quad B_1 = 1 + \frac{x_3}{1 - x_3}.$$
(23)

С учетом (15) отсюда получаем

$$n(\mathrm{He}) = \chi_1 n(\mathrm{H}), \tag{24}$$

где

$$\chi_1 = \frac{A_1 \chi - x_4}{B_1}.$$
(25)

Полная концентрация вещества с учетом концентрации электронов и условия квазинейтральности (7) может быть записана в виде

$$n = \sum_{s} (1 + Z_s) n_s.$$
 (26)

Раскрывая эту сумму, получим следующее выражение:

$$n = A_2 n(\mathrm{H}) + B_2 n(\mathrm{He}), \tag{27}$$

где

$$A_2 = 1 + 2\frac{x_1}{1 - x_1} + \frac{1 - x_2}{x_2} + 6x_4, \quad B_2 = 1 + 2\frac{x_3}{1 - x_3}.$$
(28)

Отсюда и из (24) можно выразить концентрацию атомов водорода через полную концентрацию,

$$n(\mathbf{H}) = \frac{1}{A_2 + \chi_1 B_2} n.$$
(29)

Остальные концентрации определяются с помощью формул (24), (17)–(20).

4. Численные расчеты

Разработанный химический модуль включает в себя фильтрацию химических реакций по заданным параметрам, формирование жесткой системы обыкновенных дифференциальных уравнений для расчета концентраций компонентов, а также программный пакет CVODE [3] для численного решения полученной системы. Программный пакет CVODE взят из открытых источников и протестирован на задачах, имеющих аналитическое решение. Остальные блоки программы написаны самостоятельно.

В трехмерном численном коде уравнения химической кинетики решаются в каждой ячейке расчетной сетки на каждом шаге интегрирования. Иными словами химическая модель является локальной. Поэтому для ее тестирования достаточно провести расчеты в некоторых отдельных точках протяженной оболочки горячего юпитера. В данной работе мы рассматриваем случаи, которые соответствуют моделям оболочек из статьи [1] для типичного горячего юпитера HD 209458b. В приводимых ниже расчетах мы задавали химический состав $\chi = [\text{He}/\text{H}] = 0.05$ [7]. Этому значению соответствуют массовые содержания водорода X = 0.83 и гелия Y = 0.17. Остальные параметры задавались значениями $x_1 = x_2 = x_3 = 0.9$, $x_4 = 0.001$.

Численные расчеты проводились для различных типов оболочек (замкнутая, квази-замкнутая, квазиоткрытая и открытая), которые характеризуются значениями температуры T. В протяженной оболочке горячего юпитера полная концентрация падает с удалением от планеты. Мы рассмотрели два характерных значения концентрации $n = 10^{10}$ см⁻³ (вблизи фотометрического радиуса) и $n = 10^5$ см⁻³ (вблизи контактной границы со звездным ветром). По значению полной концентрации n можно вычислить начальные концентрации n_s каждого из компонентов s с помощью выражений, описанных в предыдущем разделе. Расчеты были проведены на интервале времени равным периоду обращения горячего юпитера вокруг родительской звезды (864 000 с).

Результаты расчетов представлены на рис. 1. Различные кривые на графиках описывают зависимости от времени концентраций основных компонентов H, H⁺, H₂, He и He⁺, а также для примера концентрации одной из малых фракций (H₂⁺). На верхних панелях показаны зависимости для случая протяженной оболочки замкнутого типа (T = 5000 K), а на нижних панелях представлены результаты для случая оболочки квази-открытого типа (T = 6000 K). Слева показаны зависимости для начальных значений полной концентрации $n = 10^{10}$ см⁻³, а справа — для $n = 10^5$ см⁻³.

Из представленных расчетов видно, что зависимости $n_s(t)$ для различных температур ведут себя схожим образом. Однако можно наблюдать существенные изменения в поведении кривых для различных значений начальной полной концентрации. Концентрации нейтральных атомов водорода и гелия практически не изменяются на всех графиках. Концентрация молекулярного водорода H₂ в случае $n = 10^{10}$ см⁻³ падает почти на три порядка, а в случае $n = 10^5$ см⁻³ практически не изменяются. В плотных слоях оболочки концентрации ионов водорода H⁺ и гелия He⁺ быстро падают из-за процессов рекомбинации, в то время как в разреженных частях остаются постоянными.

Напомним, что при проведении численных расчетов все коэффициенты скоростей реакций брались непосредственно из базы данных UMIST, которая специализируется на химических процессах, протекающих в межзвездной среде. Поэтому полученные результаты не учитывают, в частности, процессы фотоионизации протяженной оболочки горячего юпитера за счет жесткого излучения родительской звезды. Ионизация в этом случае осуществляется в основном за счет тепловых соударений нейтральных частиц. В результате концентрации всех ионов либо остаются примерно постоянными, либо уменьшаются со временем за счет рекомбинации. В дальнейшем мы планируем модифицировать нашу химическую модель с целью более корректного учета процессов фотоионизации в оболочках горячих юпитеров.

5. Заключение

В работе представлен разработанный нами химический модуль для трехмерного численного кода, предназначенного для исследования процесса обтекания горячих юпитеров плазмой звездного ветра. Исходный



Рис. 1: Зависимости концентраций компонентов n_s от времени t для случаев замкнутой (T = 5000 K, верхние панели) и квази-открытой (T = 6000 K, нижние панели) оболочек для начальных значений полной концентрации $n = 10^{10}$ см⁻³ (слева) и $n = 10^5$ см⁻³ (справа).

численный код основан на приближении многокомпонентной (многожидкостной) магнитной гидродинамики [1]. Однако в первоначальной версии кода все отдельные компоненты плазмы рассматривались в качестве пассивных примесей, перемещающихся вместе с веществом. Новый модуль позволяет учесть локальные изменения химического состава вещества за счет химических реакций, а также процессов ионизации и диссоциации. Представленные результаты демонстрационных расчетов эволюции химического состава оболочки типичного горячего юпитера подтверждают корректность работы разработанного модуля.

Сетка реакций для расчета изменения концентраций компонентов в водородно-гелиевой оболочке горячего юпитера была сформирована на основе базы данных UMIST [2]. Эта база содержит информацию о всей необходимой нам химии, но специализируется на исследовании химических процессов, протекающих в межзвездной среде. Однако в случае горячих экзопланет процессы фотоионизации и фотодиссоциации происходят в основном за счет жесткого излучения родительской звезды. Кроме того, важную роль играют также реакции перезарядки атомов водорода с протонами звездного ветра, которые приводят к образованию энергетических нейтральных атомов водорода. Это означает, что для правильного учета этих процессов необходимо заменить некоторые константы реакций. В частности, скорости фотоионизации и фотодиссоциации должны определяться оптической толщиной оболочки горячего юпитера по отношению к жесткому излучению звезды. В дальнейшем мы планируем провести соответствующую модификацию нашей химической модели.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 22-12-00364).

Список литературы

- 1. A. Zhilkin and D. Bisikalo, Universe, 7, 422, 2021.
- D. McElroy, C. Walsh, A. J. Markwick, M. A. Cordiner, K. Smith, and T. J. Millar, Astron. and Astrophys., 550, A36, 2013.
- 3. S. D. Cohen, A. C. Hindmarsh, and P. F. Dubois, *Computers in physics*, 10, 138, 1996.
- 4. A. García Muñoz, Plan. and Space Sci., 55, 1426, 2007.
- I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Y. L. Sasunov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, and N. V. Erkaev, Astrophys. J., 795, 132, 2014.
- 6. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, P. V. Kaygorodov, and A. G. Zhilkin, Physics-Uspekhi, 64, 747, 2021.
- I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 491, 3435, 2020.

Возможная эволюция звезды-спутника сверхмассивной черной дыры в рентгеновской двойной системе HLX-1

Федорова А.В., Тутуков А.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Выполнено теоретическое моделирование эволюции двойной системы звезда-сверхмассивная черная дыра, имитирующей гипер-яркий рентгеновский источник HLX-1. Масса черной дыры принята равной $5 \times 10^4 M_{\odot}$, что близко к средним оценкам для HLX-1. Существует две оценки возможного значения орбитального периода HLX-1 — 10 дней и 1 год. В рамках предположений, принятых нами в предыдущих работах, выполнено численное исследование эволюции системы в окрестности этих периодов для звезд-спутников черной дыры с начальными массами M_0 , равными 5, 10, 20, $50M_{\odot}$ при различных значениях D — начальной степени заполнения звездой полости Роша. Цель расчетов определить, при каких M_0 и D можно получить гипер-яркие рентгеновские источники с указанными периодами, а также выяснить свойства звезды-донора в момент, когда период достигает этих значений. Расчеты показывают, что для периода 10 дней наиболее вероятные значения M_0 составляют $10 - 20M_{\odot}$, а для периода 1 год $-20 - 50M_{\odot}$. В момент достижения этих периодов масса звезды находится в интервале $5 - 11M_{\odot}$ (для периода 10 дней) и $5 - 24M_{\odot}$ (для периода 1 год). Соответствующие относительные массы гелиевых ядер звезд составляют 0.1-0.5.

Поступила в редакцию 14.09.2022 г. Принята в печать 31.10.2022 г.

Ключевые слова: сверхмассивные черные дыры, эволюция двойной системы звезда + СМЧД, рентгеновская двойная система HLX-1

Possible evolution of a companion star of a supermassive black hole in the X-ray binary HLX-1

Fedorova A.V., Tutukov A.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

A theoretical investigation of the evolution of a binary system star-supermassive black hole simulating a hyper-luminous X-ray source HLX-1 was performed. The mass of the black hole is assumed to be equal to $5 \times 10^4 M_{\odot}$, which is close to the average estimate for HLX-1. There are two estimates of the possible value of the orbital period HLX-1 — 10 days and 1 year. Within the framework of the assumptions accepted in our previous papers, a numerical study of the evolution of the system in the vicinity of these periods was performed for stars with initial masses M_0 , equal to 5, 10, 20, $50M_{\odot}$ for different values of D — the initial degree of filling of the Roche lobe by a star. The purpose of the calculations is to determine, at which M_0 and D hyper-luminous X-ray sources with the specified periods can be obtained, as well as to find out the properties of the donor star at the moment when the period reaches these values. Calculations show that for a period of 10 days, the most likely values of M_0 are $10 - 20M_{\odot}$, and for a period of 1 year — $20 - 50M_{\odot}$. At the moment of reaching these periods, the mass of the star is $5 - 11M_{\odot}$ (for a period of 10 days) and $5 - 24M_{\odot}$ (for a period of 1 year). The corresponding relative masses of the helium nuclei of stars are 0.1-0.5.

Received 14.09.2022. Accepted 31.10.2022.

Keywords: supermassive black holes, evolution of binary system star + supermassive black hole, X-ray binary system HLX-1

DOI: 10.51194/INASAN.2022.7.3.003

1. Введение

В настоящее время установлено, что в ядрах практически всех ярких галактик находятся сверхмассивные черные дыры (СМЧД), массы которых достигают ~ $10^6 - 10^{10} M_{\odot}$, а светимости доходят до $10^{14} L_{\odot}$ (см., например, [1, 2]). В ядрах шаровых звездных скоплений и в ядрах карликовых галактик могут располагаться ЧД промежуточных масс (ЧДПМ) с массами $10^3 - 10^5 M_{\odot}$ [3, 4, 5], более многочисленные, чем СМЧД. Если такие ЧД аккрецируют вещество с достаточной скоростью, то они являются источниками мощного рентгеновского излучения. В последнее время именно аккрецирующие ЧДПМ связываются с гипер-яркими источниками рентгеновского излучения HLX (Hyperluminous X-ray Sources) [6], рентгеновские светимости которых могут превосходить 10^{41} эрг/с.

Представляет большой интерес и активно исследуется проблема эволюции звезд вблизи СМЧД и ЧДПМ. Такие черные дыры могут разрушать близкие звезды приливным образом или образовывать с ними тесные двойные системы (ТДС). Возможность образования таких ТДС подробно рассмотрена нами в работах [7, 8]. Их эволюция не раз изучалась численно, наиболее детальные исследования выполнены в работе [9]. Наши исследования [10, 7, 8, 11] дополняют эту работу, поскольку в них учитывается облучение звезды-донора жестким излучением, возникающим при аккреции на черную дыру, а также исследуется начальная разделенная стадия эволюции, возможная для многих из таких систем. В наших расчетах также учитываются все процессы, определяющие эволюцию обычных двойных систем: обмен массой между компонентами системы при потере вещества донором за счет звездного ветра либо через точку L_1 (в случае заполнения полости Роша), потеря углового момента системой вследствие излучения гравитационных волн, а также посредством магнитного звездного ветра (M3B) донора (если он является звездой ГП с массой менее 1.5 M_{\odot} и имеет достаточно массивную конвективную оболочку).

