СОДЕРЖАНИЕ

Том 47, номер 9, 2021

2

Рентгеновские наблюдения источников классических новых телескопом еРОЗИТА орбитальной обсерватории СРГ в ходе обзора неба	
И. И. Галиуллин, М. Р. Гильфанов	613
Особенности трехмерной кинематики классических цефеид	
В. В. Бобылев, А. Т. Байкова	634
Структура релятивистских звезд, состоящих из несжимаемого вещества, в отсутствие строгой электронейтральности	
Н. И. Крамарев, А. В. Юдин	646
О рассеянии гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности	
А. А. Ершов	657
Refined Ephemeris for Four Hot Jupiters using Ground-Based and TESS Observations	
F. Davoudi, P. Mirshafie Khozani, E. Paki, M. Roshana, F. Hasheminasab, A. Mazidabadi Farahani, F. Ahangarani Farahani, T. Farjadnia, F. Nasrollahzadeh, S. Dermananak, S. M. Mawagri, P. Farawachi, A. Para, A. Chalag	
S. Rezvanpanan, S. M. Mousavi, R. Forougni, A. Poro, A. Ghaiee	667
Родительские звезды планет на диаграмме Герцшпрунга-Рассела	
А. А. Арсентьева, И. И. Шевченко	670

РЕНТГЕНОВСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ КЛАССИЧЕСКИХ НОВЫХ ТЕЛЕСКОПОМ еРОЗИТА ОРБИТАЛЬНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ СРГ В ХОДЕ ОБЗОРА НЕБА

© 2021 г. И. И. Галиуллин^{1,2*}, М. Р. Гильфанов^{3,2}

¹ Казанский федеральный университет, Казань, Россия ² Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия ³ Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия Поступила в редакцию 05.08.2021 г. После доработки 05.08.2021 г.; принята к публикации 05.08.2021 г.

Исследуется рентгеновское излучение от источников, ассоциированных с историческими классическими новыми (КН) в нашей Галактике. Для этой цели использованы данные трех обзоров неба телескопа еРОЗИТА обсерватории СРГ на половине неба, за обработку которых отвечает Российский консорциум телескопа еРОЗИТА. Из 309 исторических КН рентгеновское излучение зарегистрировано от 52 источников со светимостями $L_X \approx 10^{30} \sim 10^{34}$ эрг/с в диапазоне 0.3–2.3 кэВ. Среди них два источника со сверхмягкими спектрами связаны с рентгеновским послесвечением КН. Результаты рентгеновской спектроскопии позволяют предположить, что некоторую долю в нашей выборке источников КН, зарегистрированных в рентгеновском диапазоне, могут составлять системы с замагниченными белыми карликами. Это предположение будет проверяться в ходе дальнейших обзоров неба СРГ/еРОЗИТА. Источники КН представляют надежную выборку аккрецирующих белых карликов, на поверхности которых термоядерное горение водорода происходит в нестационарном режиме, а их рентгеновская светимость в спокойном состоянии является хорошим индикатором темпа аккреции в двойной системе. Используя этот факт, мы получили распределение по темпу аккреции белых карликов с нестационарным горением водорода и сравнили его с распределением по темпу аккреции известных стационарных сверхмягких рентгеновских источников в нашей Галактике и в близких внешних галактиках. Между этими двумя распределениями наблюдается ярко выраженная дихотомия — источники КН и стационарные сверхмягкие источники находятся в разных областях в соответствии с предсказаниями теории термоядерного горения водорода на поверхности белого карлика.

Ключевые слова: X-rays: binaries, stars — stars: white dwarfs, novae, cataclysmic variables.

DOI: 10.31857/S0320010821090059

ВВЕДЕНИЕ

Накопление аккрецируемого вещества на поверхности белого карлика (БК) в тесной двойной системе приводит к термоядерному горению водорода на его поверхности. В зависимости от темпа аккреции и массы БК термоядерное горение водорода может происходить в нестационарном или стационарном режиме, соответственно приводя к феноменам классических или рекуррентных новых (см., например, Галлахер и др., 1978; Фудзимото, 1982b,а; Старрфилд, 1989) и сверхмягких рентгеновских источников (см., например, ван ден Хёвел и др., 1992; Номото и др., 2007; Вульф и др., 2013). Аккрецирующие БК являются одним из двух основных классов кандидатов в предшественники сверхновых типа Ia (см., например, Велан и др., 1973; Номото, 1982). В классической картине в двойных системах с одним вырожденным компонентом при стационарном горении водорода на поверхности БК происходит накопление вещества, что может привести к росту массы БК до критического значения Чандрасекара $\sim 1.4 M_{\odot}$, к его коллапсу и термоядерному взрыву, который наблюдается как вспышка сверхновой типа Ia. Теория термоядерного горения водорода на поверхности БК также допускает, что при определенных темпах аккреции и массе БК увеличение его массы до критического значения может происходить и при нестационарном горении водорода (см., например, Старрфилд и др., 2013; Хиллман и др., 2015).

^{*}Электронный адрес: IlhIGaliullin@kpfu.ru

Стационарное горение водорода на поверхности БК происходит, когда темп аккреции вещества со звезды компаньона близок к $\dot{M}_{\rm acc} \sim 10^{-7} \ M_{\odot}/$ год (точные значения зависят от массы БК) и сопровождается выделением энергии, более чем на порядок превышающей гравитационную энергию аккрецирующего вещества. Так как энерговыделение происходит в глубине слоя вещества большой оптической толщины, оно приводит к генерации мягкого рентгеновского излучения со спектром, примерно близким к чернотельному, и с температурой ~10-100 эВ. Такие источники со сверхмягкими рентгеновскими спектрами и светимостью порядка $10^{36} \sim 10^{38}$ эрг/с (так называемые сверхмягкие рентгеновские источники) были впервые обнаружены более 40 лет назад (см., например, Лонг и др., 1981; Трюмпер и др., 1991; Грейнер и др., 1991; ван ден Хёвел и др., 1992). Вскоре после их открытия излучение от сверхмягких рентгеновских источников было успешно объяснено как результат стационарного горения водорода на поверхности аккрецирующего БК (см., например, ван ден Хёвел и др., 1992). Благодаря наблюдениям рентгеновских обсерваторий ROSAT. Chandra. XMM-Newton, в нашей и ближайших галактиках было обнаружено более сотни сверхмягких рентгеновских источников (см., например, Шварц и др., 2002; Ди Стефано и др., 2003, 2004; Питш и др., 2005; Галиуллин и др., 2021).

При более низких темпах аккреции $\dot{M}_{\rm acc} \lesssim$ $\lesssim 10^{-8}~M_{\odot}/$ год термоядерное горение водорода становится нестационарным, что приводит к явлению классических новых (КН) (см., например, обзор Чомьюк и др., 2020). При вспышке КН выделяется полная энергия ~10⁴⁵ эрг. Вспышка новой приводит к выбросу оболочки в межзвездную среду (см., например, Като и др., 1994; Хачису и др., 2006). При взаимодействии расширяющейся оболочки с межзвездной средой или веществом ветра звезды-донора может образоваться ударная волна (см., например, Брехер и др., 1977), излучающая в рентгеновском диапазоне. Рентгеновское излучение ударной волны имеет тепловой спектр с температурой $kT\gtrsim 1$ кэВ и светимостью L_Xpprox $\approx 10^{33} - 10^{35}$ эрг/с (см., например, Балман и др., 1998; Орио и др., 2001).

Термоядерное горение вещества, оставшегося после вспышки КН на поверхности БК, приводит к генерации затухающего сверхмягкого рентгеновского излучения, и после просветления выброшенной оболочки наблюдается фаза рентгеновского послесвечения КН (см., например, Несс и др., 2007; Шварц и др., 2011; Хензе и др., 2010, 2011, 2014). Спектр источника во время фазы рентгеновского послесвечения КН характеризуется отсутствием излучения выше ≳1 кэВ и, как правило, описывается моделью абсолютно черного тела с температурой ≲70 эВ, уменьшающейся со временем (см., например, Огельман и др., 1993; Крейтер и др., 1996; Несс и др., 2011). Продолжительность фазы рентгеновского послесвечения КН зависит от темпа аккреции до вспышки КН и массы БК (см., например, Эрнанс и др., 2010; Сораисам и др., 2016). Теоретические расчеты связи между продолжительностью и максимальной эффективной температурой фазы послесвечения КН (Вульф и др., 2013) согласуются с мониторингом этих объектов в галактике МЗ1 (Хензе и др., 2010, 2011, 2014).

После окончания рентгеновского послесвечения источник возвращается в "спокойную фазу", при которой основным источником энергии является аккреция вещества со звезды компаньона. Рентгеновское излучение катаклизмических переменных в спокойной фазе генерируется в аккреционном диске, в пограничном слое и в оптически тонкой, сравнительно горячей короне над аккреционным диском (см., например, Прингл и др., 1977; Тайленда, 1981; Паттерсон и др., 1985а, b; Шакура и др., 1988). В этом режиме источники КН проявляют себя в виде карликовых новых, вспышки которых ассоциированы с тепловой неустойчивостью в аккреционном диске (см., например, Мейер и др., 1984, 1994). Светимость катаклизмических переменных вне вспышек карликовых новых характеризует истинный темп аккреции в таких системах.

Орбитальная обсерватория Спектр-Рентген-Гамма (СРГ) была успешна запущена с космодрома Байконур 13 июля 2019 г. (Сюняев и др., 2021). На борту СРГ находятся два рентгеновских телескопа с оптикой косого падения: телескоп ART-XC им. М.Н. Павлинского (Павлинский и др., 2011), рабочий диапазон 4–30 кэВ, и телескоп еРОЗИТА, работающий в диапазоне 0.2– 8 кэВ (Предель и др., 2021). К середине 2021 г. обсерватория СРГ совершила три полных обзора всего неба.

Данная работа посвящена поиску и исследованию рентгеновского излучения от источников, ассоциированных с историческими КН в нашей Галактике. Источники КН являются подтвержденными случаями аккрецирующих БК, на поверхности которых термоядерное горение водорода происходит в нестационарном режиме. Для краткости мы будем далее называть эти объекты "рентгеновские источники КН" и использовать термин "рентгеновское излучение от источников KH" для обозначения рентгеновского излучения, детектируемого от исторических КН в спокойном состоянии или же в фазе рентгеновского послесвечения. Для поиска и исследования таких источников мы используем данные трех обзоров неба орбитальной обсерватории СРГ телескопа еРОЗИТА



Рис. 1. Распределение Галактических КН, расположенных на половине неба, обрабатываемой Российским консорциумом СРГ/еРОЗИТА, по годам их обнаружения: пунктирная линия (черный цвет) — полная выборка КН; сплошная линия (красный цвет) — КН, имеющие кросс-идентификации с рентгеновскими источниками из каталога СРГ/еРОЗИТА в радиусе 15".