Необходимо отметить, что изучение эволюции систем звезда-ЧДПМ осложнено тем, что на нее может влиять целый ряд неопределенных факторов, например, возможное наличие газа в области вблизи ЧДПМ, которое может привести к нестационарности звездной орбиты и дополнительному облучению звезды, возникающему при аккреции на ЧДПМ этого газа. Поэтому предпринятое в наших работах исследование двойных систем звезда-ЧДПМ выполняется только в рамках принятых нами ограниченных предположений и может лишь продемонстрировать некоторые возможные варианты их эволюции.

Метод расчета эволюции системы звезда-СМЧД детально изложен в [10, 7, 8]. Отметим здесь, что при учете облучения звезды-донора поглощение внешнего потока излучения в оболочке звезды рассчитывалось с помощью того же формализма, который используется при вычислении непрозрачности звездного вещества. Начальное расстояние звезды от ЧДПМ задавалось с помощью параметра *D*, представляющего собой начальную степень заполнения донором своей полости Роша и равного отношению радиуса звезды к среднему радиусу полости Роша.

На разделенной стадии эволюции системы конкурируют два основных процесса: обмен веществом в ходе аккреции черной дырой вещества звездного ветра донора, увеличивающий большую полуось орбиты А, и излучение гравитационных волн (ИГВ), уменьшающее ее. Наши исследования показали, что в зависимости от D, массы черной дыры $M_{\rm BH}$ и начальной массы звезды M_0 , возможны три типа эволюции системы звезда-ЧДПМ. Первый тип, характерный для сравнительно маломассивных звезд, заканчивается разрушением звезды, обусловленным ее облучением. Второй тип эволюции может осуществляться для массивных звезд ГП, которые в начальный момент располагаются дальше от ЧДПМ, чем при первом типе эволюции. В этом случае массивная звезда в ходе эволюционного расширения заполняет свою полость Роша, после чего наступает этап интенсивного обмена веществом. Именно на этой фазе эволюции система звезда–ЧДПМ может проявлять себя как гипер-яркий рентгеновский источник. Численное моделирование [8] показывает, что для этого начальная масса звезды должна превышать $\sim 10 M_{\odot}$. Большая полуось орбиты A увеличивается в ходе эволюции второго типа. Третий тип эволюции может осуществляться для массивных звезд ГП, находящихся в начальный момент еще дальше от ЧДПМ, чем при втором типе, а также для проэволюционировавших к начальному моменту массивных звезд. В этом случае звезда удаляется от ЧДПМ, вообще не заполняя свою полость Роша. Для эволюции второго и третьего типа решающую роль играет превращение звезды в красного гиганта во время нахождения ее в близкой окрестности ЧДПМ [10, 7].

Целью настоящей работы является исследование гипер-яркого источника HLX-1. Для орбитального периода HLX-1 существует две приближенные оценки: 10 дней и 1 год. В рамках предположений, принятых нами в предыдущих работах, выполнено численное моделирование эволюции двойной системы звезда-ЧДПМ, чтобы определить, при каких начальных массах звезды и значениях *D* такая система будет гипер-ярким рентгеновским источником при указанных орбитальных периодах, а также определить эволюционный статус звезды-донора в момент, когда период достигает этих значений.

2. Гипер-яркий рентгеновский источник HLX-1

Наиболее яркий рентгеновский источник HLX-1 (полное название ESO 243-49 HLX-1) был первым известным кандидатом в гипер-яркие источники. HLX-1 интенсивно исследуется уже несколько лет (см., например, [12, 13, 14]). Он связан с массивной спиральной галактикой ESO 243-49, однако не находится в ее ядре [15]. Возможно, HLX-1 находится в ядре карликовой галактики, потерявшей часть звезд при столкновении с этой массивной галактикой [16]. Высказывалось также предположение, что он находится в массивном шаровом скоплении, расположенном в спиральной галактике [17].

Имеется ряд оценок массы черной дыры в HLX-1: $3000 - 3 \times 10^5 M_{\odot}$ [13], $10^4 - 10^5 M_{\odot}$ [6], $500 - 4 \times 10^4 M_{\odot}$ [18], $7 \times 10^4 M_{\odot}$ [19, 20]. Рентгеновская светимость этого источника L_x составляет $10^{41} - 10^{42}$ эрг/с [6]. При этом для HLX-1 характерны регулярные вспышки с быстрым подъемом L_x и с последующим экспоненциальным падением, временной интервал между этими вспышками — порядка года [16]. Во время вспышки L_x может возрастать в ~ 2.5 раза [17]. Эти наблюдательные данные позволяют предположить, что у ЧДПМ имеется спутник — звезда с эксцентрической орбитой с периодом около 1 года [21]. С помощью численного моделирования было исследовано два варианта возможной модели этой системы: в первом из них [22] предполагалось, что звезда — это почти потерявший оболочку гигант, не заполняющий полость Роша, при этом ЧДПМ аккрецирует вещество его звездного ветра. Во втором варианте [15] предполагалось, что в перицентре звезда заполняет полость Роша. Однако авторы этих работ делают вывод, что пока численные модели не воспроизводят все наблюдаемые особенности вспышек. Высказываются и другие предположения относительно природы вспышек HLX-1. В недавнем исследовании [18] предполагается, что орбитальный период звезды-донора составляет около 10 дней, а вспышки обусловлены колебаниями темпа аккреции вследствие неустойчивостей в диске. Такое же предположение высказывается в работе [20], в которой приводятся данные мониторинга HLX-1 за период от августа 2009 г. по июнь 2017 г. За это время наблюдалось 7 вспышек со средним интервалом между ними 354 дня, но интервалы между вспышками увеличиваются. Авторы [20] считают, что такие свойства вспышек плохо согласуются с гипотезой об аккреции черной дырой вещества звезды-донора в периастре эксцентрической орбиты. Более вероятным они считают периодическое усиление аккреции из внутреннего диска. В [20] предполагается, что истинный орбитальный период намного короче обнаруженного квази-периода и составляет 10–12 дней.

Тем не менее проблема величины орбитального периода HLX-1 еще остается открытой. В связи с этим представляет интерес вопрос о том, каким может быть эволюционный статус звезды-спутника ЧДПМ в подобной двойной системе при обоих предполагаемых значениях орбитального периода.

3. Результаты численного моделирования

В качестве приблизительной модели HLX-1 мы взяли тесную двойную систему, содержащую ЧДПМ с массой $M_{\rm BH} = 5 \times 10^4 M_{\odot}$ (близкой к средней оценке массы HLX-1) и звезду-донора, интенсивно теряющую вещество. Согласно результатам наших предыдущих исследований, для обеспечения существования гиперяркого рентгеновского источника донор системы должен быть проэволюционировавшей звездой с достаточно большой начальной массой.

Нами выполнены расчеты для звезд-доноров ЧДПМ, имеющих начальные массы M_0 , равные 5, 10, 20, $50M_{\odot}$ и различные начальные степени заполнения своей полости Роша *D*. Предполагалось, что в момент формирования системы эти звезды находятся на ГП. При этом мы рассматриваем главным образом эволюцию донора на стадиях горения водорода в ядре и оболочке звезды и на стадии горения гелия в ядре. Из трех описанных во введении типов эволюции системы мы рассматриваем здесь только второй тип, поскольку только для этого сценария осуществляется достаточно высокий темп потери массы донором, необходимый для объяснения наблюдаемой светимости HLX-1.

3.1. Результаты расчетов для периода 10 дней

Согласно результатам численного моделирования, гипер-яркий рентгеновский источник при 10-дневном орбитальном периоде не получается ни для малых $M_0 \approx 5M_{\odot}$, ни для самых больших $M_0 \approx 50M_{\odot}$. Наиболее вероятные значения M_0 для существования такого источника составляют 10–20 M_{\odot} . При этом для каждой начальной массы донора существует интервал значений D, при которых темп потери вещества при 10-дневном периоде достаточно велик, чтобы L_x составляют $10^{41} - 10^{42}$ эрг/с.

Для $M_0 = 10 M_{\odot}$ это имеет место при D приблизительно от 0.5 до 0.7. При малых D менее 0.2 (то есть при больших начальных расстояниях звезды от ЧДПМ) начальный период системы уже превышает 10 дней. При средних D приблизительно от 0.3 до 0.4 звезда еще не заполняет полость Роша при периоде 10 дней, и L_x мало, поскольку ЧДПМ аккрецирует только звездный ветер донора. При самых больших D более 0.8 (то есть при малых начальных расстояниях) L_x при этом периоде получается недостаточно большим, хотя донор заполняет полость Роша.

Для $M_0 = 20 M_{\odot}$ достаточно большие L_x получаются при D приблизительно от 0.7 до 0.9. При малых D менее 0.2 (то есть при больших начальных расстояниях звезды от ЧДПМ) начальный период системы уже больше 10 дней. При средних D приблизительно от 0.3 до 0.6 звезда еще не заполняет полость Роша при периоде 10 дней, и L_x мало.

Рис. 1 иллюстрирует отдельные примеры треков для $M_0 = 10 M_{\odot}$ в области периода 10 дней. Из показанных на нем треков только в одном (с D = 0.6) достигается достаточно большое значение L_x . В треке с D = 0.4 звезда еще не заполняет полость Роша при данном периоде, а в треке с D = 0.9 темп потери массы недостаточно велик.

3.2. Результаты расчетов для периода 1 год

Согласно результатам расчетов, при орбитальном периоде 1 год для существования гипер-яркого рентгеновского источника нужны достаточно большие M_0 в интервале $20 - 50 M_{\odot}$. При этом наибольшая вероятность получить такой источник (то есть наиболее широкий интервал подходящих начальных степеней заполнения звездой полости Роша D) имеет место для $M_0 = 20 M_{\odot}$. При увеличении M_0 до $50 M_{\odot}$ соответствующий интервал D сужается.

Для $M_0 = 20 M_{\odot}$ достаточно большие L_x получаются при D от 0.07 до 0.4. При средних и больших D приблизительно от 0.5 до 0.9 фаза интенсивной потери массы звездой заканчивается еще до достижения периода 1 год. При малых D менее 0.06 звезда еще не заполняет полость Роша при периоде 1 год, и L_x мало, поскольку ЧДПМ аккрецирует только звездный ветер донора.



Рис. 1: Диаграмма «логарифм орбитального периода — логарифм темпа потери массы звездой» для звезды с массой 10 M_{\odot} , эволюционирующей в области орбитального периода 10 дней. Вертикальная пунктирная линия отмечает значение логарифма этого периода. Цветными линиями показаны треки звезды для значений D, равных 0.4 (черная линия), 0.6 (красная линия), 0.9 (синяя линия). Горизонтальными линиями показаны значения темпа потери массы донором, которые при $M_{\rm BH} = 5 \times 10^4 M_{\odot}$ соответствуют значениям L_x , равным 10^{41} эрг/с (нижняя сплошная линия), 10^{42} эрг/с (средняя штриховая линия), и 7.35×10^{42} эрг/с (верхняя штриховая линия). Последнее значение равно эддингтоновскому пределу для данной $M_{\rm BH}$. Орбитальный период во всех треках увеличивается.

Для $M_0 = 50 M_{\odot}$ достаточно большие L_x получаются при D от 0.15 до 0.2. При средних и больших D приблизительно от 0.3 до 0.9 еще до достижения периода 1 год фаза интенсивной потери массы звездой уже заканчивается. При малых D менее 0.12 звезда еще не заполняет полость Роша при периоде 1 год, и L_x мало.

Рис. 2 иллюстрирует отдельные примеры треков для $M_0 = 20 M_{\odot}$ в области периода 1 год. В двух треках (с D = 0.3 и 0.4) достигается достаточно большое L_x , а в треке с D = 0.5 темп потери массы уже недостаточно велик.

Приведем здесь еще один обобщающий рисунок, на котором на основании выполненных расчетов приблизительно показаны искомые области значений начальных параметров звезды-донора для обоих исследованных орбитальных периодов (рис. 3).

3.3. Свойства звезды-донора на стадии гипер-яркого рентгеновского источника

В табл. 1 представлены параметры донора для ряда треков в момент, когда на стадии гипер-яркого рентгеновского источника орбитальный период системы достигает одного из исследуемых значений — 10 дней либо 1 год. В это время донор представляет собой красный гигант с гелиевым ядром. Его масса находится в интервале $5 - 11 M_{\odot}$ (для периода 10 дней) и $5 - 24 M_{\odot}$ (для периода 1 год). Соответствующие относительные массы гелиевых ядер составляют 0.1–0.5. При этом темп потери массы донором и соответствующие значения рентгеновской светимости L_x для периода 1 год несколько выше, чем для периода 10 дней.