на половине неба, за обработку которых отвечает Российский консорциум. Нашей целью является (а) исследование рентгеновских свойств большой выборки источников КН; (б) поиск источников, находящихся в фазе рентгеновского послесвечения КН; (в) построение распределения источников КН по темпу аккреции в двойной системе и сравнение с аналогичным распределением для известных стационарных сверхмягких рентгеновских источников и с теоретическими предсказаниями.

ВЫБОРКА ИСТОРИЧЕСКИХ КЛАССИЧЕСКИХ НОВЫХ В ГАЛАКТИКЕ

Для исследования рентгеновского излучения от источников КН в спокойном состоянии мы собрали выборку известных исторических КН в нашей Галактике, которые были классифицированы и подтверждены по оптическим кривым блеска и спектрам. За основу был взят список известных КН, составленный Центральным бюро астрономических телеграмм (Central Bureau for Astronomical Telegrams¹). Этот список включает КН, открытые в период с 1612 по 2010 г. К нему мы добавили КН, обнаруженные с 2010 по 2021 г., из публично-доступных списков Коджи Мукайя² и Билла Грея³. В итоговую выборку КН мы отобрали только те источники, которые расположены на половине неба, за обработку данных которого несет ответственность Российский консорциум телескопа СРГ/еРОЗИТы.

Полученная таким образом выборка КН в нашей Галактике включает 309 источников с Галактической долготой $0^{\circ} \le l \le 180^{\circ}$, открытых в период с 1670 по 2020 г. Распределение КН по годам их обнаружения представлено на рис. 1. Как видно из рисунка, основная часть событий была зарегистрирована после 1850 г.

ДАННЫЕ ТЕЛЕСКОПА СРГ/еРОЗИТА

В работе мы используем данные трех обзоров неба, полученные телескопом еРОЗИТА обсерватории СРГ в период с декабря 2019 г. по июнь 2021 г. Первичная обработка и калибровка данных телескопа еРОЗИТА производились в ИКИ РАН системой обработки данных телескопа при помощи математического обеспечения, разработанного в научной рабочей группе по каталогу рентгеновских источников еРОЗИТы с использованием пакета eSASS (eROSITA Science Analysis Software), pasработанного в Институте Внеземной Физики Общества им. Макса Планка. При обработке данных использовались результаты наземных предполетных калибровок, а также летных калибровочных наблюдений, выполненных в октябре-ноябре 2019 г. и в течение 2020-2021 гг. Данные трех

¹ http://www.cbat.eps.harvard.edu/nova_list.html

² https://asd.gsfc.nasa.gov/Koji.Mukai/novae/novae.html

³ https://projectpluto.com/galnovae/galnovae.htm

обзоров неба комбинировались для повышения чувствительности.

Рентгеновский каталог источников был кросскоррелирован со списком известных КН в Галактике с радиусом поиска 15". При таком радиусе поиска было найдено 52 совпадения. При этом ожидаемое число случайных совпадений ~0.75, т.е. достаточно мало. Итоговый список рентгеновских источников, имеющих отождествления с КН, представлен в табл. 2. Расстояния и избытки цвета КН были заимствованны из разных работ, ссылки на которые приведены в таблице. Для части КН мы определили расстояния при помощи измеренных параллаксов из второго выпуска каталога источников Гайя (Gaia Collaboration, 2016, 2018). Для кросс-идентификации списка КН и каталога Гайя использовался радиус поиска 1". Данные Гайя были использованы только для тех источников, для которых собственные движения и/или параллаксы были измерены со статистической значимостью $\gtrsim 3\sigma$.

При извлечении спектров и кривых блеска в качестве области источника использовалась окружность с радиусом 60", а в качестве области фона кольцо с внутренним и внешним радиусами 120" и 240" соответственно. Для анализа рентгеновских спектров использовалось программное обеспечение XSPEC v.12 (Арно, 1996). При аппроксимации спектров использовалась *С*-статистика (Кэш, 1979). При этом спектральные каналы были сгруппированы таким образом, чтобы включать не менее трех отсчетов на канал⁴.

Для проверки качества аппроксимации данных спектральной моделью мы использовали симуляции методом Монте-Карло. В частности, мы использовали реализацию таких симуляций, предоставляемую в пакете XSPEC командой goodness со статистическим тестом Андерсона-Дарлинга (AD)⁵. Тест при помощи команды goodness позволяет рассчитать долю симуляций, имеющих величину статистики AD больше, чем фактическая величина, полученная при аппроксимации наблюдаемого спектра источника выбранной моделью. Для каждого источника и для каждой спектральной модели производилось 10⁵ реализаций с параметрами nosim и fit. В каждой реализации спектр разыгрывался согласно пуассоновской статистике, использующей наилучшие значения параметров модели, и затем аппроксимировался той же моделью, чтобы определить наилучшее значение статистики AD. Распределение полученных значений статистики АD использовалось для оценки вероятности получить значение статистики, превосходящее наблюдаемое, в результате статистических флуктуаций. Для сравнения результатов аппроксимации одних и тех же данных разными спектральными моделями, мы использовали информационный критерий Акаике (AIC) (Акаике, 1974), рассчитанный как $AIC = 2 \times k + C$, где k — число свободных параметров при аппроксимации спектра и C — величина C-статистики для наилучших параметров аппроксимации спектра. Предпочтительной моделью для аппроксимации наблюдаемого спектра является модель с минимальным значением AIC.

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ ИСТОЧНИКОВ КЛАССИЧЕСКИХ НОВЫХ В СПОКОЙНОМ СОСТОЯНИИ

Спектральный анализ ярких источников

Для 11 источников из нашей выборки телескоп СРГ/еРОЗИТА зарегистрировал более 50 отсчетов, что достаточно для спектрального анализа. Их спектры приведены на рис. 7, а результаты их аппроксимации различными спектральными моделями — в табл. 1. Для учета межзвездного поглощения использовалась модель Tubingen-Boulder ISM absorption (модель *tbabs* в XSPEC, Вильмс и др. 2000) в предположении солнечного обилия элементов в межзвездной среде.

Спектры ярких источников демонстрируют некоторую дихотомию между источниками с жесткими спектрами с $\Gamma \sim 1$ и источниками с мягкими спектрами $\Gamma \sim 2 - 3$, которая обсуждается более подробно в этой и последующих секциях. Мы не обнаружили очевидной связи формы спектра со светимостью источника или со временем, прошедшим с момента вспышки KH.

Спектры нескольких источников имеют более сложную форму, чем простая степенная модель или модель оптически тонкой плазмы. Поэтому мы также использовали для описания наблюдаемых спектров модель потока изобарического охлаждения *mkcflow*⁶ в XSPEC (Мушоцки и др., 1988). Эта модель успешно описывает спектры рентгеновского излучения карликовых новых в спокойном состоянии (см., например, Мукаи и др., 2003; Баскилл и др., 2005; Пандель и др., 2005; Мукаи и др., 2009; Вада и др., 2017). Минимальная и максимальная

⁴ См. примечание для работы в XSPEC: https:// heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/XSappendix Statistics.html.

⁵ См. Приложение В в примечании для работы в XSPEC.

⁶ Отметим, что при использовании модели *mkcflow* необходимо установить параметр красного смещения *z* > 0, так как изначально модель создавалась для описания рентгеновского излучения от скопления галактик. Параметр красного смещения мы определяли из расстояний, приведенных в табл. 2 и постоянной Хаббла *H*₀ = = 69.3 км/(Мпк с).



Рис. 2. Распределение источников КН по наблюдаемой рентгеновской светимости в диапазоне 0.3–2.3 кэВ, полученное по данным трех обзоров неба СРГ/еРОЗИТА (синий цвет). Серой гистограммой показано распределение 3 верхних пределов на рентгеновские светимости источников КН, не задетектированых по данным трех обзоров неба, для которых известны расстояния (серый цвет). Рентгеновская светимость откорректирована на межзвездное поглощение. Показаны наблюдаемые распределения, не откорректированные на эффекты неполноты выборки.

33

 lgL_X

34

35

36

30

31

температуры плазмы были свободными параметрами при аппроксимации спектров. Если наилучшее значение минимальной температуры плазмы совместить с нулем, то этот параметр будет фиксирован на значении 8 эВ. Для ряда источника из нашей выборки, в частности, для V603 Aql, V2487 Oph, V2491 Cyg и VY Aqr, модель *mkcflow* позволяет получить более хорошую аппроксимацию наблюдаемых рентгеновских спектров, чем простая степенная модель или, в некоторых случаях, модель излучения однотемпературной оптически тонкой плазмы. В то же время для источников с жесткими спектрами GK Per, V392 Per, X Ser и V4743 Sgr, для которых степенная аппроксимация дает значения фотонного индекса $\Gamma \sim 1$, модель потока изобарического охлаждения явно не применима и приводит к неразумно большим значениям температур ≥ 100 кэB, не реализуемых на поверхности БК. Для этих источников параметры аппроксимации моделью *mkcflow* мы не приводим.

Спектр источника V2491 Суд не поддается удовлетворительному описанию ни одной из простых однокомпонентных моделей, рассмотренных выше. Этот источник имеет сравнительно мягкий спектр, однако модель оптически тонкой однотемпературной плазмы не описывает излучение от источника. Добавление в модель еще одной компоненты излучения абсолютно черного тела — значительно улучшает качество аппроксимации спектра, делая его приемлемым. В случае такой двухкомпонентной модели, данные не ограничивают сверху температуру оптической тонкой тепловой компоненты, по-

этому она была зафиксирована на значении 10 кэВ. Природа сверхмягкой компоненты в спектре источника V2491 Суд обсуждается ниже.

Спектр источника V2487 Oph также не поддается описанию спектром излучения оптически тонкой плазмы, но применение модели потока изобарического охлаждения позволяет получить удовлетворительное качество аппроксимации данных. Однако так же, как и в случае V2491 Cyg, возможное присутствие сверхмягкой компоненты в спектре V2487 Oph отмечалось в предыдущих исследованиях (см., например, Эрнанс и др., 2002). Поэтому мы аппроксимировали спектр этого источника двухкомпонентой моделью, включающей излучение абсолютно черного тела, и получили значительное улучшение качества описания данных по сравнению с простой однотемпературной тепловой моделью. Параметры — температура и светимость мягкой компоненты к $T \sim 100$ эB, $\log(L_X) \sim 36.3$, сравнимы с параметрами для V2491 Cyg. Однако сравнение значений С-статистики и информационного критерия Акаике демонстрируют, что модель *mkcflow* является достаточной для аппроксимации спектра источника, и введение второй компоненты не требуется. Таким образом, вопрос о наличии в спектре V2487 Oph сверхмягкой компоненты остается открытым. Для других источников из нашей выборки добавление сверхмягкой тепловой компоненты не улучшает качество аппроксимации спектра.

В спектрах некоторых источников, в частности, V603 Aql, V2487 Oph, V392 Per, обращают на себя внимание спектральные особенности, которые могут быть проинтерпретированы как линии излучения или поглощения. В случае V603 Aql и V2487 Oph эти особенности, расположенные на энергиях ≈ 3.8 и ≈ 4.3 кэB, не соответствуют линиям излучения ни одного из космически распространенных элементов. Принимая во внимание степени свободы, связанные с положением этих линий и их шириной, их статистическая достоверность невелика, и они не требуют отдельного обсуждения. В случае V392 Рег линия поглощения расположена на энергии $\approx 0.68 \pm 0.02$ кэB, что близко к резонансным линиям ионизованного кислорода OVII и OVIII. Предполагая, что положение линии фиксировано, ее статистическая значимость составляет $\approx 2 - 2.5\sigma$ для одного исследованного спектра. Принимая во внимание количество исследовавшихся спектров, это весьма умеренная достоверность, поэтому мы не рассматриваем это как надежное детектирование. Отметим, что ранее линии поглощения ионизованного кислорода в спектре V392 Per не наблюдались.

Средний спектр слабых источников

Мы построили средний спектр источников, от которых было зарегистрировано менее 50 отсчетов, отношение сигнал/шум которых недостаточно для детального индивидуального исследования. Усредненный спектр этих источников изображен на рис. З. Аппроксимация спектра моделью степенного закона дает значения наилучших параметров $\Gamma=0.96^{+0.18}_{-0.17}$ и $N_H=9.9^{+3.8}_{-3.4}\times 10^{20}$ см $^{-2}$. Как и следовало ожидать, исходя из жесткости спектра, аппроксимация спектра моделью излучения оптически тонкой плазмы не позволяет получить верхнюю границу для температуры плазмы. Нижний предел на температуру составляет ≈ 43 кэВ. Мы также разбили слабые источники на две группы источники, от которых зарегистрировано от 25 до 50 отсчетов (12 источников), и источники с отсчетами менее 25 (25 источников). Средние спектры для обеих групп имеют параметры, совместимые в пределах ошибок с приведенными выше.

Рентгеновские светимости

Для вычисления рентгеновской светимости источников, от которых в среднем регистрируется более 50 отсчетов, мы использовали модель с минимальным значением информационного критерия AIC, что соответствует наилучшей модели для аппроксимации данных. Для более слабых источников мы использовали спектральную модель, полученную в результате аппроксимации среднего спектра слабых источников, приведенную выше.

Величина колонковой плотности водорода на луче зрения вычислялась для каждого источника индивидуально на основе измерений избытка цвета E(B-V). Для пересчета избытка цвета в поглощение A_V мы предполагали $R_V \approx 3.1$ (Карделли и др., 1989), а при вычислении величины колонковой плотности использовали стандартную формулу $N_H \approx 2.21 \times 10^{21} \times A_V$ (Гувер и др., 2009). Для тех источников, где избыток цвета E(B --V) не был известен, мы использовали полную колонковую плотность водорода в Галактике в направлении на источник, полученную по данным обзора HI4PI (HI4PI Collaboration, 2016). Отметим, что, так как типичные спектры источников КН достаточно жесткие (за исключением нескольких источников, обсуждаемых в следующем разделе), часть болометрической поправки, связанная с поправкой рентгеновской светимости за низкочастотное поглощение, невелика, поэтому некоторая неопределенность в величине N_H для источников с неизвестным избытком цвета не сильно влияет на наши результаты. Некоторая неопределенность в форме спектра слабых источников также не сильно влияет на точность оценок их рентгеновской светимости. Так, вариации наклона предполагаемого степенного спектра в интервале 0.9-2.7 приводят к вариации фактора перевода отсчетов в физические потоки на $\pm 15\%$.

Для 41 источника из 52 известны расстояния, что позволяет вычислить их светимости. Для оставшихся одиннадцати источников мы оценили их светимости, используя медианное расстояние источников с известными расстояниями, которое оказалось равным 1.5 кпк. Таким образом, мы получили распределение зарегистрированных источников по их рентгеновской светимости в диапазоне 0.3-2.3 кэВ, откорректированной на поглощение. Полученное распределение показано на рис. 2. Оставшиеся 257 исторических КН из нашей выборки не были зарегистрированы в данных трех обзоров неба СРГ/еРОЗИТы. Для 31 источника из них мы определили расстояния по каталогу Гайя и построили наблюдаемое распределение 3σ верхних пределов на их рентгеновские светимости (рис. 2).

ВСПЫШКА КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ VY Aqr

В ноябре 2020 г. произошла вспышка карликовой новой VY Aqr, которая достигла максимума блеска 8 ноября 2020 г. ~9.6^m в визуальной полосе (Вааген, 2020). В силу случайного совпадения источник в этот день сканировался телескопом СРГ/еРОЗИТА в ходе второго обзора неба, что позволило исследовать поведение источника в рентгеновском диапазоне в максимуме оптической кривой блеска. Во время первого (06/05/2020)



Рис. 3. Усредненный рентгеновский спектр источников с менее 50 отсчетами. Модель степенного наклона представлена красным цветом. Нижняя панель: отношение наблюдаемых отсчетов к модельным в каждом энергетическом канале.

и третьего (09/05/2021) обзоров неба источник находился в спокойном состоянии.

Полученные данные телескопа СРГ/еРОЗИТА впервые позволяют проанализировать рентгеновский спектр источника VY Aqr во время вспышки карликовой новой. Для исследования спектра в спокойном состоянии мы скомбинировали спектры первого и третьего обзоров неба для увеличения статистики. Результаты аппроксимация спектра разными моделями приведены в двух последних столбцах табл. 1.

Наклон степенной модели и температура оптически тонкой плазмы демонстрируют, что во время вспышки карликовой новой спектр источника становится мягче, в то время как светимость увеличивается в ≈10 раз. Характерные температуры в модели потока изобарического охлаждения во вспышке уменьшаются в ≈2 раза. Во время вспышки карликовой новой увеличение темпа аккреции приводит к образованию пограничного слоя с высокой оптической толщиной, что приводит к видимому "смягчению" рентгеновского спектра (см., например, Прингл и др., 1977; Паттерсон и др., 1985b). Отметим, что в ноябре 2007 г. источник VY Agr наблюдался обсерваторией Suzaku в спокойном состоянии (Вада и др., 2017). При аппроксимации спектров Вада и др. (2017) также использовали модель охлаждающегося потока, получив максимальную температуру $kT_{\max} \approx 18.4$ кэВ и темп аккреции $\dot{M}_{\rm acc} \approx 7 \times 10^{-13} \ M_{\odot}/$ год, что близко к нашими значениями.

КАНДИДАТЫ В СВЕРХМЯГКИЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ИСТОЧНИКИ СРЕДИ ВЫБОРКИ ИСТОЧНИКОВ КН СРГ/еРОЗИТЫ

Среди рентгеновских источников КН был произведен поиск кандидатов в сверхмягкие источники, рентгеновское излучение которых связано с фазой послесвечения КН. Для этого мы аппроксимировали спектры всех источников моделью абсолютно черного тела с применением поглощения (модель *tbabs* × *bbodyrad* в XSPEC). Колонковая плотность водорода была зафиксирована на значении, определенном по избытку цвета E(B - V), как описано выше.

Большинство источников из нашей выборки имеют достаточно жесткие рентгеновские спектры, которые не описываются моделью абсолютно черного тела. Аппроксимация таких спектров данной моделью приводит к большим температурам $\gtrsim 200$ эВ и, как правило, небольшим рентгеновским светимостям $L_X \approx 10^{30} \sim 10^{34}$ эрг/с, что не согласуется со значениями, ожидаемыми во время фазы рентгеновского послесвечения КН. Однако эта процедура позволяет выделить источники с мягкими спектрами для дальнейшего исследования. Распределение источников по температуре представлено на рис. 4. Источники с температурами $\gtrsim 600$ эВ были исключены при построении рис. 4.

Для дальнейшего исследования мы отобрали источники с температурой ≤200 эВ (девять источников). Из них пять имели статистически значимый (≥3 σ) поток на энергии выше 1.0 кэВ и после визуальной инспекции были исключены из выборки кандидатов в сверхмягкие источники. В итоге



Рис. 4. Левая панель: Распределение источников КН по температуре абсолютно черного тела. Источники с температурами ≥600 эВ были исключены из распределения. Предварительный отбор кандидатов в сверхмягкие рентгеновские источники производился по температуре ≤200 эВ. Правая панель: Контуры доверительных интервалов 68% и 95% радиуса и температуры модели абсолютно черного тела. Красными линиями обозначены радиусы БК для 0.6 M_{\odot} и 1.4 M_{\odot} , полученные из соотношения массы-радиуса БК из Панеи и др. (2000).

из 52 источников КН мы отобрали четыре потенциальных кандидата в сверхмягкие источники. Их спектры показаны на рис. 5, а на рис. 4 показаны контуры доверительного интервала на радиус и температуру в модели абсолютно черного тела. На рис. 4 также показаны значения радиуса БК массой 0.6 M_{\odot} и 1.4 M_{\odot} , полученные из соотношения массы—радиуса БК из работы Панеи и др. (2000). Ниже каждый из четырех кандидатов в сверхмягкие источники обсуждается индивидуально.

SRGe J174224.2-205309 (V3666 Oph). Anпроксимация спектра источника моделью абсолютно черного тела с фиксированной колонковой плотностью $N_H \approx 6.6 \times 10^{21} \ {\rm cm}^{-2}$ дает температуру $kT \approx 27 \pm 10$ эВ при значении *C*-статистики 6.86 для семи степеней свободы. Наблюдаемая рентгеновская светимость в диапазоне 0.3-2.3 кэВ равна $L_{\rm X,obs} = 1.5 \pm 0.5 \times 10^{31}$ эрг/с. Из-за низкой температуры спектра и относительно большой колонковой плотности водорода болометрическая коррекция светимости составляет ~10⁶. Оценка болометрической светимости (и, соответственно, радиуса излучающей поверхности) имеет большую неопределенность $L_{\rm bol} \approx 2.1^{+25.7}_{-2.0} \times 10^{37}$ эрг/с. Так как расстояние до источника неизвестно, при расчете светимости использовалось медианное расстояние 1.5 кпк. Доверительный интервал для радиуса излучающей поверхности в модели абсолютно черного тела включает область радиусов БК, поэтому рентгеновское излучение от источника может быть связано с рентгеновским послесвечением после вспышки КН. Сверхмягкое рентгеновское излучение от источника детектируется спустя ≈ 1.6 лет после вспышки KH.