3.4. О вспышках в HLX-1

Как отмечено выше, ряд исследователей предполагает, что наблюдаемые в HLX-1 вспышки L_x могут быть обусловлены колебаниями темпа аккреции вследствие неустойчивостей в аккреционном диске [18, 20]. Стоит однако отметить, что в рамках нашей модели для объяснения вспышек не требуется, чтобы такие неустойчивости обеспечивали всю амплитуду вспышки. Они могут быть лишь ее триггером. Даже небольшое увеличение темпа аккреции, обусловленное какой-либо неустойчивостью диска, должно приводить к усилению облучения звезды, что, в свою очередь, приведет к повышению темпа потери ею массы. В результате возникнет интенсивная вспышка рентгеновского излучения, обусловленная в основном реакцией звезды-донора на усиление облучения. Такая вспышка и соответствующее изменение режима обмена массой между компо-



Рис. 2: То же, что на рис. 1, для звезды с массой 20 M_{\odot} , эволюционирующей в области орбитального периода 1 год. Вертикальная пунктирная линия отмечает значение логарифма этого периода. Цветными линиями показаны треки звезды для значений D, равных 0.3 (черная линия), 0.4 (красная линия), 0.5 (синяя линия). Орбитальный период во всех треках увеличивается.



Рис. 3: Диаграмма «начальная масса звезды — начальное значение степени заполнения звездой полости Роша» со схематическим изображением областей значений этих параметров, в которых система, подобная HLX-1, может быть гипер-ярким рентгеновским источником. Для орбитального периода 10 дней такая область располагается между штриховой красной линией и сплошной красной линией, а для периода 1 год — между штриховой черной линией и сплошной черной линией. Штриховыми линиями показан нижний предел значений *D*, а сплошными линиями — верхний предел.

нентами могут повлиять на орбитальный период системы, в частности, увеличить его после вспышки, однако эта проблема требует дальнейшего исследования на основе наблюдений и численного моделирования.

4. Заключение

HLX-1 — один из наиболее известных гипер-ярких источников рентгеновского излучения, который, вероятнее всего, представляет собой тесную двойную систему, состоящую из сверхмассивной ЧД промежуточной

$P_{\rm orb}$	$M_0,$	D	M,	$M_{\rm he}/M$	$\lg \dot{M},$	$L_x,$
	M_{\odot}		M_{\odot}		$M_{\odot}/{ m yr}$	m erg/s
10 d	10	0.50	6.31	0.08	-4.85	1.0×10^{41}
10 d	10	0.60	5.50	0.07	-4.59	$1.5 imes 10^{41}$
10 d	10	0.70	4.48	0.14	-4.13	$4.2 imes 10^{41}$
10 d	20	0.70	11.45	0.17	-3.99	$5.8 imes 10^{41}$
10 d	20	0.80	10.45	0.16	-3.68	1.2×10^{42}
10 d	20	0.90	8.98	0.30	-3.49	1.8×10^{42}
1 yr	20	0.07	11.18	0.23	-3.39	$2.3 imes 10^{42}$
$1 \mathrm{yr}$	20	0.08	10.47	0.24	-3.19	$3.7 imes 10^{42}$
$1 \mathrm{yr}$	20	0.30	5.41	0.47	-3.29	2.9×10^{42}
$1 \mathrm{yr}$	20	0.40	4.71	0.54	-3.73	1.1×10^{42}
$1 \mathrm{yr}$	50	0.18	23.48	0.45	-2.87	$7.7 imes 10^{42}$
1 yr	50	0.19	20.26	0.52	-3.46	$2.0 imes 10^{42}$
1 yr	50	0.20	19.84	0.53	-3.71	$1.1 imes 10^{42}$

Таблица 1: Параметры донора вблизи рассматриваемых орбитальных периодов.

Примечание. $P_{\rm orb}$ — значение орбитального периода, в окрестности которого рассматривается эволюция донора, M_0 — начальная масса донора, D — начальная степень заполнения донором полости Роша. Следующие параметры относятся к моменту, когда период равен $P_{\rm orb}$: M — масса донора, $M_{\rm he}/M$ — относительная масса его гелиевого ядра, $\lg \dot{M}$ — логарифм темпа потери массы донором, L_x — рентгеновская светимость аккретора.

массы и звезды-донора, вещество которой аккрецируется этой черной дырой. Масса ЧДПМ для HLX-1 близка к $5 \times 10^4 M_{\odot}$. Для орбитального периода этой системы существует две приближенные оценки: 10 дней и 1 год. В данной работе выполнено теоретическое моделирование эволюции двойной системы звезда-ЧДПМ, имитирующей HLX-1, с целью определить, какими могут быть начальные массы донора и начальная степень заполнения донором полости Роша D, чтобы получить гипер-яркий рентгеновский источник с такими периодами, а также какие свойства может иметь донор в момент, когда орбитальный период достигает указанных значений.

Как показывают расчеты, для периода 10 дней наиболее вероятные значения M_0 составляют $10 - 20M_{\odot}$. При этом для $M_0 = 10M_{\odot}$ гипер-яркий источник получается при D от 0.5 до 0.7, а при $M_0 = 20M_{\odot}$ — при D от 0.7 до 0.9. Для периода 1 год наиболее вероятные значения M_0 составляют $20 - 50M_{\odot}$. При этом для $M_0 = 20M_{\odot}$ гипер-яркий источник получается при D от 0.07 до 0.4, а для $M_0 = 50M_{\odot}$ — при D от 0.15 до 0.2. В момент достижения указанных периодов масса звезды находится в интервале $5 - 11M_{\odot}$ (для периода 1 год). Соответствующие относительные массы гелиевых ядер составляют 0.1–0.5.

Уникальность HLX-1 может быть следствием необходимости «тонкой настройки» параметров подобных двойных систем. Кроме того, время, в течение которого возможно их формирование, невелико из-за краткости жизни массивного донора.

Список литературы

- 1. L. H. Chao, W. H. Bian, and K. L. Huang, Advances in Space Research, 42, 544, 2008.
- 2. C. L. Steinhardt and M. Elvis, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 402, 2637, 2010.
- 3. P. Amaro-Seoane and M. Freitag, Astrophys. J. Lett., 653, L53, 2006.
- 4. S. Umbreit, J. M. Fregeau, S. Chatterjee, and F. A. Rasio, Astrophys. J., 750, 31, 2012.
- 5. M. Mapelli, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 376, 1317, 2007.
- 6. I. Zolotukhin, N. A. Webb, O. Godet, M. Bachetti, and D. Barret, Astrophys. J., 817, 88, 2016.
- 7. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, Astronomy Reports, 61, 663, 2017.
- 8. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, Astronomy Reports, 63, 460, 2019.
- 9. N. Madhusudhan, S. Rappaport, P. Podsiadlowski, and L. Nelson, Astrophys. J., 688, 1235, 2008.
- 10. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, Astronomy Reports, 54, 808, 2010.
- 11. A. V. Fedorova and A. V. Tutukov, Astronomy Reports, 65, 95, 2021.
- K. Belczynski, T. Bulik, C. L. Fryer, A. Ruiter, F. Valsecchi, J. S. Vink, and J. R. Hurley, Astrophys. J., 714, 1217, 2010.
- S. W. Davis, R. Narayan, Y. Zhu, D. Barret, S. A. Farrell, O. Godet, M. Servillat, and N. A. Webb, Astrophys. J., 734, 111, 2011.
- 14. S. A. Farrell, M. Servillat, J. Pforr, T. J. Maccarone, et al., Astrophys. J. Lett., 747, L13, 2012.
- 15. E. van der Helm, S. Portegies Zwart, and O. Pols, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 455, 462, 2016.
- 16. A. D. Sutton, T. P. Roberts, J. C. Gladstone, and D. J. Walton, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 450, 787, 2015.

- 207
- 17. R. Soria, L. Zampieri, S. Zane, and K. Wu, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 410, 1886, 2011.
- R. Soria, A. Musaeva, K. Wu, L. Zampieri, S. Federle, R. Urquhart, E. van der Helm, and S. Farrell, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 469, 886, 2017.
- 19. L. Titarchuk and E. Seifina, Astron. and Astrophys., 595, A101, 2016.
- L. C.-C. Lin, C.-P. Hu, K.-L. Li, J. Takata, D. C.-C. Yen, K. Kwak, Y.-M. Kim, and A. K. H. Kong, *Monthly Not. Roy.* Astron. Soc., 491, 5682, 2020.
- J. P. Lasota, T. Alexander, G. Dubus, D. Barret, S. A. Farrell, N. Gehrels, O. Godet, and N. A. Webb, Astrophys. J., 735, 89, 2011.
- 22. M. C. Miller, S. A. Farrell, and T. J. Maccarone, Astrophys. J., 788, 116, 2014.

Современное состояние основных российских спутниковых геодезических сетей и перспективы их развития

Кузин С.П.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Наземные измерительные сети существующих в настоящее время различных технологий космической геодезии являются основой для построения и поддержания действующих российских земных систем координат ГСК-2011, ПЗ-90.11, а также планируемой перспективной российской глобальной системы контроля геодезических параметров Земли (СКГПЗ). Главной задачей действующих геодезических сетей является обеспечение российских пользователей высокоточной координатно-временной информацией. На станциях наблюдений конкретной сети спутниковой технологии установлено уникальное основные оборудование данной технологии совместно с дополнительными вспомогательными приборами. Пункты основных существующих геодезических сетей принадлежат различным ведомствам — Росреестру, РАН, Роскосмосу, Росстандарту и другим организациям, что вызывает определенные трудности для согласованной работы сетей, хранению и обмену полученной измерительной информации. Часть действующих станций каждой определенной сети космической технологии должна входить в международные сети для осуществления научной координии и сотрудничества. В работе выполнен обзор существующих основных российских наземных спутниковых геодезических сетей и обозначены пути их развития.

Поступила в редакцию 25.07.2022 г. Принята в печать 31.10.2022 г.

Ключевые слова: спутниковые геодезические сети, оборудование наземных станций

The current status of the main Russian satellite geodetic networks and prospects of their development

Kuzin S.P.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

The ground-based measuring networks of currently existing various space geodesy technologies are the basis for the construction and maintenance of the existing Russian terrestrial coordinate systems GSK-2011, PZ-90.11, as well as the prospective Russian global system for monitoring geodetic parameters of the Earth (GSMGPE) being created. The main task of the existing geodetic networks is to provide Russian users with high-precision coordinate-time information. At the observation stations of a particular satellite technology network, the unique main equipment of this technology is installed together with additional auxiliary devices. The sites of existing geodetic networks belong to various agencies — Rosreestr, RAS, Roscosmos, Rosstandart and other organizations, which causes certain difficulties for the coordinated operation of networks, storage and exchange of the obtained measurement information. A part of the operating stations of each individual space technology network should be included in the international networks for scientific cooperation. The paper provides an overview of the main existing Russian terrestrial satellite geodetic networks and outlined the ways of their development.

Received 25.07.2022. Accepted 31.10.2022.

Keywords: satellite geodetic networks, ground station equipment

DOI: 10.51194/INASAN.2022.7.3.004

1. Введение

В настоящее время наземная аппаратура спутниковых геодезических российских сетей установлена на пунктах, принадлежащих, в основном, четырем ведомствам: Росреестру, Росстандарту, Роскосмосу и РАН (Минобрнауки). Для построения и поддержания действующих российских земных систем координат ГСК-2011, ПЗ-90.11, а также планируемой перспективной российской СКГПЗ [1] необходимо использовать сети различных ведомств (создание объединенной сети) по следующим причинам:

- Каждая технология космической геодезии имеет свои уникальные характеристики с присущими ей преимуществами и недостатками. Получаемое комбинированное координатно-временное решение объединенной сети позволит сгладить слабости отдельных космических технологий и усилить общее решение;
- 2. Станции различных ведомств неравномерно распределены по территории РФ и мира. Привлечение станций всех сетей позволит сгладить неравномерность распределения станций и сделать объединенную сеть более равномерной, что усилит получаемые координатно-временные решения системы;
- 3. Каждая технология вырабатывает свои измерения с временным разрешением от единиц-десятков секунд для глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) до нескольких суточных-недельных сессий в год для радиоинтерферометров со сверхдлинной базой (РСДБ). В идеале измерения должны быть непрерывными круглогодично для всех измерительных технологий. Но в силу разных причин (неполадки, усовершенствование и замена оборудования, метеоусловия, правовые и административные

аспекты) это не всегда возможно. На период неработоспособности отдельных станций конкретных сетей другие работоспособные станции вполне обеспечат общее «сильное» координатно-временное решение;

- 4. Помимо вышеуказанного следует учитывать экономический аспект и наработанный годами опыт каждой организации при разработке и эксплуатации «своих» измерительных сетей. Отдельно взятое учреждение не в состоянии поддерживать работоспособность наземного оборудования всех спутниковых технологий, хотя имеющаяся тесная кооперация между отдельными ведомствами только способствует прогрессу разработки перспективной СКГПЗ;
- 5. Также нельзя не учитывать опыт международного сотрудничества отдельных организаций в рамках международных служб (IGS, ILRS, IVS, IDS, GGOS).