SRGe J181018.2-184653 (V5558 Sgr). При аппроксимации спектра источника моделью абсолютно черного тела с фиксированной колонковой плотностью $N_H \approx 5.5 \times 10^{21}$ см⁻² получается температура $kT \approx 25^{+10}_{-7}$ эВ (величина *C*-статистики 2.8 для пяти степеней свободы). Наблюдаемая рентгеновская светимость в диапазоне 0.3–2.3 кэВ равна $L_{\rm X,obs} = 2.8 \pm 0.6 \times 10^{31}$ эрг/с, а болометрическая светимость $L_{\rm bol} \approx 1.8^{+28.8}_{-1.7} \times 10^{37}$ эрг/с. Область ошибок на радиус и температуру модели абсолютно черного тела включает диапазон допустимых радиусов БК, поэтому рентгеновское излучение от источника вполне может быть связано с рентгеновское излучение от источника детектируется спустя ≈ 13 лет после вспышки KH.

SRGe J182052.9-282218 (V5856 Sgr). При аппроксимации спектра источника моделью абсолютно черного тела с фиксированной колонковой плотностью $N_H \approx 2.3 \times 10^{21}$ см⁻² получается температура $kT \approx 101^{+51}_{-28}$ эВ (величина *C*-статистики 3.1 для пяти степеней свободы). Наблюдаемая рентгеновская светимость в диапазоне 0.3–2.3 кэВ равна $L_{\rm X,obs} = 2.9 \pm 0.6 \times 10^{32}$ эрг/с, а болометрическая светимость $L_{\rm bol} \approx 1.1^{+3.6}_{-0.8} \times 10^{33}$ эрг/с. Область ошибок для радиуса и температуры в модели абсолютно черного тела не пересекается с



Рис. 5. Спектры СРГ/еРОЗИТы потенциальных кандидатов в сверхмягкие рентгеновские источники среди выборки КН. Модель абсолютно черного тела представлена сплошной линией (голубой цвет).

областью допустимых радиусов БК, поэтому рентгеновское излучение от источника скорее всего не является фазой послесвечения КН. Сверхмягкое рентгеновское излучение от источника детектируется спустя ≈ 3.4 года после вспышки КН.

Отметим, что параметры мягкого рентгеновского излучения V5856 Sgr практически идентичны параметрам, полученным для поляра V1500 Cyg (рис. 4). Хотя, строго говоря, этого недостаточно для того, чтобы классифицировать источник как поляр, эта гипотеза заслуживает более подробного исследования в ходе последующих наблюдений.

SRGe J211136.5+480905 (V1500 Cyg). Источник V1500 Cyg является известным поляром в Галактике, который демонстрирует многокомпонентный рентгеновский спектр. Мягкая компонента описывается спектром абсолютно черного тела с температурой $kT \approx 60$ эВ, а жесткая спектром тормозного излучения с температурой $kT_{br} \approx 40$ кэВ (см., например, Харрисон и др., 2016). Из-за относительно малого времени экспозиции на источник в обзоре неба жесткая компонента в его спектре не регистрируется, и V1500 Суд наблюдается еРОЗИТой как источник со сверхмягким спектром.

При аппроксимации спектра источника моделью абсолютно черного тела с фиксированной колонковой плотностью $N_H \approx 3.1 \times 10^{21}$ см⁻² получается температура $kT \approx 88^{+36}_{-35}$ эВ (величина *С*-статистики 2.5 для шести степеней свободы). Наблюдаемая рентгеновская светимость в диапазоне 0.3-2.3 кэВ равна $L_{\rm X,obs} = 2.9 \pm 0.6 \times 10^{31}$ эрг/с,

а болометрическая светимость — $L_{\rm bol} \approx 5.1^{+3.6}_{-2.9} \times 10^{32}$ эрг/с.

НАБЛЮДАЕМОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИСТОЧНИКОВ ПО ТЕМПУ АККРЕЦИИ

Исторические КН представляют собой выборку подтвержденных БК, на поверхности которых горение водорода происходит в нестационарном режиме. Измерение их рентгеновской светимости в спокойном состоянии после завершения вспышки позволяет оценить или ограничить сверху величину темпа аккреции в этих системах. С другой стороны, стационарные сверхмягкие источники, наблюдающиеся в ярком состоянии со светимостью $\gtrsim 10^{37}$ эрг/с на протяжении нескольких десятков лет, представляют примеры источников, в которых ядерное горение водорода происходит в стационарном режиме (или близко к нему). Темп аккреции в таких источниках нетрудно оценить, предполагая, что их светимость обусловлена термоядерными реакциями горения водорода. Сравнение полученных распределений темпов аккреции для этих двух типов аккрецирующих БК позволяет проверить предсказания теории термоядерного горения на поверхности БК.

Стационарные сверхмягкие рентгеновские источники

При термоядерном горении водорода на поверхности аккрецирующего БК болометрическая светимость источника определяется как

$$\mathcal{L}_{\rm bol} = \epsilon_H X_H M_{\rm acc},\tag{1}$$

где энергия, выделяемая при горении водорода, $\epsilon_H \approx 6 \times 10^{18}$ эрг/г, массовая доля водорода $X_H \approx$ ≈ 0.72 и $\dot{M}_{\rm acc}$ — темп аккреции вещества. Используя эту формулу, мы вычислили значения темпа аккреции для 10 известных стационарных сверхмягких рентгеновских источников из каталога Грейнера (1996).

Источники КН в спокойном состоянии

Основная часть источников КН находится в спокойном состоянии, за исключением нескольких сверхмягких рентгеновских источников, ассоциированных с недавними КН и источника VY Aqr, который наблюдался СРГ/еРОЗИТой в пике вспышки карликовой новой. Эти источники подробно обсуждались в предыдущих разделах. В спокойном состоянии, в ходе аккреции вещества на БК половина излучаемой энергии выделяется в аккреционном диске, а половина — в пограничном слое вблизи поверхности БК. При обсуждаемых темпах аккреции, $\dot{M}_{\rm acc} \lesssim 10^{-9} \ M_{\odot}$ /год, пограничный слой является оптически тонким (см., например, Паттерсон и др., 1985а), аккреционный диск — оптически толстым (Шакура и др., 1988). Некоторая часть энергии аккреции преобразуется в излучение в оптически тонкой горячей короне аккреционного диска (см., например, Мейер и др., 1984, 1994). Излучение собственно аккреционного диска имеет характерную температуру $kT \lesssim 10$ эВ и в основном находится за пределами энергетического диапазона СРГ/еРОЗИТы, а наблюдаемое рентгеновское излучение производится горячей короной диска и пограничным слоем. С учетом вышесказанного, темп аккреции и рентгеновская светимость связаны соотношением

$$L_X = \eta \times \frac{G \, M_* \dot{M}_{\rm acc}}{R_*},\tag{2}$$

где под рентгеновской светимостью мы понимаем светимость в широком диапазоне энергий 0.1–100 кэВ, η — доля энергии, излучаемой в рентгеновском диапазоне ($\eta \lesssim 1$), $\dot{M}_{\rm acc}$ — темп аккреции, M_* и R_* — масса и радиус БК.

Значение параметра η зависит от соотношения долей энергии, излучаемой в разных частях аккреционного потока — в аккреционном диске, короне диска и пограничном слое. Из теоремы вириала следует, что в случае медленно вращающегося БК доля энергии, высвобождаемой в пограничном слое, составляет 50%. Поэтому, принимая во внимание, что пограничный слой является оптически тонким, мы ожидаем $\eta \gtrsim 0.5$. Вклад излучения короны аккреционного диска приведет к увеличению значения η , но, очевидно, должно выполняться условие $\eta < 1$. В нижеследующих расчетах мы предполагали $\eta = 0.5$.

Для оценки болометрической поправки для рентгеновской светимости, измеряемой в диапазоне 0.3–2.3 кэВ, мы предполагали, что спектр источника описывается моделью тормозного излучения. При вариации температуры тормозного излучения в интервале 5–20 кэВ, болометрическая поправка меняется в интервале $L_X/L_X[0.3-2.3] \approx 2.4 - 5.4$. Для дальнейших расчетов мы предполагали $kT_{br} = 10$ кэВ и болометрическая поправка составляет ≈ 3.5 .

В тех случаях, когда масса БК была неизвестна, мы предполагали, что она равна $M_{WD} = 0.8 \ M_{\odot}$. Радиус БК рассчитывался из соотношения массырадиуса Панеи и др. (2000).

Распределение БК по темпу аккреции

На левой панели рис. 6 на плоскости $M_{\rm WD}$ – $\dot{M}_{\rm acc}$ изображены источники КН, для которых есть измерения массы БК (табл. 2). Как следует



Рис. 6. Левая панель: Наблюдаемое распределение КН с известными массами БК на плоскости $M_{\rm WD} - \dot{M}_{\rm acc}$. Область стационарного термоядерного горения на поверхности аккрецирующего БК, полученная по расчетам Вульфа и др. 2013, представлена сплошными красными линиями. Правая панель: Наблюдаемое распределение всех рентгеновских источников КН (синий цвет) и известных стабильных сверхмягких рентгеновских источников (красный цвет, пунктирные линии) из каталога Грейнера 1996 по темпу аккреции. Правая панель является проекцией плоскости $M_{\rm WD} - \dot{M}_{\rm acc}$. Вертикальные, красные линии на правой панели: границы полосы стабильности для $\dot{M}_{\rm acc} \approx 2.5 \times 10^{-8} M_{\odot}/$ год ($M_{WD} \approx 0.51 M_{\odot}$) и $\dot{M}_{\rm acc} \approx 6 \times 10^{-7} M_{\odot}/$ год ($M_{WD} \approx 1.34 M_{\odot}$).

из этого рисунка, все источники КН расположены значительно ниже "полосы стабильности", как и следовало ожидать, исходя из того факта, что выборка исторических КН состоит из аккрецирующих БК, про которые достоверно известно, что горение водорода на поверхности БК происходит в нестационарном режиме. Полоса стабильности на рис. 6 построена на основе расчетов Вульфа и др. (2013).

На правой панели рисунка приведены распределения по темпу аккреции всех источников КН, детектируемых СРГ/еРОЗИТой, и известных стационарных сверхмягких источников из каталога Грейнера (1996). На этом рисунке также изображена проекция теоретической "полосы стабильности" на ось темпа аккреции. Как видно из рисунка, источники с нестационарным горением водорода на поверхности БК ($\dot{M}_{\rm acc}\approx 10^{-12}\sim 10^{-8}~M_\odot/$ год) и стабильные сверхмягкие источники ($\dot{M}_{\rm acc} \approx 10^{-7.5} \sim$ $\sim 10^{-6}~M_{\odot}$ /́год) занимают разные, не пересекающиеся по темпу аккреции интервалы. На одномерном распределении по темпу аккреции один источник — V2487 Oph — попадает в область, занимаемую стационарными сверхмягкими источниками, однако, как видно из левой панели рис. 6, это эффект проекции, и на плоскости $M_{\rm WD} - \dot{M}_{\rm acc}$ источник V2487 Oph ($M_{\rm WD} \approx 1.35~M_{\odot}$ и $\dot{M}_{\rm acc} \approx 9 \times$ $\times 10^{-8} M_{\odot}$ /год) расположен ниже "полосы стабильности".

ОБСУЖДЕНИЕ

Природа рентгеновского излучения от источников КН

Известно несколько механизмов генерации рентгеновского излучения после окончания вспышки КН от незамагниченного БК: (i) в ударной волне при взаимодействии выброшенной оболочки КН с межзвездной средой, с веществом звездного ветра компаньона или веществом оболочки, выброшенной во время предыдущих событий КН (см., например, Брехер и др., 1977; Боде, Эванс, 2008); (ii) рентгеновское послесвечение, возникающее в результате догорания водорода на поверхности БК (см. обсуждение ниже); (iii) излучение аккреционного диска, короны и пограничного слоя в спокойном состоянии КН, включая вспышки карликовых новых.

В первом случае рентгеновское излучение оптически тонкой плазмы с характерной светимостью $L_X \lesssim 10^{32} - 10^{34}$ эрг/с наблюдается на временных масштабах порядка ~100 дней после вспышки (см., например, Метцгер и др., 2014). Так как таких недавних КН в нашей выборке нет, этот механизм можно исключить из дальнейшего рассмотрения.

Рентгеновское послесвечение КН также длится в течение относительно недолгого периода после вспышки КН (но значительно дольше, чем излучение ударной волны) и легко идентифицируется по сверхмягкому спектру. Таких источников в нашей выборке два, и они обсуждаются ниже. Отметим, что сверхмягкое рентгеновское излучение может также наблюдаться в случае замагниченных БК поляров, однако в этом случае чаще происходит стационарное горение водорода, и вспышки КН наблюдаются реже. Интересно, что в нашей выборке КН есть один подтвержденный поляр и еще один источник с похожими рентгеновскими свойствами (см. обсуждение ниже).

Единственным механизмом генерации рентгеновского излучения спустя большое время после вспышки КН является аккреция вещества звездыдонора на БК. Этот механизм объясняет рентгеновское излучение большинства источников КН в нашей выборке, как это подтверждается свойствами их рентгеновских спектров, что позволяет использовать рентгеновское излучение в качестве индикатора для измерения характерного темпа аккреции в этих системах. Как уже обсуждалось выше, основной вклад в рентгеновское излучение вносят пограничный слой вблизи поверхности БК и корона аккреционного диска.

Эмпирически, для описания спектра излучения пограничного слоя в катаклизмических переменных часто успешно применяется модель потока изобарического охлаждения, описывающая остывание газа при постоянном давлении от характерной максимальной температуры $kT_{
m max}$ \sim 10-60 кэ ${
m B}$ до некоторой минимальной температуры $kT_{\min} \lesssim$ $\lesssim 1$ кэВ (см., например, Мукаи и др., 2003, 2009; Баскилл и др., 2005; Пандель и др., 2005, 2009; Вада и др., 2017). Интересно отметить, что среди ярких источников, для которых проводился детальный спектральный анализ, наблюдается некоторая дихотомия — в то время как для большинства источников наилучшее описание наблюдаемого спектра достигается моделью изобарического охлаждения, для четырех источников — GK Per, V392 Per, X Ser, V4743 Sgr — это не так. Аппроксимация спектров этих источников степенным законом дает фотонный индекс $\Gamma \sim 1$ (в то время как $\Gamma \sim 2-3$ для источников, хорошо описываемых моделью изобарического охлаждения). Наблюдаемые различия в форме спектра не коррелируют очевидным образом со светимостью источника. Отметим, что один из четырех источников с жесткими спектрами, GK Per, является подтвержденным промежуточным поляром, а еще один V4743 Sgr — кандидатом в промежуточные поляры (Земко и др., 2016), как природа двух других неизвестна. Можно было бы предположить, что они также являются (промежуточными) полярами, однако такой вывод представляется преждевременным.

Усредненный спектр слабых источников (от которых в обзоре было зарегистрировано менее 50 отсчетов) также является жестким, с фотонным индексом $\Gamma \sim 1$. На основе имеющихся данных

мы не можем предложить обоснованную интерпретацию этого результата, однако отметим, что жесткость спектра может указывать на то, что заметная доля этих источников является (промежуточными) полярами с низким темпом аккреции. Согласно каталогу Риттера и др. (2003), среди них есть один подтвержденный промежуточный поляр (DQ Her) и два кандидата (V533 Her и V2467 Cyg). Исключение этих источников из усреднения не меняет форму среднего спектра. По мере дальнейшего сканирования неба и накопления данных статистика по отдельным источникам увеличится почти в три раза, и станет возможен детальный спектральный анализ большего числа источников, что, вероятно, поможет прояснить механизмы генерации рентгеновского излучения в катаклизмических переменных.

Стационарное и нестационарное термоядерное горение водорода на поверхности аккрецирующего БК

В зависимости от темпа аккреции и массы БК, горение водорода на его поверхности может происходить в стационарном или нестационарном режиме. Как следует из рис. 6, стационарные сверхмягкие рентгеновские источники по темпу аккреции расположены, как и следовало ожидать, в "полосе стабильности". В то же время все источники КН расположены значительно ниже полосы стабильности, в соответствии с предсказаниями теории термоядерного горения на поверхности БК.

Подчеркнем, что метод отбора, основанный на списке исторических КН, позволяет получить выборку надежных аккрецирующих БК, горение водорода на поверхности которых происходит в нестационарном режиме. Насколько нам известно, такой метод конструирования выборки нами применен впервые.

В целях полноты изложения отметим, что существование "полосы стабильности" все еще является предметом дискуссии. В ряде расчетов предполагается, что термоядерное горение водорода на поверхности БК происходит нестационарно во всем интервале значений темпа аккреции и массы БК (см., например, Приальник и др., 1995; Ярон и др., 2005; Старрфилд и др., 2013). В этих моделях с увеличением темпа аккреции амплитуда вспышек уменьшается, а их частота растет, при этом уменьшается потеря вещества, и такие источники по своим свойствам становятся близки к (квази)стационарным сверхмягким источникам. Обсуждаемые данные СРГ/еРОЗИТы не позволяют различить эти два класса моделей.

Сверхмягкое рентгеновское послесвечение КН

Среди 52 источников КН, зарегистрированных в рентгеновском диапазоне, мы нашли четыре сверхмягких рентгеновских источника. Светимость и температура двух из них — V5558 Sgr и V3666 Oph — дают размер излучающей области, совместимый с диапазоном допустимых размеров БК (отметим, что для сверхмягких спектров существует сильное вырождение между температурой и светимостью или размером). Интерпретация их сверхмягкого рентгеновского излучения как результат догорания остаточного водорода на поверхности БК представляется вполне правдоподобной.

Продолжительность фазы рентгеновского послесвечения КН зависит от массы БК и начальной массы оболочки (см., например, Сораисам и др., 2016). Сверхмягкое рентгеновское излучение V5558 Sgr и V3666 Oph детектируется спустя ≈ 13 лет и ≈ 1.6 года после вспышки КН соответственно. Теоретическая зависимость между массой БК и временем послесвечения КН позволяет ограничить массу БК этих источников. Основываясь на теоретических кривых блеска для рентгеновской фазы послесвечения КН Сораисам и др. (2016), мы ожидаем, что у источника V5558 Sgr масса БК не должна превышать $\leq 0.8 M_{\odot}$, а у V3666 Oph масса БК $\leq 1 M_{\odot}$. Вышеприведенное ограничение на массу БК в V5558 Sgr хорошо согласуется с массой, которая была получена по анализу наклона оптической кривой блеска и по оптической спектроскопии $M_{\rm WD} \approx 0.58 - 0.63 \ M_{\odot}$ (Поджиани, 2010).

Для сравнения отметим, что в нашей Галактике известны 3 КН с продолжительностью фазы рентгеновского послесвечения более трех лет: V723 Cas (18–19 лет) (Несс и др., 2008, 2015), GQ Mus (~10 лет) (Шенли и др., 1995), V574 Pup (~3.2 лет) (Шварц и др., 2011). Таким образом, источник V5558 Sgr является вторым в Галактике по продолжительности фазы рентгеновского послесвечения.

Сверхмягкое рентгеновское излучение от поляров и их кандидатов

Источник V1500 Суд является известным поляром в нашей Галактике, и в его спектре, наряду с жестким излучением, присутствует сверхмягкая компонента. СРГ/еРОЗИТА детектирует лишь сверхмягкую компоненту в спектре этого источника, а жесткая компонента находится ниже порога чувствительности обзора всего неба. Размер излучающей области сверхмягкой компоненты, \$104 км (68%), значительно меньше размера БК и соответствует размеру полярной области в магнитном полюсе БК (Варнер, 2003). Такая сверхмягкая компонента часто наблюдается у поляров (см., на-пример, Рамзи и др., 1996, 2004).

Сверхмягкое рентгеновское излучение от источника V5856 Sgr не может быть связано с рентгеновским послесвечением КН в силу малого размера излучающей поверхности (см. рис. 4). Интересно отметить, что параметры сверхмягкой компоненты в V5856 Sgr идентичны V1500 Cyg. На основании этого можно было бы предположить, что V5856 Sgr также является поляром. Из-за малого числа отсчетов в рентгеновском спектре V5856 Sgr мы не детектируем жесткую компоненту, как и в случае с источником V1500 Суд. Более строгое обоснование этого предположения требует дальнейших наблюдений в оптическом и рентгеновском диапазонах спектра. Отметим также, что V5856 Sgr был классифицирован как один из самых ярких источников в γ -диапазоне, обнаруженных во время вспышки КН (Ли и др., 2017).

Спектр источника V2491 Суд пекулярен в том, что это единственный источник из нашей выборки, спектр которого не может быть описан ни одной из однокомпонентных моделей. Хотя источник и не регистрировался как сверхмягкий источник в нашем поиске, для адекватного описания его рентгеновского спектра требуется добавление мягкой чернотельной компоненты с температурой ≈ 65 эВ. На момент наблюдений СРГ/еРОЗИТы с момента вспышки КН прошло 12 лет. Масса БК в этой системе составляет $M_{\rm WD} = 1.35~M_{\odot}$ (см. табл. 2). Для таких массивных БК продолжительность фазы рентгеновского послесвечения не превышает ~месяца (Сораисам и др., 2016). Кроме того, площадь излучающей поверхности сверхмягкого рентгеновского излучения в этом источнике составляет $\approx 6 \times 10^6$ км², что более чем на порядок меньше площади БК $\approx 10^8$ км² для массы 1.35 M_{\odot} . Эти факты говорят о том, что наблюдаемая сверхмягкая компонента в спектре V2491 Cyg не может быть связана с фазой рентгеновского послесвечения KH.