№ п/п	Идентификатор	Название	Ведомственная
	станции	станции	принадлежность
1	ARTU	Арти	PAH
2	BADG	Бадары	PAH
3	BILB	Билибино	PAH
4	MOBN	Обнинск	PAH
5	NRIL	Норильск	PAH
6	PETS	Петропавловск-	PAH
		Камчатский	
7	TIXI	Тикси	PAH
8	SVTL	Светлое	PAH
9	YAKT	Якутск	PAH
10	YSSK	Южно-Сахалинск	PAH
11	ZECK	Зеленчукская	PAH
12	ZWE2	Звенигород	PAH
13	MDVJ	Менделеево	Росстандарт
14	IRKJ	Иркутск	Росстандарт
15	NOVM	Новосибирск	Росстандарт
16	PETT	Петропавловск-	Росстандарт
		Камчатский	
17	KHAS	Хабаровск	Росстандарт

Таблица 1: Постоянно действующие пункты ФАГС РАН и Росстандарта.

2. Действующие сети космической геодезии

Сеть Росреестра и направления ее развития

Сеть Росреестра на текущий момент состоит из 54 пунктов фундаментальной астрономо-геодезической сети¹ (ФАГС), на которых выполняются периодические наблюдения. В число пунктов ФАГС входят большинство станций глобальных навигационных спутниковых систем РАН и Росстандарта. ФАГС должна обеспечивать реализацию геоцентрической системы координат качественно нового уровня точности и целостность системы отсчета при последующем ее распространении по всей территории Российской Федерации путем построения заполняющих спутниковых сетей: высокоточной геодезической сети (ВГС) и спутниковой геодезической сети 1 класса (СГС-1). ФАГС, ВГС и СГС-1 создаются методами спутниковых измерений как сплошные геодезические построения. Каждая из сетей более низкого уровня структурно является результатом сгущения сети предыдущего уровня. Сети ФАГС, ВГС и СГС-1 оборудованы различными типами ГНСС-приемников. На пунктах ФАГС также выполняются высокоточные определения ускорения силы тяжести. Высокоточная геодезическая сеть на текущий момент состоит из 308 пунктов, сеть СГС-1 из 5860 пунктов. Дальнейшее развитие сети Росреестра видится в постепенном расширении сетей ФАГС, ВГС и СГС-1 для более полного охвата территории РФ и оснащения станций сети современным высокоточным оборудованием.

 $^{^{1}} https://rgs-centre.ru/fags-map$



Рис. 1: Сеть станций «Квазар-КВО» (https://iaaras.ru/quasar/).

Сеть Росстандарта и направления ее развития

Сеть Росстандарта состоит из 5 постоянно действующих пунктов, оборудованных ГНСС-оборудованием, причем на 2 пунктах (IRKJ и MDVJ) также установлены станции квантово-оптических систем (KOC) [2] (см. табл. 1). Пути развития сети Росстандарта состоят в оснащении всех станций сети оборудованием КОС.

Сеть РАН и направления ее развития

Сеть станций РАН состоит из трех подсетей, связанных с космической геодезией:

- 1. сети «Квазар-КВО», состоящей из трех постоянно действующих РСДБ-станций [2], обслуживаемых ИПА РАН (Институт прикладной астрономии Российской академии наук) (см. рис. 1);
- 2. сети из 12 постоянно действующих ГНСС-станций, входящих в международную ГНСС-службу (IGS) (см. табл. 1);
- 3. двух КОС, расположенных в Крыму (Симеиз и Кацивели).

Большинство ГНСС-станций управляются Геофизической службой РАН. ГНСС-станции РАН (включая станции, совмещенные с РСДБ-станциями сети «Квазар-КВО») на постоянной основе выполняют и передают часовые и суточные измерения в глобальный центр геодезических данных CDDIS (Crustal Dynamics Data Information System, США). Развитие сети ГНСС-станций РАН предполагает размещение на станциях современного многосистемного оборудования глобальных навигационных спутниковых систем. В целях развития сети «Квазар-КВО» ИПА РАН планирует оснастить геодезическим оборудованием астрофизическую обсерваторию в районе пункта Уссурийск, которая станет четвертой колокационной станцией на территории России с тремя космическими технологиями [3, 4]. Также ИПА РАН планируется оснастить все три станции сети «Квазар-КВО» КОС нового поколения «Точка» [5] и абсолютным гравиметром обсерваторию Бадары [2]. В 2016 г. ИПА РАН ввел в опытную эксплуатацию два новых радиотелескопа типа RT-13 на обсерваториях Бадары и Зеленчукская. КОС РАН нуждаются в значительной модернизации установленного на них оборудования.

Сеть Роскосмоса и направления ее развития

Сеть Роскосмоса состоит из 11 КОС-станций (см. рис. 2), которые одновременно являются станциями международной лазерной службы (ILRS). Восемь станций находятся на территории России, три станции расположены за рубежом (ЮАР, Казахстан, Бразилия). Все КОС-станции разработаны и собраны акционерным обществом «Научно-производственная корпорация «Системы прецизионного приборостроения» (НПК СПП)». Две станции, установленные на пунктах Иркутск и Менделеево, оборудованы КОС нового поколения «Точка», имеющими улучшенные тактико-технические характеристики по сравнению с остальными действующими КОС-станциями. Научно-производственная корпорация «Системы прецизионного приборостроения» планирует оснастить все три станции сети «Квазар-КВО» КОС «Точка». Также НПК СПП предполагает



Рис. 2: Сеть лазерных станций Роскосмоса, расположенных на территории Р Φ (зеленым цветом обозначены станции старого поколения типа «Сажень-TM»; красным цветом обозначены станции нового поколения типа «Toчкa»), (https://ggos.org/event/uaw-unified-analysis-workshop-2019/).

расширить сеть зарубежных станций установкой КОС «Точка» в Таити (Французская Полинезия), Гран-Канария (Испания), Сан-Хуан (Аргентина), острове Ява (Индонезия) и Энсенаде (Мексика). Критерием выбора данных станций являются хорошие метеоусловия для проведения наблюдений, наличие местного квалифицированного персонала для эксплуатации станций и возможность последующего колоцирования лазерных систем с РСДБ и ГНСС-оборудованием.

Сети других организаций

Помимо вышеперечисленных основных геодезических сетей на территории РФ имеются наземные сети других ведомств и организаций (сети дифференциальных геодезических станций, ведомственные сети специального назначения), измерительная информация которых не является общедоступной и которые, в принципе, могут быть интегрированы в объединенную сеть при согласии владельцев сетей и соблюдении определенных условий.

3. Заключение

В статье проведен краткий обзор основных существующих российских наземных сетей различных технологий космической геодезии и рассмотрены пути их развития. Описанные сети являются основой для построения и поддержания действующих российских земных систем координат ГСК-2011, ПЗ-90.11, а также планируемой перспективной российской СКГПЗ. Так как действующие сети принадлежат, в основном, четырем различным ведомствам: Росреестру, Росстандарту, Роскосмосу и РАН, то необходимо налаживать тесную кооперацию между отдельными ведомствами, что способствует решению главной задачи действующих геодезических сетей — обеспечению российских пользователей сетей высокоточной координатно-временной информацией. Для интегрирования индивидуальных сети различных технологий в уникально земную систему отсчета (ITRF) необходимо развитие международного сотрудничества.

Список литературы

- 1. Federaljnaya tselevaya programma "Podderzhanie, razviyie i ispolzovanie sistemy GLONASS na 2012–2020 gody", utverzdennaya postanovleniem Pravitelstva Rossiyskoi Federatsii ot 3 marta 2012 g. nomer 189.
- 2. A. Ipatov, I. Gayazov, S. Donchenko, S. Karutin, and V. Shargorodsky, Geodesy and Geodynamics, 8, 90, 2017.
- D. Pavlov, I. Gayazov, A. Ipatov, D. Ivanov, S. Kurdubov, S. Mironova, and V. Suvorkin, IAG/IERS unified analysis workshop, 2019.
- 4. A. Finkelstein, A. Ipatov, S. Smolentsev, V. Mardyshkin, L. Fedotov, I. Surkis, D. Ivanov, and I. Gayazov, in R. Navarro, S. Rogstad, C. E. Goodhart, E. Sigman, M. Soriano, D. Wang, L. A. White, and C. S. Jacobs, eds., Sixth International VLBI Service for Geodesy and Astronomy. Proceedings from the 2010 General Meeting, 106–110 (2010).
- 5. S. Martynov, N. Parkhomenko, V. Pasynkov, M. Sadovnikov, and V. Shargorodskiy, *IAG/IERS unified analysis workshop*, 2019.

Проект бесщелевого спектрофотометра БТА

Панчук В.Е., Клочкова В.Г., Юшкин М.В.

Специальная Астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

Рассматривается возможность спектрофотометрии звезд, выполняемой одновременно с наблюдениями на спектрографах высокого разрешения БТА. В разработке использован многолетний опыт спектроскопических наблюдений на БТА, а также опыт работ по спектрографам проекта Спектр-УФ.

Поступила в редакцию 14.10.2022 г. Принята в печать 31.10.2022 г.

Ключевые слова: наблюдения звезд, спектрофотометрия

The project of the BTA slitless spectrophotometer

Panchuk V.E., Klochkova V.G., Yushkin M.V

Special Astrophysical Observatory RAS, Nizhnij Arkhyz, Russia

The possibility of spectrophotometry of stars performed simultaneously with observations on high-resolution BTA spectrographs is considered. The development used our experience obtained during many years of spectral observations at the BTA, as well as experience in the spectrographs of the Spektr-UV project.

Received 14.10.2022. Accepted 31.10.2022.

Keywords: stellar observations, spectrophotometry

DOI: 10.51194/INASAN.2022.7.3.005

1. Введение

Задача спектрофотометрии звезд усложняется при увеличении диаметра телескопа. При одноканальной спектрофотометрии на телескопах малых диаметров (см., например, [1]), было достаточно иметь значение широкощельности (т. е. отношения фокусных расстояний коллиматора и камеры) $F_{coll}/F_{cam}=1$. При увеличении масштаба изображения в фокусе телескопа условие согласования ширины щели с элементом линейного разрешения приемника приводит к нереализуемым требованиям по широкощельности. Поэтому задача спектрофотометрии на больших телескопах решалась применением набора одноканальных приемников [2], где применялись входные деккеры значительной ширины. С развитием многоканальных приемников задача спектрофотометрической поддержки программ больших телескопов была перенесена на телескопы меньшего диаметра, см. обзор [3]. На БТА задачи спектрофотометрической калибровки успешно решаются только в первичном фокусе (ПФ), на универсальном редукторе светосилы [4]. Попытки заниматься спектрофотометрией в фокусах Нэсмита оказались менее успешными из-за принципиального недостатка трехзеркальной схемы.

Дело в том, что в конструкции трубы БТА, построенной по схеме Серрьюрьера (Serrurier — фр.), «провисания» главного зеркала (ГЗ) с оправой и верхнего кольца с кабиной первичного фокуса, развиваются поперек оптической оси ГЗ приблизительно на одну и ту же величину, что при изменении зенитного расстояния Z практически сохраняет положение объекта на оси ГЗ. А в схемах Нэсмита, при жестком положении третьего (плоского) зеркала, такие «провисания» при изменении Z приводят к переменному заполнению апертуры любого из спектрографов. Эффект проявляется на характере распределения энергии вдоль спектрального порядка (если ось Z лежит в плоскости дисперсии, как в ОЗСП [5]), или на характере распределения энергии поперек порядков, в схемах скрещенной дисперсии). Этот эффект, впервые экспериментально обнаруженный нами на ОЗСП, был, по-видимому, неизвестен как разработчикам оптических схем спектральных приборов первого поколения [6, 7, 8], так и при реконструкции оптической схемы планетного спектрографа СП-124 [9] в схему телевизионного сканера БТА [10]. На эшельные спектрографы высокого разрешения, к примеру на спектрографе НЭС [11] задачу спектрофотометрии мы и не ставили, как из-за сложностей «сшивания» большого числа коротких спектральных порядков, так и из-за отсутствия на БТА компенсаторов атмосферной дисперсии.

Итак, если говорить о спектрофотометрии звезд на БТА, то эта задача должна решаться или в первичном фокусе, или на телескопе, установленном параллельно трубе БТА. Второй случай предпочтительней, т. к. позволит проводить спектрофотометрию одновременно с другими наблюдениями этого же объекта, выполняемыми на главной оптике БТА. Ниже мы рассмотрим техническое решение, позволяющее использовать оптику общего гида (далее — ОГ) БТА — первого отечественного рефлектора с зеркалами из ситалла.



Рис. 1: Оптическая схема телескопа ОГ БТА. Обозначения: М1 и М2 — зеркала системы Ричи-Кретьена, L1 — линзовый корректор, F — плоское поле диаметром 130 мм.

2. Конструкция и особенности использования общего гида БТА

Вначале остановимся на истории использования ОГ БТА. 6-метровый телескоп БТА является первой альтазимутальной системой, управляемой при помощи ЭВМ. Выбор конструкции и параметров телескопа проходил в эпоху, когда полное математическое моделирование основных свойств механической конструкции и системы управления не представлялось возможным. Экспериментальная проверка автоматизированной системы управления (АСУ) БТА была проведена на макете. Было показано, что без коррекции программного ведения, БТА может работать около 1 минуты (за это время положение объекта смещается на 1 угл. сек., что и ограничивает проницающую способность телескопа). Поэтому основные надежды возлагались на фотоэлектрическую и телевизионную системы коррекции положения телескопа, с добротностью по скорости порядка 1-3 сек⁻¹. Кроме того, для автоматической и ручной коррекции положения объекта, в фокусах телескопа использовались местные гиды (МГ). Технические средства, включенные в состав поисковогидирующей системы БТА, отрабатывались заранее на телескопах меньшего диаметра с экваториальной монтировкой. В схеме ОГ БТА с ломаной оптической осью удалось совместить функции поиска объекта и сопровождения (автоматического гидирования) объекта во вращающемся поле. Эта задача была решена путем создания двух переключаемых оптических каналов (большого и малого поля), работающих с одной и той же питающей оптикой. Чтобы масштаб изображения в малом поле гида оказался всего вдвое меньше масштаба изображения в ПФ БТА, и при этом обеспечивалось хорошее качество изображений на большом поле, был разработан рефлектор (системы RC, D1 = 70 см), дополненный линзовым корректором отрицательной оптической силы, установленным в сходящемся пучке (рис. 1). Эквивалентное фокусное расстояние телескопа ОГ БТА составило F1 = 12 м. Диаметр поля зрения (37) был определен из требования нахождения не менее одной звезды 12-й величины в поле зрения гида при наведении телескопа в любую точку неба. Телескоп оснащен системой термокомпенсации расстояния между зеркалами.

Уже при первых наблюдениях в фокусах Нэсмита БТА были обнаружены квазипериодические колебания изображения звезды на щели. Электро-механическая схема приводов пластины местного гида обладала значительной инерционностью, что не позволяло компенсировать весь спектр колебаний телескопа (как в автоматическом, так и в ручном режимах). Эмпирически было установлено, что чрезмерно частая коррекция положения звезды через систему приводов телескопа может возбуждать медленно затухающие колебания или даже «раскачивает» телескоп. Выявилась также связь характера колебаний с продолжительностью единичного акта коррекции и выбранной скоростью коррекции. Эффект медленно затухающих колебаний положения звезды был обнаружен и как следствие кратковременных порывов ветра (до скорости в несколько м/сек). Из-за различий механических характеристик макета (исполненного, относительно оригинала, в десятикратно уменьшенных размерах), и механических характеристик собственно БТА, — указанные колебания не могли проявиться при макетных испытаниях и отработке ACУ. Позже, при разработке методов наблюдений с высоким угловым разрешением [12], были выявлены квазипериодические смещения центров изображений звезд с амплитудой 0.3 - 0.4'' в диапазоне частот 0.7-0.9 Гц (движение телескопа при этом не корректировалось). В дальнейшем выполнялся анализ динамики телескопа, включающий цифровое и полуфизическое моделирование ACУ.

В частности, было установлено, что «внеконтурная подвижная часть телескопа» вносит дополнительные ошибки и обеспечивает колебания звезды относительно расчетного значения, формируемого ЭВМ АСУ. Доминирующие гармоники колебаний находятся на частотах 0.8–1 Гц и 0.4 Гц для осей азимута («А»)



Рис. 2: Изменение положения фокуса в диапазоне длин волн 0.36–1.00 мкм, рассчитанное для положения на оси ОГ БТА.

и зенитного расстояния («Z») соответственно. Наши наблюдения в фокусе Нэсмит-2 (H2) показали, что при минимальной скорости коррекции движения телескопа возникают колебания с амплитудой до 1", время затухания которых составляет около 25 сек. При увеличении скорости коррекции эффект последующих колебаний усиливается. Сотрудниками участка АСУ БТА был сделан вывод о необходимости разработки новых принципов управления внеконтурной подвижной частью телескопа с использованием дополнительных контуров демпфирования, но соответствующие исследования не завершены. Альтернативным решением является разработка малоинерционных оптических корректоров положения изображения звезды. Результаты работы корректора показали, что у БТА, оснащенного новой системой АСУ, сохраняется спектр собственных частот, переменный с изменением Z и с уровнем встровой нагрузки на трубу. Итак, ручная коррекция БТА возбуждает колебания, а конструктивно предусмотренное характерное время между соседними коррекциями оказалось близким ко времени затухания колебаний. Это обстоятельство оказалось одной из причин, по которым ОГ БТА (т. н. «сборка-22») практически не использовался, и телескоп надолго оказался без режимов телевизионного и фотоэлектрического сопровождения. Следовательно, в процессе наблюдений телескоп большую часть времени находился не в запроектированном состоянии АСУ, а в переходных режимах (наведение — сопровождение — ручная коррекция). Подробнее этот вопрос рассмотрен в [13], здесь общий гид БТА упоминаем только, чтобы обосновать наше предложение об использовании зеркальной оптики ОГ (D1 = 70 см) не по назначению.

В дальнейшем оптика ОГ БТА была дополнена упрощенным редуктором светосилы, где для согласования масштаба поля ОГ и элемента разрешения матрицы ПЗС использован объектив (F = 75 мм, 1:1.4), что позволяло наблюдать окрестности объекта, исследуемого на БТА спектроскопически. В таких наблюдениях нами обнаружено изменение качества изображений, как по полю, так и в зависимости от спектрального класса. Расчеты схемы ОГ с линзовым корректором выявили, в частности, значительный продольный хроматизм (более 3 мм на главной оси, см. рис. 2) оптической схемы ОГ БТА. Дело в том, что из-за высоких требований к геометрии поля изображений, условие ахроматичности не могло быть выполнено, а оптическая схема ОГ была спроектирована под использование телевизионного приемника в комбинации с цветным фильтром. Приходим к выводу, что оснащение ОГ БТА редуктором светосилы и охлаждаемой матрицей ПЗС не решает вопроса о проведении фотометрических наблюдений, параллельно с использованием основной оптики БТА.

3. Схема спектрофотометра БТА

Итак, использовать оптику ОГ БТА в задачах фотометрии невозможно. Обратимся к возможности использования в спектроскопическом режиме. Расчет показывает, что удаление из схемы ОГ линзового корректора снижает фокусное расстояние до F = 7773 мм, обеспечивает масштаб изображения 24.7"/мм. Положение фокуса в двухзеркальной схеме находится внутри трубы телескопа (D1 = 70 см), рис. 3, что усложнило конструкцию телевизионного подсмотра входа в спектрофотометр. С другой стороны, использование зеркальной оптики ОГ облегчает конструирование спектрофотометра.

При разработке схемы и компоновки элементов спектрального прибора, установленного на оси двухзеркальной схемы ОГ БТА, учтены следующие условия:

1. Спектрофотометр используется для получения распределения энергии в спектре объекта, наблюдаемого в это же время на спектрографе высокого разрешения БТА. Результаты этих наблюдений не должны



Рис. 3: Двухзеркальная схема телескопа спектрофотометра. Относительное отверстие D/F = 1: 11.1, фо-кальная поверхность F находится внутри телескопа.



Рис. 4: Расположение основных элементов спектрофотометра. Обозначения: 1 — линзовый объектив коллиматора, 2 — призма Аббе, 3 — эшелле, 4 — линзовый объектив камеры, 5 — площадка матрицы ПЗС.

искажаться из-за ограничений на входной щели (деккере), при вращении поля в альт-азимутальной монтировке.

- 2. Работа прибора не должна создавать помехи выполнению основной задачи наблюдениям на БТА с высоким спектральным разрешением.
- 3. Наблюдения на спектрофотометре выполняются для объекта, доступного для режима выполнения нескольких экспозиций в течение времени, используемом для одной экспозиции при наблюдениях этого же объекта с высоким спектральным разрешением. Наблюдения на спектрофотометре имеют второй приоритет, т. е. экспозиции начинаются и прекращаются по условиям выполнения программы наблюдений на спектрографе высокого разрешения.
- 4. Конструкция спектрофотометра не предусматривает инженерное обслуживание прибора в течение наблюдательного сета.

Схема расположения основных элементов спектрофотометра приведена на рис. 4.

4. Макет спектрофотометра

Разработаны два варианта использования оптики ОГ БТА (щелевая и бесщелевая спектроскопия). Предложенная схема эшелле-спектрографа (см. рис. 2 в статье [14]), является общей для обоих вариантов. В щелевом (спектроскопическом) варианте предусмотрены подсмотр входа в щель и корректор, где рассогласования положения объекта, формируемого основной оптикой БТА на входе спектрографа высокого разрешения, и положения объекта, формируемого оптикой ОГ, компенсируются работой плоско-параллельной



Рис. 5: Основные элементы конструкции спектрофотометра на стенде юстировки. Обозначения: 1 — объектив коллиматора, 2 — призма Аббе, 3 — эшелле, 4 — объектив камеры, 5 — приемник.

пластины корректора, установленной в сходящемся пучке оптики ОГ. Опыт использования такой пластины в локальном корректоре фокуса Нэсмит-2 имеется [11]. Оценки и измерения рассогласований каналов БТА и ОГ показали, что и бесщелевой (спектрофотометрический) вариант (когда все изображение звезды, вытянутое эффектом атмосферной дисперсии, «проваливается» в деккер), также возможен.

Рассмотрим схему и параметры основных элементов бесщелевого спектрофотометра. Новым конструктивным решением является использование призмы Аббе в качестве элемента скрещенной дисперсии, установленного до элемента основной дисперсии (решетки эшелле). Основной недостаток такой схемы — переменный наклон изображения щели к оси спектральных порядков, что для бесщелевого спектрофотометра не принципиально. Использование призмы Аббе несколько увеличивает потери в наземном ультрафиолете, но обеспечивает жесткость конструкции за счет размещения основных элементов спектрофотометра в плоскости, перпендикулярной оси гида. Элементы спектрофотометра и оптика подсмотра объекта изнутри спектрофотометра (см. ниже) находятся в небольшом объеме под тыльной поверхностью оправы главного зеркала ОГ.

В качестве коллиматора используем объектив РФ-4, 1:10, $f_{coll} = 360$ мм, d = 36 мм. При относительном отверстии двухзеркальной схемы ОГ 1:11.1, это обеспечит $d_{\rm coll} = 32.4$ мм, т. е., запас на «блуждание» пучка поперек оси коллиматора имеется. В качестве объектива камеры спектрофотометра используем КО-120М, $d_{\rm cam} = 67$ мм, $f_{\rm cam} = 120$ мм, 1:1.8. Широкощельность спектрографа (без увеличения на эшелле) составит 360/120 = 3. Масштаб на спектре составляет $24.7 \times 3 = 74.1''$ /мм. Используется эшелле-решетка: tg $\theta_{\rm b} = 2$, плотность 75 штр/мм, размер заштрихованной области 60×30 мм². Обратную линейную дисперсию можно оценить по рис. 3 в работе [15], Р \approx 12.5Å/мм на длине волны λ =5000 Å. Таким образом, при колебаниях изображения звезды около $\pm 3^{\prime\prime}$ (наблюдаемое при скорости ветра 4–7 м/сек и компенсируемое работой локального корректора в фокусе Н2, высота спектрального порядка увеличится от 0.022 до 0.081 мм (использована статистика по качеству изображений из [16]). При колебаниях изображения звезды поперек основной дисперсии, функция рассеяния точки также «расширится» от 0.022 до 0.081 мм, (на λ =5000 Å - от 0.275 Å до 1.01 Å) т. е., в 3.7 раза. Вектор скрещенной дисперсии спектрофотометра может быть постоянно ориентирован вдоль вектора атмосферной дисперсии, что при $Z = 60^{\circ}$ обеспечит дополнительное уширение высоты эшельного порядка всего на 0.03 мм (здесь использованы таблицы дифференциальной рефракции из [17], опубликованные для высоты над уровнем моря h = 2 км). Эти оценки показывают, что для бесщелевой спектрофотометрии, при сопровождении объекта без коррекции на приводы осей азимута «А» и зенитного расстояния «Z», параметры двухзеркальной оптики и выбранных оптических узлов спектрофотометра вполне приемлемы.

Макет спектрофотометра изготовлен и испытан в лаборатории астроспектроскопии САО (рис. 5 и 6). Деккер (или щель) устанавливаются в фокальной поверхности двухзеркального телескопа ОГ только при фокусировке коллиматора.



Рис. 6: Оптико-механические узлы спектрофотометра. Обозначения: 1 — верхняя часть трубы коллиматора, 2 — объектив коллиматора, 3 — входная грань призмы Аббе, 4 — выходная грань призмы Аббе, 5 — эшелле, 6 — объектив камеры, объектив (8), призмы (7, 9) и приемник (10) канала подсмотра звезды изнутри спектрофотометра, 11 — фланец крепления основного ПЗС-приемника спектрофотометра.