Сверхмягкое рентгеновское излучение от этого источника детектировалось в спокойном состоянии и раньше. В частности, он наблюдался спутником Suzaku спустя ≈ 2 года после вспышки КН. В этих наблюдениях также была обнаружена сверхмягкая компонента с температурой ≈ 77 эВ и болометрической светимостью $\approx 1.4 \times 10^{35} \times (d/10.5 \text{ кпк})$ эрг/с (см., например, Земко и др., 2015). Среди рассматриваемых гипотез есть и предположение о том, что этот источник является промежуточным поляром. К сожалению, данные СРГ/еРОЗИТы не помогают прояснить вопрос о природе этого источника.





ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 9 2021

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы исследовали рентгеновское излучение от исторических КН в нашей Галактике. Мы использовали данные трех обзоров неба орбитальной обсерватории СРГ телескопа СРГ/еРОЗИТА на половине неба, обработку данных на которой выполняет Российский консорциум телескопа СРГ/еРОЗИТА. Наши результаты могут быть кратко сформулированы следующим образом:

1. Из 309 известных исторических КН (рис. 1, 2) рентгеновское излучение было зарегистрировано от 52 источников. Большинство источников находятся в спокойном состоянии — их рентгеновское излучение связано с аккрецией вещества в двойной системе и производится преимущественно в пограничном слое у поверхности БК и в горячей короне аккреционного диска. Рентгеновские светимости составляют $L_X \approx 10^{30} - 10^{34}$ эрг/с в диапазоне 0.3–2.3 кэВ.

2. Мы провели подробный анализ спектров ярких источников, от которых СРГ/еРОЗИТА зарегистрировала более 50 отсчетов (11 источников, рис. 7, табл. 1). По свойствам их спектров в диапазоне 0.3-7 кэВ яркие источники можно разделить на две группы. Для большинства (7 из 11) источников наилучшая аппроксимация спектров достигается моделью потока изобарического охлаждения с параметрами, типичными для катаклизмических переменных. Для четырех источников — GK Per, V392 Per, X Ser и V4743 Sgr модель изобарического охлаждения не применима. Эти источники имеют аномально жесткие спектры с фотонным индексом $\Gamma \sim 1$, в то время как $\Gamma \sim 2-3$ для семи источников, упомянутых выше. Два из этих четырех источников — GK Per и V4743 Sgr, являются промежуточным поляром и кандидатом в промежуточные поляры. Мы предположили, что два оставшихся источника также могут быть промежуточными полярами, однако имеющихся данных недостаточно, чтобы проверить эту гипотезу.

3. Усредненный спектр слабых источников (менее 50 отсчетов) в диапазоне 0.3–7 кэВ является аномально жестким и хорошо описывается однокомпонентной степенной моделью с фотонным индексом $\Gamma = 0.96^{+0.18}_{-0.17}$ (рис. 3), что напоминает спектры промежуточных поляров. Интерпретация этого результата требует дальнейших наблюдений, в частности в ходе последующих сканирований неба телескопом СРГ/еРОЗИТА.

4. Исторические КН представляют из себя выборку подтвержденных аккрецирующих БК, на поверхности которых термоядерное горение водорода происходит в нестационарном режиме. Их рентгеновские светимости в спокойном состоянии являются хорошим индикатором темпа аккреции в двойной системе. Мы впервые использовали этот факт для того, чтобы получить распределение по темпу аккреции БК с нестационарным горением водорода на поверхности и сравнили его с распределением по темпу аккреции в стационарных сверхмягких источниках, где горение водорода происходит в стационарном режиме. Полученные распределения (рис. 6) занимают непересекающиеся области по темпу аккреции и количественно согласуются с предсказаниями теории термоядерного горения водорода на поверхности БК.

5. В нашей выборке исторических КН мы нашли четыре источника со сверхмягкими спектрами, у которых отсутствует излучение выше ~1 кэВ. Для двух из них — V5558 Sgr и V3666 Oph — параметры чернотельной аппроксимации, в частности, размер излучающей поверхности, указывают на то, что мы имеем дело с рентгеновским послесвечением KH, наблюдаемым через ≈ 13 лет и ≈ 1.6 года после вспышки КН. Один источник — V1500 Cyg является известным поляром и в его случае размер излучающей поверхности значительно меньше размера БК и близок к ожидаемому размеру приполярной области замагниченного БК. Такие же параметры сверхмягкого излучения в четвертом источнике, V5856 Sgr, что позволяет предположить, что он также может быть поляром.

6. Сверхмягкая компонента с похожими параметрами также детектируется в спектре V2491 Суд, наряду с более жесткой спектральной компонентой. Как уже предлагалось в более ранних работах (см., например, Земко и др., 2015), параметры сверхмягкой компоненты также позволяют предположить, что этот источник может быть промежуточным поляром.

7. В ходе второго обзора неба, в ноябре 2020 г. телескопом СРГ/еРОЗИТА наблюдалась вспышка карликовой новой в источнике VY Аqг, который входит в нашу выборку КН. В силу случайного совпадения рентгеновские наблюдения пришлись на пик оптической кривой блеска. Мы провели детальный анализ рентгеновских спектров этого источника во вспышке и в спокойном состоянии.

8. В целом результаты рентгеновской спектроскопии позволяют предположить, что в нашей выборке исторических КН, детектируемых в рентгеновском диапазоне, некоторую долю могут составлять системы с замагниченными БК. Это предположение будет проверяться в ходе дальнейших сканирований неба телескопом СРГ/еРОЗИТА. Также большую важность имеют более детальные оптические исследования этих источников.

$\begin{array}{c c} \mbox{tibabs} \times \mbox{power law} & \\ \hline $N_{H}[\times 10^{21} \ \mbox{cm}^{-2}] & 1.52 \pm 0.527 \pm 0.$		w L Jgc	V2487 Oph	V 392 Per	V 2491 Cyg	WX Cet	DK Lac	X Ser	V4743 Sgr /	/ Y Aqr(quisence)	VY Aqr(outburst)
$\begin{array}{c c} N_{H}[\times 10^{21} \ {\rm cm}^{-2}] & 1.52 \pm 0 \\ \Gamma & \Gamma & 2.27 \pm 0 \\ C - stat/d.o.f. & 317.8/2 \\ \alpha \ ({\rm goodness}) & 210^{-} \\ AIC & 323.8 \\ log (L_{X}^{pw}[{\rm spr/c}])^{a} & 32.37^{+0}_{-1} \\ thabs \times meka & 0.89^{+0}_{-0} \\ N_{H}[\times 10^{21} \ {\rm cm}^{-2}] & 0.89^{+0}_{-0} \end{array}$											
$ \begin{array}{c c} \Gamma & 2.27 \pm 0 \\ C-stat/d.o.f. & 317.8/2 \\ \alpha \left(\text{goodness} \right) & \leq 10^{-} \\ AIC & 323.t \\ Og(L_X^{pw}[\operatorname{spr/c}])^a & 32.37_{-f}^+ \\ tbabs \times meka & 32.37_{-f}^+ \\ \end{array} $	0.28 $2.51^{+0.57}_{-0.52}$	$0.41\substack{+0.34\\-0.31}$	$1.57\substack{+0.62\\-0.52}$	1.37 ± 0.71	$0.91\substack{+0.93\\-0.73}$	$1.01\substack{+0.99\\-0.75}$	$4.30\substack{+3.98\\-2.78}$	≤ 5.04	≤ 2.34	≤ 1.1	0.96 ± 0.30
$\begin{array}{llllllllllllllllllllllllllllllllllll$	0.17 1.01 ± 0.19	$1.80^{+0.24}_{-0.26}$	$2.26\substack{+0.42\\-0.34}$	0.96 ± 0.26	$3.20^{+0.99}_{-0.76}$	$2.45 \substack{+0.71 \\ -0.59}$	$2.70^{+2.01}_{-1.32}$	$1.15^{+1.82}_{-1.25}$	$1.20^{+1.36}_{-0.48}$	$1.59\substack{+0.53\\-0.38}$	2.61 ± 0.24
$\begin{array}{c c} \alpha \ (\text{goodness}) & \leq 10^{-} \\ AIC & 323.6 \\ Iog(L_X^{pw}[\operatorname{spr/c}])^a & 32.37^{+6}_{-1} \\ tbabs \times meka & 0.89^{+0}_{-1} \\ N_H \ [\times 10^{21} \ \mathrm{cm}^{-2}] & 0.89^{+0}_{-0} \end{array}$	248 252.0/199	126.2/138	143.6/119	84.1/72	89.9/50	42.2/45	23.8/26	12.8/18	18.7/18	31.6/22	141.7/108
$\begin{array}{c c} AIC & 323.8\\ log(L_X^{pw}[\operatorname{spr/c}])^a & 32.37^{+(}_{-1}\\ tbabs \times meka & 32.37^{+(}_{-1}\\ N_H [\times 10^{21} \ \mathrm{cm}^{-2}] & 0.89^{+0}_{-0} \end{array}$	-5 10-2	0.57	$\leq 10^{-5}$	0.32	$\leq 10^{-5}$	0.54	0.35	0.73	0.48	0.11	$\leq 10^{-5}$
$\frac{\log(L_X^{pw}[\operatorname{spr/c}])^a}{\operatorname{tbabs} \times \operatorname{meka}} \xrightarrow{32.37_{-1}^{+C}} \frac{32.37_{-1}^{+C}}{0.89_{-0}^{+0}}$	3 258.0	132.2	149.6	90.2	95.9	48.2	29.8	18.8	24.7	37.6	147.7
tbabs × meka $N_H [\times 10^{21} \text{ cm}^{-2}]$ 0.89 ⁺⁰	$\begin{array}{c} 0.06\\ 0.04\\ 0.04\end{array}$ 32.50 \pm 0.0	$4 30.00 \pm 0.03$	$35.54\substack{+0.13\\-0.08}$	$33.81\substack{+0.10\\-0.09}$	$34.46\substack{+0.50\\-0.34}$	$30.25_{-0.15}^{+0.28}$	$32.73\substack{+0.84\\-0.41}$	$33.09\substack{+0.30\\-0.15}$	33.13 ± 0.16	$30.08\substack{+0.14\\-0.09}$	$31.07\substack{+0.16\\-0.12}$
$N_H [\times 10^{21} \mathrm{cm^{-2}}] = 0.89^{+0}_{-0}$											
	$^{09}_{15}$ 3.30 \pm 0.2	≤ 0.02	0.71 ± 0.20	$2.35^{\pm 0.38}_{-0.36}$	≤ 0.40	≤ 1.37	$2.96^{+1.56}_{-1.34}$	5.50	≤ 0.10	≤ 0.87	0.45 ± 0.15
kT [K ₉ B] 2.02 $\stackrel{+0.5}{-0.5}$.30 10*	$4.62^{+1.37}_{-1.58}$	$3.05^{+1.53}_{-0.64}$	10*	$0.97^{+0.28}_{-0.33}$	$1.37_{-0.30}^{+0.61}$	$1.67^{+5.53}_{-0.88}$	$1.52^{+1.10}_{-0.50}$	10^{*}	$1.36^{+1.41}_{-0.29}$	$0.80^{+0.09}_{-0.06}$
$Z[Z_{\odot}] < 0.0$	2 <2 <2	$0.40^{+0.61}_{-0.37}$	<0.1	<3.2	$<5 \times 10^{-3}$	$0.16_{-0.11}^{+0.27}$	<0.2	<0.14	$\stackrel{<}{<}$	$0.38_{-0.34}^{+0.87}$	$0.06^{+0.03}_{-0.03}$
C = stat/d.o.f. 314.2/2	247 264.4/199	125.8/137	154.6/118	90.0/72	-106.5/49	36.8/44	24.4/25	$\frac{-}{14.7/17}$	18.8/18	26.6/21	126.4/107
α (goodness) $\leq 10^{-10}$	$5 9 \times 10^{-3}$	0.58	10^{-2}	0.12	$\leq 10^{-5}$	0.68	0.67	0.56	0.43	0.08	0.11
AIC 322.5	272.4	133.8	162.6	95.0	114.5	44.8	32.4	22.7	26.8	34.6	134.4
$log(L_X^{meka}[\operatorname{spr/c}])^a$ 32.29 ⁺⁽	$^{0.01}_{0.02}$ 32.52 \pm 0.0	$3 30.00 \pm 0.07$	35.49 ± 0.04	33.80 ± 0.06	$34.30^{+0.05}_{-0.04}$	30.12 ± 0.08	$32.54_{-0.10}^{+0.22}$	3.10 ± 0.08	33.13 ± 0.10	29.92 ± 0.10	30.96 ± 0.04
tbabs × mkcflow											
$N_H[\times 10^{21} \mathrm{cm}^{-2}]$ 0.73 ± 0	0.13	≤ 0.02	≤ 0.13		≤ 0.29	≤ 0.27	$2.93^{\pm 1.23}_{-0.86}$			≤ 0.37	≤ 0.2
kT_{min} [K3B] ≤ 0.1	6	≤ 1.06	≤ 0.92		≤ 0.25	$8^*\times 10^{-3}$	≤ 0.91			$0.95^{\pm 1.29}_{-0.75}$	≤ 0.31
kT_{\max} [K3B] 6.97 ⁺¹ ₋₁	.53 .30	$17.20\substack{+20.33\\-6.94}$	$24.72^{+22.63}_{-9.91}$		$1.98\substack{+0.93\\-0.70}$	$6.37\substack{+2.71\\-2.51}$	$5.15^{+18.69}_{-2.69}$			$5.14 \substack{+8.35 \\ -3.29}$	$2.91\substack{+0.45\-0.40}$
$Z[Z_{\odot}]$ 0.19 ⁺⁰	.10	$0.32_{-0.19}^{+0.34}$	≤ 0.21		${\leq}3\times10^{-3}$	$0.55\substack{+0.59\\-0.41}$	≤ 0.35			*	$0.24\substack{+0.09\\-0.08}$
$\dot{M}_{acc}[\times 10^{-12} \ M_{\odot}/\text{rog}] 53.3^{+1}_{-9}$	5.2 .8	$11.0^{+5.0}_{-3.9} \times 10^{-2}_{-3.9}$	$3.1^{+1.1}_{-1.0} \times 10^4$	<u></u>	$1.3^{+2.3}_{-0.8} \times 10^4$	$0.4^{+0.2}_{-0.1}$]	$[35.1^{+983.1}_{-135.1}]$			$0.5^{\pm 1.6}_{-0.3}$	$6.6^{+2.3}_{-0.9}$
$C - stat/d.o.f. \qquad 287.9/2$	246	123.5/137	113.5/116		101.6/49	37.3/44	23.3/24			24.6/21	109.6/107
α (goodness) 0.11		0.54	0.21		$\leq 10^{-5}$	0.66	0.55			0.19	0.45
AIC 297.6		131.5	123.52		101.6	45.3	33.3			31.7	119.6
$log(L_X^{mkcflow}[\operatorname{spr/c}])^a$ 32.23 ±	0.02	29.86 ± 0.05	35.45 ± 0.06		34.20 ± 0.04	30.09 ± 0.07	$32.49^{\pm 0.33}_{-0.11}$			$29.97\substack{+0.13\\-0.11}$	$30.91\substack{+0.04\\-0.03}$
tbabs \times (bbody + meka)											
$N_{H}[imes 10^{21} { m cm}^{-2}]$			$4.25^{\pm1.53}_{-1.41}$		$3.61^{\pm 1.24}_{-1.55}$						
kT_{BB} [9B]			96^{+21}_{-14}		65^{+11}_{-9}						
kT_{meka} [K $\Im B$]			$6.7^{+48.8}_{-2.7}$		10^*						
$Z[Z_{\odot}]$			*		1*						
C - stat/d.o.f.			116.7/117		44.9/49						
α (goodness)			0.82		0.67						
AIC			127.0		52.9						
$log(L^{BB}_{bol}[\operatorname{spr/c}])^a$			36.31 ± 0.61		$36.05^{\pm 0.81}_{-0.73}$						
$log(L_X^{meka}[\operatorname{spr/c}])^a$			35.54 ± 0.12		34.41 ± 0.12						
R_{BB} [km]			439^{+618}_{-289}		700^{+1552}_{-458}						

628

ГАЛИУЛЛИН, ГИЛЬФАНОВ

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 9 2021

(6) (7) (10) (11) (12) (12) (12) 36 2.29 2.99 0.72(1) $ (2.2 \pm 0.)$ 14 4.42 7.07 0.56 \pm 0.02(3) 1.73 \pm 0.01(G) $ (6.1 \pm 2.2)$ 36 6.26 5.37 0.9(5) 1.97 \pm 0.66(G) $ (7.8 \pm 1.)$ 08 10.92 1.64 0.57(7) 4.5(7) $ (7.8 \pm 1.)$ 08 1.14 2.88 0.98(9) $ (1.5 \pm 0.)$ 25 1.88 5.82 0.72(11) 3.88(11) 1.21(b) $(1.3 \pm 0.)$ 26 2.38 4.37 0.68(13) 3.99 \pm 1.0(14) $ (1.9 \pm 0.)$ 18 1.59 1.43 0.34(16) $4.5 \pm 0.8(18)$ $ (2.9 \pm 0.)$ 3 1.98 1.30 0.18(18) $ (2.8 \pm 0.)$
36 2.29 2.99 $0.72(1)$ $-$ 14 4.42 7.07 $0.56 \pm 0.02(3)$ $1.73 \pm 0.01(G)$ 36 6.26 5.37 $0.9(5)$ $1.97 \pm 0.66(G)$ 08 1.092 1.64 $0.57(7)$ $4.5(7)$ 1.3 09 1.14 2.88 $0.98(9)$ $ -$ 25 1.88 5.82 $0.72(11)$ $3.88(11)$ 1.2 26 2.38 4.37 $0.68(13)$ $3.99 \pm 1.0(14)$ 1.2 18 1.43 $0.34(16)$ $4.5\pm 0.8(18)$ 1.2 1.3 10.18 1.98 $0.18(18)$ $4.5\pm 0.8(18)$ 1.2
14 4.42 7.07 0.56 ± 0.02 (3) 1.73 ± 0.01 (C 36 6.26 5.37 $0.9(5)$ 1.97 ± 0.66 (C 08 10.92 1.64 0.57 (7) 4.5 (7) 09 1.14 2.88 $0.98(9)$ $-$ 25 1.88 5.82 0.72 (11) $3.88(11)$ 26 2.38 4.37 0.68 (13) 3.99 ± 1.0 (1^4 18 1.43 0.34 (16) 4.2 (16) 13 1.98 1.30 0.18 (18) 4.5 ± 0.8 (18)
$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$
08 10.92 1.64 0 09 1.14 2.88 0 25 1.88 5.82 0 59 2.38 4.37 0 18 11.59 1.43 0 03 1.98 1.30 0
09 1.14 25 1.88 59 2.38 1811.59 03 1.98
$\circ \circ $
J183145.9–1418 J182052.9–2822 J202330.5+2046
3 7.19 J1 0 6.20 J2
59 - 28.37 153 88 20.76760
- CLU

РЕНТГЕНОВСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ КЛАССИЧЕСКИХ НОВЫХ

Таблица 2. Список рентгеновских источников из каталога CPГ/ePO3ИTA, имеющие отождествления с классическими новыми в Галактике