Рассмотрим возможность контроля положения изображения звезды, полностью попадающего в бесщелевой спектрофотометр. Здесь используем идею «монитора щели» [18], предложенную ранее для спектрографов проекта Спектр-УФ [19], с целью повышения спектрального разрешения. В случае спектрофотометрии на ОГ БТА, для подсмотра и определения координат положения звезды предлагается использовать свет, отраженный от первой поверхности призмы Аббе. Узлы канала подсмотра звезды изнутри спектрофотометра указаны на рис. 6 (позиции 7–10).

5. Перспективы

Использование результатов спектрофотометрии, выполняемой одновременно с наблюдениями этого же объекта на спектрографе высокого спектрального разрешения, позволит использовать данные о распределении энергии в широком спектральном диапазоне, при анализе спектров высокого разрешения методом моделей атмосфер и моделей планетарных туманностей. Абсолютная спектрофотометрия эмиссионных линий в спектрах мирид может оказаться полезной при выборе модели формирования спектра водорода и металлов [20]. Использование результатов спектрофотометрии эмиссионных линий, выполняемой одновременно с наблюдениями протопланетарных и планетарных туманностей [21] на спектрографе высокого разрешения, позволит применять методы моделирования, в совокупности с результатами доплеровских измерений линий ионов различных элементов. Использование метода подсмотра входа в бесщелевой спектрофотометр может оказаться необходимым в других разработках наземной и орбитальной спектроскопии.

6. Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

7. Благодарности

Работа выполнена по плану НИР САО РАН.

Список литературы

- 1. A. M. Kharitonov and V. G. Klochkova, Astrofizicheskie Issledovaniia, 4, 91, 1972.
- 2. J. B. Oke, Publ. Astron. Soc. Pacif., 81, 11, 1969.
- 3. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, and E. V. Emelyanov, Astrophysical Bulletin, 76, 196, 2021.
- 4. V. L. Afanasiev and A. V. Moiseev, Astron. Lett., 31, 194, 2005.
- 5. V. E. Panchuk, G. A. Chuntonov, and I. D. Naidenov, Astrophysical Bulletin, 69, 339, 2014.
- 6. O. N. Gusev, N. G. Zandin, and M. V. Lobachev, Opt.-mekh. prom-st', 12, 63, 1976.

- 7. A. S. Vasilev, A. M. Evzerov, M. V. Lobachev, and I. V. Peisakhson, Opt.-mekh. prom-st', 44, 31, 1977.
- 8. N. G. Zandin, O. N. Gusev, and I. V. Peisakhson, Opt.-mekh. prom-st', 6, 20, 1977.
- 9. M. V. Lobachev, Astrofizicheskie Issledovaniia, 10, 61, 1978.
- 10. S. V. Drabek, I. M. Kopylov, N. N. Somov, and T. A. Somova, Astrofizicheskie Issledovaniia, 22, 64, 1986.
- 11. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, and M. V. Yushkin, Astronomy Reports, 61, 820, 2017.
- 12. I. I. Balega, Y. Y. Balega, V. A. Vasyuk, and V. G. Orlov, Astrofizicheskie Issledovaniia, 29, 65, 1990.
- 13. V. G. Klochkova, Y. V. Sheldakova, V. V. Vlasyuk, and A. V. Kudryashov, Astrophysical Bulletin, 75, 468, 2020.
- 14. V. Panchuk, Y. Verich, V. Klochkova, M. Yushkin, G. Yakopov, and D. Sergeev, ASP Conf. ser., 494, 337, 2015.
- 15. D. J. Schroeder, Publ. Astron. Soc. Pacif., 82, 1253, 1970.
- 16. V. E. Panchuk and V. L. Afanas'ev, Astrophysical Bulletin, 66, 233, 2011.
- 17. A. V. Filippenko, Publ. Astron. Soc. Pacif., 94, 715, 1982.
- 18. V. E. Panchuk and M. V. Yushkin, Journal of Optical Technology, 73, 265, 2006.
- 19. N. Kappelmann, J. Barnstedt, W. Gringel, K. Werner, et al., SPIE, 6266, 6266OX, 2006.
- 20. V. E. Panchuk and V. G. Klochkova, Astrophysical Bulletin, 77, 347, 2022.
- 21. V. G. Klochkova, V. E. Panchuk, and M. V. Yushkin, Astrophysical Bulletin, 77, 84, 2022.

Метод определения наиболее вероятных средних лучевых скоростей рассеянных звездных скоплений

Калинкин А.Д.^{1,2}, Кондратьев Н.Е.^{1,2}, Лызенко К.А.^{1,2}, Ковалева Д.А.¹

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

² Московский государственный университет им. Ломоносова, Москва, Россия

В работе предложен метод самосогласованной оценки средней лучевой скорости звездных скоплений по их кинематическим параметрам, использующий метод точки схождения определения вероятных членов скопления. Путем моделирования проведена валидация метода и исследованы свойства полученной оценки в зависимости от ряда параметров скопления. Показано, что основное ограничение на применимость метода накладывает угловой размер скопления, который должен превышать 20 угловых минут. Ожидаемое количество известных скоплений, к которым метод может быть успешно применен, превышает 200. Метод применен для оценки лучевых скоростей ряда близких рассеянных скоплений с числом вероятных членов больше 100. В целях сравнения для этих скоплений получена независимая оценка средних и медианных лучевых скоростей вероятных членов по данным Gaia DR3. Проведено так же сравнение с результатами других авторов. Показано, что проведенные разными методами оценки средних лучевых скоростей звездных скоплений близки, а при недостаточном количестве определений лучевых скоростей для членов скопления предлагаемый метод дает устойчивую оценку.

Поступила в редакцию 13.07.2022 г. Принята в печать 31.10.2022 г.

Ключевые слова: рассеянные звездные скопления, лучевые скорости, Gaia

Method of evaluation of the most probable mean radial velocities of open star clusters

Kalinkin A.D.^{1,2}, Kondratev N.E.^{1,2}, Lysenko K.A.^{1,2}, Kovaleva D.A.¹

¹Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

²Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

In this article the method of self-consistent estimate of star clusters' average radial velocity by kinematic parameters was proposed. The method is based on convergent point method of probable cluster members determination. By modelling the method validation was held and properties of received estimate depending on a number of cluster parameters were explored. It was shown that the main limitation on the method applicability was imposed by cluster angular radius, which must be greater than 20 arcmin. The expected number of known clusters to which the method can be applied exceed 200. The method was applied to estimate radial velocities of several nearby open clusters with number of probable members greater than 100. For comparison purposes for these clusters the independent estimate of average and median radial velocities of probable members according to Gaia DR3 was obtained. Also the comparison with other authors' results was held. It was shown that star clusters' radial velocity estimates made by different methods are close and with insufficient number of radial velocities determinations for cluster members the proposed method gives stable estimate.

Received 13.07.2022. Accepted 31.10.2022.

Keywords: open star clusters, radial velocities, Gaia

DOI: 10.51194/INASAN.2022.7.3.006

1. Введение

Рассеянные звездные скопления — важный компонент населения Галактики. Благодаря свойствам скоплений, представляющих собой относительно компактные (обычно имеющие характерный размер до нескольких парсек) группы звезд, имеющих одинаковый возраст и химический состав, их широко используют в качестве пробных элементов при исследованиях звездообразования, звездной эволюции, кинематических и динамических свойств Галактики. Однородное массовое определение характеристик скоплений представляет собой, таким образом, важную задачу. Ее решению был посвящен обзор скоплений Milky Way Star Clusters [1], в котором для более чем 3000 объектов были определены характеристики, включая пространственные скорости.

Результаты космической миссии Gaia [2] позволили существенно увеличить объем информации о рассеянных звездных скоплениях нашей Галактики и уточнить их характеристики [3, 4, 5]. Однако, в отличие от тангенциальных составляющих скорости, которые надежно определяются для всех потенциальных членов скоплений, лучевые скорости доступны для относительно небольшого количества звезд. В рамках третьего выпуска данных Gaia, DR3 [6], опубликованы лучевые скорости для 33 млн. звезд. Это самый большой когдалибо публиковавшийся массив данных о лучевых скоростях звезд, однако информация о тангенциальных скоростях доступна в рамках того же выпуска для 1.8 млрд. звезд.

Недостаточное количество измерений лучевых скоростей вероятных членов скопления может приводить, в особенности для относительно слабых или бедных скоплений, к высокой неопределенности при определении лучевой скорости скопления. Такие оценки могли в прошлом основываться на измерении лучевой скорости для одной-двух звезд скопления. Однако и публикация данных Gaia не решила все вопросы [7]. Сравнение лучевых скоростей для звезд — вероятных членов одного и того же скопления часто показывает разброс, существенно превышающий номинальные ошибки определения скорости. Причиной этому могут быть недооценка величины номинальных ошибок, присутствие систематических ошибок, особенности отдельных звезд (например, орбитальное движение в двойной системе, или пульсации). Проблемы определения лучевых скоростей звезд, согласования их оценок, получаемых спектроскопическими и астрометрическими методами, подробно обсуждались, например, в работе [8]. Распределение лучевых скоростей вероятных членов скопления даже при наличии нескольких десятков измерений может оказываться далеким от гауссова и не иметь выраженного максимума. Определение наиболее вероятного значения в таких случаях затруднительно.

В настоящей работе предложен метод оценки наиболее вероятного значения лучевой скорости для рассеянных звездных скоплений, основанный на поиске максимума плотности в пространстве скоростей. Метод описан в разделе 2. Раздел 3 посвящен его валидации на модели и выяснению ограничений, связанных с характеристиками скоплений. В разделе 4 мы сообщаем о применении метода к данным Gaia DR3 для выборки из 14 рассеянных звездных скоплений, для которых определены вероятные значения лучевой скорости и приведено сопоставление с результатами других авторов. Раздел 5 суммирует результаты проведенной работы.

2. Метод

Одна из основных задач, возникающих при изучении звездного скопления — определение его вероятных членов. Применяются различные методы ее решения, как правило, но не исключительно, связанные с исследованием распределений звезд в многомерном пространстве координат и скоростей (см., напр., [1, 3, 9]). В основе работы — один из методов, связанных только с кинематическими параметрами звезд.

Кинематические характеристики членов скопления позволяют определить координаты его апекса и, при необходимости, оценить расстояние до него методом группового параллакса. Хорошо известен метод точки схождения, применимый для определения членов скопления или движущейся группы в случае, когда для выборки звезд известны собственные движения, и для представительной доли ее — еще и лучевые скорости (см., напр., [10, 11]). Оценке лучевой скорости скопления по астрометрическим данным в случае недостатка информации о лучевых скоростях звезд посвящена работа [12], в которой предложен метод оценки лучевой скорости звездного скопления, полностью независимый от спектроскопических измерений. Авторы вычисляют максимум вероятности для параметрической модели скопления. Предлагаемый метод самосогласованной оценки лучевой скорости скопления и выбора его вероятных членов основан на сходных принципах, но свободен от априорных предположений о пространственных характеристиках скопления.

За вероятность членства *i*-й звезды в скоплении принимается

$$P^{i} = \min(P_{\rm kin}^{i}, P_{\rm plx}^{i}), \tag{1}$$

если угловое расстояние от центра скопления до звезды меньше расстояния до наиболее далекой от центра звезды по [3] и 0 в противном случае. Здесь величины $P_{\rm kin}^i$ и $P_{\rm plx}^i$ рассчитываются следующим образом. Вероятность членства звезды по параллаксу рассчитывается следующим образом:

$$P_{\rm plx}^{i} = \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\overline{\omega}_{i} - \overline{\omega}}{\epsilon_{\overline{\omega}}}\right)^{2}\right\},\tag{2}$$

где $\overline{\omega}_i$ — параллакс *i*-й звезды, $\overline{\omega}$ — средний параллакс скопления, ϵ_{ω} — характерный размер скопления, равный величине $\epsilon_{\omega} = 0.76/r_{50}$. Здесь r_{50} — радиус круга, содержащего 50% звезд скопления, коэффициент 0.76 служит для преобразования к угловому радиусу, соответствующему 1 σ . Мы использовали значения $\overline{\omega}$ и r_{50} из работы [3]. Одновременно для каждой звезды в указанной области рассчитывается кинематическая вероятность членства, значение которой вычисляется модифицированным методом точки схождения [11, 13]:

$$P_{\rm kin}^{i} = \exp\left\{-\frac{1}{4}\left[\left(\frac{\mu_{\alpha}^{i} - \mu_{\alpha}^{i,\rm exp}}{\epsilon_{\alpha}}\right)^{2} + \left(\frac{\mu_{\delta}^{i} - \mu_{\delta}^{i,\rm exp}}{\epsilon_{\delta}}\right)^{2}\right]\right\},\tag{3}$$

$$\begin{cases} \mu_{\alpha}^{\exp,i} = (-\sin\alpha_i \cdot V_x + \cos\alpha_i \cdot V_y)/(\kappa/\varpi_i), \\ \mu_{\delta}^{\exp,i} = (-\cos\alpha_i \cdot \sin\delta_i \cdot V_x - \sin\alpha_i \cdot \sin\delta_i \cdot V_y + \cos\delta_i \cdot V_z)/(\kappa/\varpi_i), \end{cases}$$
(4)

где $\alpha_i, \, \delta_i$ — экваториальные координаты *i*-й звезды, $\kappa = 4.74047$ — параметр перевода из угловых единиц к линейным, V_x, V_y, V_z — проекции скорости скопления на оси экваториальной системы, $\mu_{\alpha}^{\exp,i}, \mu_{\alpha}^{\exp,i}$ — расчетные скорости движения звезды к радианту, $\epsilon_{\alpha} = 0.21 \cdot \varpi_i, \epsilon_{\delta} = 0.21 \cdot \varpi_i$ — оценки разброса скоростей в угловых единицах, соответствующие 1 км/с, 0.21 — коэффициент перевода между угловым и линейным расстоянием. Пространственная скорость вычисляется как

$$\begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix} = V_r \cdot \begin{bmatrix} \cos\alpha\cos\delta \\ \sin\alpha\cos\delta \\ \sin\delta \end{bmatrix} + \frac{\kappa\mu_{\alpha}}{\varpi} \cdot \begin{bmatrix} -\sin\alpha \\ \cos\alpha \\ 0 \end{bmatrix} + \frac{\kappa\mu_{\delta}}{\varpi} \cdot \begin{bmatrix} -\cos\alpha\sin\delta \\ -\sin\alpha\sin\delta \\ \cos\delta \end{bmatrix},$$
(5)

где $V_{\rm r}$ — средняя лучевая скорость скопления, α, δ — координаты его центра. Таким образом, метод основан на оценке величины отклонения пространственной скорости звезды от пространственной скорости скопления в проекции на картинную плоскость с учетом эффекта перспективы.

Звездное скопление представляет собой группировку звезд в фазовом пространстве, в том числе в пространстве координат — скоростей. Средние его характеристики определяются характеристиками наиболее плотной области, среди которых — ее средняя пространственная скорость. Ее компоненты в картинной плоскости хорошо известны в угловой мере, в то время как лучевая скорость измеряется с более низкой определенностью. Причина этого — недостаточное количество звезд скоплений, для которых доступны измерения лучевой скорости, а также большие относительные случайные и систематические ошибки таких измерений.

В предположении определенной величины лучевой скорости при известных собственных движениях можно определить средние значения компонентов пространственной скорости скопления. Если они близки к истинным, то звезд со слабо отличающимися проекциями на картинную плоскость будет больше, чем при других значениях скорости скопления. Это приведет к росту числа звезд с высокой вероятностью членства.

Таким образом, для оценки средней лучевой скорости скопления можно применить следующий метод. Выбрав значение лучевой скорости скопления V_r , рассчитываем по формулам (5) пространственную скорость скопления. Затем по формулам (2), (3) рассчитываются вероятности членства звезд в скоплении. Это позволяет получить значение числа звезд $N_{P_{cr}}$ с вероятностью выше определенного порога $P > P_{cr}$, которое тем выше, чем точнее подобрана величина V_r . Перебором значений лучевой скорости скопления. По положению и ширине этого максимума (рис. 2) оценивается значение лучевой скорости, отвечающее истинной пространственной скорости скопления, и его погрешность. Более точно, за среднюю лучевую скорость скопления принимается середина пика на определенной высоте h от максимума, а в качестве погрешности принимается опибка среднего. Стандартному отклонению при этом соответствует полуширина на высоте 0.6 от максимума, что для нормального распределения соответствует 1σ . Полученная таким методом оценка лучевой скорости является самосогласованной и не зависит от прямых определений лучевых скоростей звезд.

3. Валидация и ограничения метода

Для валидации метода он применялся к модельным скоплениям, а затем полученное методом значение лучевой скорости сравнивалось с изначально заложенным в модель. Предметом исследования является смещенность/несмещенность получаемой оценки лучевой скорости, а также влияние на нее характеристик модельного скопления, ошибок данных и мощности звездного фона.

Модельному скоплению приписываются пространственные координаты X^0, Y^0, Z^0 , радиус r_{50}^0 (расстояние от центра скопления, внутри которого сосредоточено 50% звезд скопления), его пространственная скорость \mathbf{V}^0 , число звезд N^0 и дисперсия их скоростей $\sigma^2(v^s)$. Затем для каждой звезды методом Монте-Карло независимо друг от друга генерируются ее собственные координаты X_i^0, Y_i^0, Z_i^0 и пространственная скорость \mathbf{v}_i^s . Координаты звезд распределены относительно центра скопления по нормальному закону с дисперсией $\sigma^2(XYZ)$, а скорости — по нормальному закону относительно скорости скопления с дисперсией $\sigma^2(v^s)$. Кроме того, в область расположения скопления вносятся звезды фона, равномерно распределенные в пространстве. Задается их число, средняя скорость относительно наблюдателя и дисперсия скоростей.

Для исследования метода и его ограничений варьировались следующие параметры модельного скопления и условий его наблюдения:

- число звезд N^0 ,
- радиус r_{50}^0 ,
- средний параллакс $\overline{\varpi}$,
- небесные координаты α , δ ,
- собственное движение $\mu_{\alpha}, \mu_{\delta},$

• отношение поверхностной плотности звезд фона и звезд в центре скопления.

Диапазон изменений параметров оценивался с использованием данных о скоплениях из табл. 1.

Наиболее вероятная величина лучевой скорости определялась по срезу 0.9 от максимального значения для звезд с вероятностью членства выше 50% как среднее между граничными значениями лучевой скорости для выбранного уровня.

После этого проводился анализ того, как влияет на получаемую оценку лучевой скорости изменение каждого из варьируемых параметров, при фиксированных других характеристиках. Были получены следующие результаты.

• От числа звезд N^0 зависит дисперсия $\sigma^2(V_r)$, однако систематических отклонений не наблюдается. Чем меньше звезд в скоплении, тем сильнее флуктуации (рис. 1a).

Скопление	N	$r_{50}, ^{\circ}$	lg t , лет	$\overline{\varpi}$, мсд
Alessi 9	183	1.73	8.45	4.88
Blanco 1	380	0.70	8.02	4.21
IC 2391	222	0.81	7.46	6.58
IC 2602	311	1.45	7.56	6.56
Melotte 20	747	2.03	7.71	5.67
Melotte 22	952	1.27	7.89	7.35
Melotte 25	515	5.42	8.90	21.06
Melotte 111	153	3.11	8.81	11.60
NGC 2451A	331	1.15	7.55	5.17
NGC 2632	685	0.99	8.83	5.36
Platais 8	211	2.72	7.48	7.42
Platais 9	125	1.60	7.70	5.46
UPK 612	235	1.94	8.00	4.32
UPK 640	616	1.21	7.04	5.67

Таблица 1: Общие параметры скоплений.

N — число вероятных членов скопления по [3], r_{50} — угловой радиус части скопления, содержащей 50% вероятных членов, $\lg t$ — логарифм возраста скопления, $\overline{\varpi}$ — средний параллакс скопления в мсд.

Угловой радиус скопления r⁰₅₀ имеет ключевое значение для условий применимости метода. При радиусе r⁰₅₀ < 10' максимум сильно замывается, метод дает лучевую скорость 0 км/с даже для большого числа звезд N⁰. При радиусе r⁰₅₀ > 20' метод применим. Для промежуточных значений метод систематически занижает модуль лучевой скорости (рис. 1b).

Все скопления выборки имеют угловой радиус $r_{50}^0 > 42'$, поэтому систематических занижений не ожидается.

- Зависимости определяемого значения V_r от параллакса $\overline{\varpi}$ при постоянном угловом радиусе r_{50}^0 не обнаружено (рис. 1с).
- Определяемая лучевая скорость V_r не зависит от координат скопления на небе α, δ, так же как и от его собственного движения μ_α, μ_δ (рис. 1e, 1f). Отклонения вычисляемой скорости V_r от модельной носят стохастический характер.
- Зависимости от числа звезд случайного фона при постоянном числе членов скопления также не обнаружено (рис. 1d). Возможно, она есть при увеличении числа звезд фона, однако использование метода для большого числа звезд сталкивается с вычислительными трудностями.

4. Апробация метода

После проверки работоспособности и выявления ограничений метод был апробирован для расчета лучевых скоростей четырнадцати выбранных скоплений (табл. 1) с $\overline{\varpi} > 4$ мсд. Независимо для этих же скоплений были выполнены оценки лучевых скоростей по данным, опубликованным в рамках Gaia DR3 [6]. Указанные скопления были выбраны из числа ближайших к Солнечной системе с числом вероятных членов больше 100. Ограничение снизу по числу звезд принято для улучшения статистической значимости оценок средней лучевой скорости, получаемой с использованием данных Gaia DR3. Данные о скоплениях из [3], использованные в расчетах и при моделировании, представлены в табл. 1.

Для всех скоплений выборки были загружены данные Gaia EDR3 [14] обо всех источниках, удовлетворяющих условиям:

$$r(\alpha_i, \delta_i, \alpha_0, \delta_0) < r_{\max},$$
$$\varpi_{\min} < \overline{\varpi} < \varpi_{\max},$$
$$\mu_{\alpha_{\min}} < \mu_{\alpha} < \mu_{\alpha_{\max}},$$
$$\mu_{\delta_{\min}} < \mu_{\delta} < \mu_{\delta_{\max}},$$

где максимальные и минимальные значения параметров $r, \varpi, \mu_{\alpha}, \mu_{\delta}$ определялись по вероятным членам скоплений из [3]. Для отобранных источников вероятности членства в процедуре определения средней лучевой скорости скопления определялись по формулам (1)-(3). С применением обсуждаемого метода были определены наиболее вероятные значения лучевых скоростей скоплений для звезд с вероятностью членства P > 50%, P > 90%. Полученные значения приведены в табл. 2 и 3.

Независимым образом были выполнены оценки средних и медианных значений лучевых скоростей для членов скоплений, имеющих вероятность членства 50% и 90% с опубликованными в Gaia DR3 лучевыми скоростями. Вероятность принадлежности звезд к скоплению была определена описанным в разделе 2 методом



Рис. 1: Графики зависимостей расчетных лучевых скоростей от варьируемых параметров модели. Заложенное в модель значение лучевой скорости показано красной прямой.

по формулам (1)–(3); в качестве значений первичных оценок лучевых скоростей были приняты указанные в [7] или, в случае их отсутствия, усредненные значение лучевых скоростей по данным Gaia DR2 [15]. Последние были получены с помощью кросс-идентификации звезд скопления по [3] с каталогом Gaia DR2. Полученные значения также представлены ниже в табл. 2 и 3. В качестве ошибок приведены: для сред-

Скопление	N_{50}	$V_{\rm r,mean}$	$eV_{\rm r,mean}$	$V_{\rm r,med}$	$eV_{\rm r,med}$	$V_{\rm r,meth}$	$eV_{\rm r,meth}$	$V_{\rm r,S}$	$eV_{\rm r,S}$
Alessi 9	159	-7.20	0.76	-6.73	1.15	-4.30	2.63	-6.44	0.18
Blanco 1	298	4.89	0.59	5.51	1.43	5.43	2.12	5.76	0.24
IC 2391	186	12.50	0.94	14.35	3.41	13.50	1.65	17.66	1.72
IC 2602	313	16.83	1.10	16.38	4.03	13.80	4.03	17.44	0.23
Melotte 20	753	-1.10	0.65	-1.06	3.39	-1.15	6.91	-0.10	0.18
Melotte 22	976	7.54	1.29	5.44	2.52	5.13	7.38	5.92	0.09
Melotte 25	367	39.16	0.41	39.59	1.89	40.00	5.43		
Melotte 111	151	0.04	0.52	0.22	0.81	-1.43	3.50		
NGC 2451A	303	27.42	1.94	23.60	5.76	23.25	3.69	23.59	0.28
NGC 2632	615	33.73	0.50	34.77	1.22	36.55	6.28	34.72	0.08
Platais 8	211	20.22	0.83	21.76	4.66	13.48	4.53	20.64	0.60
Platais 9	106	15.11	0.92	16.17	2.08	12.20	2.38	17.02	0.43
UPK 612	222	2.97	0.53	3.63	2.64	4.63	4.21		
UPK 640	479	1.19	1.31	0.47	3.32	-4.93	4.62		

Таблица 2: Средние, медианные, рассчитанные описанным методом и представленные в [7] оценки лучевых скоростей для звезд с вероятностью членства больше 50%.

 N_{50} — количество звезд с вероятностью членства 50%, $V_{r,mean}$ и $eV_{r,mean}$ — оценка среднего с ошибкой, $V_{r,med}$ и $eV_{r,med}$ — оценка медианы с ошибкой, $V_{r,meth}$ и $eV_{r,meth}$ — оценка лучевой скорости, полученная предложенным методом, с ошибкой, $V_{r,S}$ и $eV_{r,S}$ — оценки лучевой скорости, взятые из [7], с ошибкой. Все значения лучевых скоростей приведены в км/с.

Таблица 3: Средние, медианные, рассчитанные описанным методом и представленные в [7] оценки лучевых скоростей для звезд с вероятностью членства больше 90%.

Скопление	N_{90}	V _{r mean}	$eV_{\rm r mean}$	$V_{\rm r med}$	$eV_{\rm r med}$	Vr meth	$eV_{\rm r meth}$	Vr s	$eV_{\rm rS}$
Alessi 9	42	-8.39	1.97	-6.65	1.53	-9.35	1.74	-6.44	0.18
Blanco 1	112	5.24	1.20	5.24	2.59	1.98	2.79	5.76	0.24
IC 2391	67	11.90	1.47	13.66	5.57	13.43	1.90	17.66	1.72
IC 2602	137	16.64	1.06	16.11	4.11	15.05	3.31	17.44	0.23
Melotte 20	263	-0.82	1.15	-0.85	3.11	-0.58	4.19	-0.10	0.18
Melotte 22	271	5.92	1.57	5.18	3.05	6.45	4.47	5.92	0.09
Melotte 25	161	39.42	0.26	39.30	1.47	39.03	2.69		
Melotte 111	95	-0.66	0.62	0.37	0.93	-1.63	2.43		
NGC 2451A	118	20.75	1.36	23.39	7.95	21.80	2.97	23.59	0.28
NGC 2632	136	34.43	0.39	34.76	1.02	40.83	3.21	34.72	0.08
Platais 8	98	19.33	0.83	20.91	3.10	16.50	2.71	20.64	0.60
Platais 9	48	14.35	1.17	16.19	1.69	12.40	1.99	17.02	0.43
UPK 612	53	2.30	0.79	3.42	1.20	2.85	2.01		
UPK 640	196	0.87	0.91	0.38	2.51	-1.88	3.98		

 N_{90} — количество звезд с вероятностью членства 90%, $V_{r,mean}$ и $eV_{r,mean}$ — оценка среднего с ошибкой, $V_{r,med}$ и $eV_{r,med}$ — оценка медианы с ошибкой, $V_{r,meth}$ и $eV_{r,meth}$ — оценка лучевой скорости, полученная предложенным методом, с ошибкой, $V_{r,S}$ и $eV_{r,S}$ — оценки лучевой скорости, взятые из [7], с ошибкой. Все значения лучевых скоростей приведены в км/с.

них значений ошибки среднего, для медианных значений максимальная из разностей медианного значения и значений $Q1, Q3 : \max[V_{r,med} - Q1(V_r), Q3(V_r) - V_{r,med}].$

Расчетные данные, полученные предлагаемым авторами методом, определялись следующим образом. На рис. 2 изображен график зависимости числа звезд, имеющих вероятность членства в скоплении Alessi 9 50%. График нормирован на максимальное количество звезд с выбранной вероятностью членства. Наиболее вероятная величина лучевой скорости определялась по срезам 0.8 и 0.9 от максимального значения как среднее между граничными значениями лучевой скорости для выбранного уровня. Выбор уровней обусловлен необходимостью избежать флуктуаций в области пика и области асимметрии распределения. Ошибка лучевой скорости определяется ошибкой среднего для выбранной величины среза.

На рис. 3 представлено сравнение лучевых скоростей скоплений, полученных предложенным авторами методом, с медианными и средними значениями лучевых скоростей по данным каталога Gaia DR3, а так



Рис. 2: Иллюстрация применения предлагаемого авторами метода для определения наиболее вероятной лучевой скорости скопления Alessi 9. На графике изображено распределение числа вероятных членов скопления от величины лучевой скорости для звезд с вероятностью членства > 50%. Горизонтальными пунктирными линиями показаны уровни, в пределах которых оценивалось значение лучевой скорости. Вертикальными линиями показаны: оценка лучевой скорости (сплошная линия), коридор погрешностей (точечные линии).

же сравнение для оценок по выборкам звезд с 50% и 90% вероятностями членства в скоплении и сравнение с оценками Soubiran et al. 2018 [7].

Как видно, в пределах ошибки для большей части скоплений полученные оценки средних и медианных лучевых скоростей хорошо согласуются с оценками по предложенному авторами методу, без заметных систематических различий. При этом согласие оценок по звездам с вероятностью членства больше 90% (рис. 3b) систематически лучше, чем для звезд с вероятностью членства больше 50% (рис. 3a). Это логичный результат, потому что исследуемые скопления имеют большое количество звезд с хорошо измеренными параметрами; в противном случае, оценки для 90% вероятности могли получиться хуже ввиду малого числа звезд, попадающих под это ограничение.

Небольшое рассогласование значений на рис. Зс объясняется уменьшением числа звезд с ростом вероятности членства и вероятным наличием примеси звезд фона: общее количество звезд с вероятностью членства 50% больше, чем для 90% вероятности, но и звезд фона в эту выборку также попадает больше, что увеличивает разброс значений (видно, что ошибки лучевых скоростей для звезд с вероятностью членства выше 50% больше). При этом для меньшего числа звезд статистические оценки становятся менее надежными.

Рис. 3d иллюстрирует сравнение результатов, полученных предлагаемым авторами методом с оценками лучевых скоростей 10 скоплений выборки по лучевым скоростям отдельных его членов в Gaia DR2, приведенными в работе [7].

Наблюдается хорошее согласие оценок, приведенных в [7], с оценками авторов для звезд с вероятностью членства > 50%. При этом среди оценок, сделанных нами для звезд с вероятностью членства > 90%, есть отклонения от значений лучевых скоростей из [7], превышающие величину ошибок. Отождествление этих оценок с оценками средних лучевых скоростей вероятных членов скоплений из Gaia DR3 (рис. 3b) показало, что наши оценки в основном показывают лучшее согласие с новыми данными. Исключение составляют скопления NGC 2632, Platais 8 и отчасти Platais 9. Для NGC 2632 и Platais 8 лучшее согласие со средней и медианной оценками по DR3 дают результаты [7], а для Platais 9 все оценки (медианная и средняя по Gaia DR3, с применением описываемого метода, и по Gaia DR2) существенно различаются.

Для NGC 2632 (скопление Ясли) распределение числа 90%-вероятных членов скопления от величины лучевой скорости имеет два максимума, один из которых соответствует оценкам лучевой скорости, полученным независимыми методами. Природу второго максимума предстоит выяснить в будущем при исследовании пространственно-кинематической структуры скопления.

Platais 9 — самое бедное из исследованных скоплений, имеющее всего 48 членов с вероятностью членства 90%. Это затрудняет определение средней лучевой скорости и приводит к наблюдаемым расхождениям.

Platais 8 — слабое скопление, вероятно, представляющее собой распадающуюся структуру, состоящую из нескольких движущихся групп [16]. Оно имеет большой угловой размер ($r_{50} = 2.72^{\circ}$) и слабо выраженное ядро. Понятие наиболее вероятной лучевой скорости для такого объекта имеет высокую неопределенность.





(b) Сравнение лучевых скоростей, определенных

по выборкам звезд с вероятностью членства выше

(a) Сравнение лучевых скоростей, определенных по выборкам звезд с вероятностью членства выше 50%.



(с) Сравнение $V_{\rm r,50\%}$ и $V_{\rm r,90\%}$.

(d) Сравнение $V_{r,GaiaDR2}$ и $V_{r,meth}$.

Рис. 3: Сравнение оценок лучевых скоростей, полученных исследуемым методом, с независимыми результатами. На рис. 3а и 3b — сравнение со средними и медианными оценками авторов по лучевым скоростям Gaia DR3. Рис. 3с — сравнение между оценками по звездам с вероятностями членства > 50% и > 90%. Рис. 3d сравнение с оценками по лучевым скоростям Gaia DR2, представленными в работе [7].

Для скоплений Alessi 9, Blanco 1, IC 2391, IC 2602, Melotte 20, Melotte 22 и NGC 2451A авторами были получены уточненные оценки лучевых скоростей.

5. Заключение

Описан метод независимой самосогласованной оценки средней лучевой скорости звездных скоплений по измеренным значениям координат, параллакса и собственных движений звезд с одновременным определением его вероятных членов. Применением метода к модельной выборке звездных скоплений показано, что оценка является несмещенной при угловом радиусе, охватывающем 50% членов скопления $r_{50} > 20'$. В каталоге [3] этому условию удовлетворяют 220 скоплений из 2021 представленных. В дальнейшей работе предполагается использование представленного метода для контроля получаемых другими методами параметров звездных скоплений. Предложенный метод может быть в особенности рекомендован для определения наиболее вероятных лучевых скоростей скоплений при недостаточных или противоречивых данных о лучевых скоростях его членов.

Зависимости оценки средней лучевой скорости скопления от числа звезд скопления и числа фоновых звезд, средних параллакса, координат и собственных движений скопления не обнаружено. Применение метода к выборке 14 близких скоплений показало близость оценки с лучевыми скоростями, полученными по лучевым скоростям звезд скопления из Gaia DR3, а также с результатами других авторов. Сопоставление со значениями лучевых скоростей по Gaia DR3 позволяет утверждать, что предлагаемый метод дает, как правило, надежную оценку наиболее вероятной средней лучевой скорости. Для скоплений, оценки лучевых скоростей которых по различным методам расходятся, сделаны предположения о причинах расхождения. Обнаружено, что оценки погрешностей определения лучевых скоростей скоплений в [15] занижены.

Авторы выражают благодарность анонимному рецензенту за полезные замечания, позволившие улучшить представление настоящего исследования. В статье использованы данные миссии Европейского космического агентства (ESA) *Gaia* (https://www.cosmos.esa.int/gaia), представленные *Gaia* консорциумом по обработке и анализу данных (DPAC, https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium), а также интерактивный инструмент анализа данных TOPCAT [17].

Список литературы

- 1. N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, E. Schilbach, S. Röser, and R.-D. Scholz, Astron. and Astrophys., 558, A53, 2013.
- 2. Gaia Collaboration, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, A. G. A. Brown, et al., Astron. and Astrophys., 595, A1, 2016.
- 3. T. Cantat-Gaudin, F. Anders, A. Castro-Ginard, C. Jordi, et al., Astron. and Astrophys., 640, A1, 2020.
- 4. E. L. Hunt and S. Reffert, Astron. and Astrophys., 646, A104, 2021.
- 5. A. Castro-Ginard, C. Jordi, X. Luri, T. Cantat-Gaudin, et al., Astron. and Astrophys., 661, A118, 2022.
- 6. Gaia Collaboration, Vallenari, A., Brown, A.G.A., Prusti, T., and et al., Astron. and Astrophys., 2022, URL https://doi.org/10.1051/0004-6361/202243940.
- 7. C. Soubiran, T. Cantat-Gaudin, M. Romero-Gómez, L. Casamiquela, et al., Astron. and Astrophys., 619, A155, 2018.
- 8. L. Lindegren and D. Dravins, Astron. and Astrophys., 401, 1185, 2003.
- 9. S. E. Koposov, E. V. Glushkova, and I. Y. Zolotukhin, Astron. and Astrophys., 486, 771, 2008.
- 10. J. H. J. de Bruijne, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 306, 381, 1999.
- 11. F. van Leeuwen, Astron. and Astrophys., 497, 209, 2009.
- 12. S. Madsen, D. Dravins, and L. Lindegren, Astron. and Astrophys., 381, 446, 2002.
- 13. S. Röser, E. Schilbach, A. E. Piskunov, N. V. Kharchenko, and R. D. Scholz, Astron. and Astrophys., 531, A92, 2011.
- 14. Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., Astron. and Astrophys., 649, A1, 2021.
- 15. Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., Astron. and Astrophys., 616, A1, 2018.
- 16. J. Gagné, J. K. Faherty, L. Moranta, and M. Popinchalk, Astrophys. J. Lett., 915, L29, 2021.
- M. B. Taylor, in P. Shopbell, M. Britton, and R. Ebert, eds., Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV, 347, 29 (2005).

Содержание

Автаева А.А., Шематович В.И. Фотохимические потери в верхней атмосфере экзопланеты π Men c	
в зависимости от состояния нейтральной атмосферы	189
Гладышева Ю.Г., Жилкин А.Г., Бисикало Д.В. Химическая модель водородно-гелиевой оболочки	
горячего юпитера	195
Федорова А.В., Тутуков А.В. Возможная эволюция звезды-спутника сверхмассивной черной дыры	
в рентгеновской двойной системе HLX-1	201
Кузин С.П. Современное состояние основных российских спутниковых геодезических сетей и пер-	
спективы их развития	208
Панчук В.Е., Клочкова В.Г., Юшкин М. Проект бесщелевого спектрофотометра БТА	212
Калинкин А.Д., Кондратьев Н.Е., Лызенко К.А., Ковалева Д.А. Метод определения наиболее ве-	
роятных средних лучевых скоростей рассеянных звездных скоплений	219

Contents

189
195
201
208
212
219