Nº Date	Nova	RA (°)	DEC i	$\mathcal{R}_{ m err}(98\%)$	SRGe	"	$rac{N_{ m H,Gal}}{(10^{21}{ m cm}^{-2})}$	E(B-V)	d (кпк)	$M_{ m WD} (M_{\odot})$	L_X ($\Im pr/c$)	L_X^0 $(\Im \mathrm{pr/c})$
(1) (2)	(3)	(4)	(5)	(9)	(2)	(8)	(6)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
32 23/01/1950(C)	DK Lac	342.44570	53.28933	4.80	1224947.0 + 531722	1.77	2.70	$0.22 \pm 0.06 \ (44)$	$2.48 \pm 0.43 (G)$	I	$(1.0 \pm 0.1) \times 10^{32}$	$(1.4 \pm 0.2) \times 10^{32}$
33 18/06/1936(C)	CP Lac	333.92164	55.61772	5.37	1221541.2 + 553704	1.74	5.84	$0.28\pm0.06~(44)$	$1.16 \pm 0.06 \; (G)$	I	$(1.4 \pm 0.2) \times 10^{31}$	$(2.1 \pm 0.3) \times 10^{31}$
34 12/12/1934(C)	DQ Her	271.87469	45.85761	7.01	1180729.9 + 455127	4.00	0.32	$0.05\pm0.02~(44)$	$0.39 \pm 0.03 (14)$	I	$(1.3 \pm 0.2) \times 10^{30}$	$(1.4 \pm 0.3) \times 10^{30}$
35 01/01/1929(C)	BC Cas	357.82628	60.30350	6.26 .	1235118.3 ± 601813	5.50	6.31	Ι	$2.04 \pm 0.29 \ (G)$	I	$(3.0 \pm 0.6) \times 10^{31}$	$(7.3 \pm 1.5) \times 10^{31}$
36 30/07/1927(C)	EL Aql	284.00943	-3.32041	15.63	1185602.3 - 031913	9.36	5.72	1.11(48)	Ι	I	$(8.8 \pm 4.3) \times 10^{30} ($	$(2.4 \pm 1.2) \times 10^{31}$
37 14/06/1926(C)	KY Sgr	270.33869	-26.41412	6.96	1180121.3 - 262451	12.69	5.48	I	5.3(47)	I	$(5.2 \pm 1.1) \times 10^{32}$	$(1.2\pm0.2) imes 10^{33}$
38 20/08/1920(C)	V476 Cyg	299.60098	53.61866	10.38	1195824.2 + 533707	3.00	1.77	0.19(47)	1.8(47)	I	$(4.8 \pm 2.3) \times 10^{30}$	$(6.6 \pm 3.1) imes 10^{30}$
39 11/03/1919(C)	V1017 Sgr	278.01815	-29.38733	7.58	1183204.4 - 292314	1.50	1.27	$0.39 \pm 0.03 (14)$	$1.27 \pm 0.07 (G)$	I	$(2.1 \pm 0.5) \times 10^{31}$	$(3.5\pm0.9) imes10^{31}$
40 08/06/1918(C)	V603 Aql	282.22782	0.58420	2.67	1184854.7 + 003503	2.21	14.39	$0.08 \pm 0.02 (44)$	$0.31 \pm 0.01 \ (G)$	$1.2 \pm 0.1 (g)$	$(1.1 \pm 0.2) \times 10^{32}$	$(1.3 \pm 0.3) \times 10^{32}$
41 22/11/1913(C)	WZ Sge	301.90201	17.70392	2.92	1200736.5 ± 174214	5.64	2.01	I	$0.04 \pm 0.0 (49)$	$0.85 \pm 0.04 \ (h)$	$(4.7 \pm 0.2) \times 10^{29}$	$(7.2\pm0.3) imes 10^{29}$
42 30/12/1910(C)	DI Lac	338.95185	52.71758	8.21	1223548.4 + 524303	2.68	3.26	$0.26 \pm 0.04 (44)$	$1.64 \pm 0.06 \ (G)$	$0.68 \pm 0.12 \ (g)$	$(1.3 \pm 0.3) \times 10^{31}$	$(2.0\pm0.5) imes10^{31}$
43 21/03/1910(C)	V999 Sgr	270.02649	-27.55126	9.73	1180006.4 - 273305	14.24	4.62	0.58(47)	2.6(47)	I	$(3.2 \pm 1.3) \times 10^{31}$	$(6.2\pm2.5) imes10^{31}$
44 12/08/1907(C)	VY Aqr	318.03833	-8.82741	2.82	1211209.2 - 084939	4.44	0.59	Ι	$0.1 \pm 0.01 \ (50)$	I	$(3.1 \pm 0.1) \times 10^{30}$	$(3.7\pm 0.2) imes 10^{30}$
45 01/05/1903(C)	X Ser	244.82347	-2.49162	5.58	1161917.6 - 022930	0.58	0.84	0.08(51)	3.6(51)	Ι	$(2.1 \pm 0.3) \times 10^{32}$	$(2.5 \pm 0.4) \times 10^{32}$
46 21/02/1901(C)	GK Per	52.80107	43.90426	2.73	1033112.3 + 435415	1.66	2.04	$0.34 \pm 0.04 (44)$	$0.44 \pm 0.01 \; (G)$	1.15(c)	$(5.6 \pm 0.2) \times 10^{31}$	$(8.9 \pm 0.3) \times 10^{31}$
47 08/03/1898(C)	V1059 Sgr	-285.46137	-13.16212	5.79	1190150.7 - 130944	3.20	1.34	0.16(47)	0.6(47)	I	$(8.6 \pm 1.4) \times 10^{30}$	$(1.1\pm 0.2) imes 10^{31}$
48 31/12/1891(C)	T Aur	82.99712	30.44636	8.98	1053159.3 + 302647	2.04	5.18	$0.42 \pm 0.08 (44)$	$1.08 \pm 0.37 \ (39)$	0.68 (g)	$(5.1 \pm 1.8) \times 10^{30}$	$(8.8 \pm 3.1) \times 10^{30}$
49 24/11/1876(C)	Q Cyg	325.43234	42.83978	7.18	1214143.8 + 425023	3.45	2.69	$0.26\pm 0.06~(44)$	$1.37 \pm 0.05 \ (G)$	l	$(1.2 \pm 0.3) \times 10^{31}$	$(1.8\pm0.5) imes10^{31}$
50 12/05/1866(C)	T CrB	239.87814	25.92129	10.53	1155930.8 + 255517	10.74	0.48	$0.1 \pm 0.1 (52)$	$0.9 \pm 0.2 (52)$	I	$(1.7 \pm 0.6) \times 10^{30}$	$(2.0\pm0.8) imes10^{30}$
51 27/04/1848(C)	V841 Oph	254.87830	-12.89175	6.27	1165930.8 - 125330	5.65	1.50	$0.44 \pm 0.06 (44)$	$0.82 \pm 0.02 \ (G)$	1.3~(g)	$(9.4 \pm 1.8) \times 10^{30} ($	$(1.6\pm0.3) imes10^{31}$
52 01/01/1783(C)	WY Sge	293.18008	17.74844	9.36	1193243.2 ± 174454	5.75	10.61	$1.6\pm 0.3~(39)$	$4.2 \pm 0.4 (39)$	I	$(1.1 \pm 0.4) \times 10^{32}$	$(3.9 \pm 1.3) \times 10^{32}$
Примечание. (1)	амон — (р источник	(a; (2) —	время де	тектирования КЕ	I; (3)	— наимен	ювание КН; (4) — прямое вос	хождение; (5)) — склонение; ((б) — ошибка на
рентгеновское по	ложение,	радиус 98;	½;(7) − %	наименов	зания рентгеновск	кого и	сточника и	3 Karanora CPI	/ePO3MTA; (8)	— угловое ра	асстояние между о	оптической КН и °
рентгеновским ис Macca БК; (13) -	точником; – наблюда	; (актическо. Теновская	е поглощ. светимос	ение в направлени сть в диапазоне ()	1и ист .3—2.	очника из ∣ 3 кэВ; (14)	НІ4РІ; (10) — и — рентгеновск	зоыток цвета; (1 ая светимость в	1) — расстоян в диапазоне 0.5	ние до классическ 3—2.3 кэВ, откорг	ои новои; (12) — оектированная на
поглощение. Ссы.	лки: (1) М	унари и др), (2021), (;	2) Maexal	раидр. (2021), (3	ца Царана Спределение Спреде	и и др. (202	21), (4) Уильямс	: и др. (2019), (5) Джек и др. (2	020), (6) Штрадеј	ридр. (2019), (7)
119идж и др. (202 (2017), (14) Оздоі	.0), (о) УИ. ЭМЕЗ И Др. (льямс и др (2018), (15	. (2010), () Станек и	е) мунар др.(2016	и и др. (2010), (1' 3), (16) Ли и др. (2'	у ра. 017),	нер и др. ((17)Дарнл	z 01 о), (111) мун и и др. (2013), (1	ари и др. (2020 (8) Скопал (2019), (12) тургенк 9), (19) Айани 1	чов и др. (2012), (20) К и др. (2012), (20) К	то) мунари и др. (азаровец(2011),
(21) Накано и др. Полжиани (9000)	(2008), (2	22) Хачису осава и пр	и др. (2019 19006) 13	9), (23) C 0) III pani	амусь (2007), (24 ч и по 79011) 731	руд ПП	и и др. (200 анги пр. (3	7), (25) Поджиз 011), (39) Хасер	ни (2008), (26) 7 та и по 79009), 7	Хорнох и др. (2 33) Вангантин	2007), (27) Мазук тем и пр. (2007), (и др. (2007), (28) (34) Накано и др
(1998), (35) Линч	, (20) лир и др. (200	осава и др 0), (36) Ко	ллинз и др	. (1992), ((37) Херстидр. (1 (37) Херстидр. (1	988),	(38) Милб (38) Милб	орн и др. (1976)	ца и др. (2002.), ((39) Оздонмез	и др. (2016), (4	10) Славин и др. (1 10) Славин и др. (1	[995), (41) Хонда (22) (10) Тамано и др.
и др. (1975), (42) и др. (2016), (49)	Кувано и д Харрисон	цр. (1971), и др. (200≀	(43) Кэндь 4), (50) Тог	і и др. (19 остенсен (967), (44) Сельвел (2003), (51) Сельн	ли и д зелли	.p. (2013), ((2004), (52	45) Вэйт и др. (2) Шефер (2010	1994), (46) Хауэ.). (G) — Катало:	лл и др. (2002) г Gaia v.2; (С)	, (47) Шафтер (19 — Central Bureau	97),(48) Тапперт I for Astronomical
Telegrams. Macca Пуэбла и др. (200	а БҚ: (а): I 7); (h): Ст	Пэйдж и д игс и др. (2	p. (2020); (2007).	b): Hoxo <i>l</i>	п и др. (2021); (c):	Хачь	су и др. (20)19); (d): Поджи	ани (2010); (е):	Хачису и др. (2010); (f): Хачису	и др. (2002); (g):

ГАЛИУЛЛИН, ГИЛЬФАНОВ

630

Таблица 2. Окончание

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 9 2021

Данное исследование основано на наблюдениях телескопа ePO3ИTA на борту обсерватории СРГ. Обсерватория СРГ изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице Института космических исследований (ИКИ) в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации и космонавтики (DLR). Рентгеновский телескоп СРГ/еРОЗИТА изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной астрофизики Общества им. Макса Планка (MPE) при поддержке DLR. Космический аппарат СРГ спроектирован, изготовлен, запущен и управляется НПО им. Лавочкина и его субподрядчиками. Прием научных данных осуществляется комплексом антенн дальней космической связи в Медвежьих озерах, Уссурийске и Байконуре и финансируется Роскосмосом. Использованные в настоящей работе данные телескопа еРОЗИТА обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом еРОЗИТА, и программного обеспечения для обработки и анализа данных, разработанного Российским консорциумом. Работа выполнена при частичной поддержке гранта РНФ 19-12-00369.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Gaia Collaboration (Gaia Collaboration, T. Prusti, J. de Bruijne, A. Brown, A. Vallenari, C. Babusiaux, et al.), Astron. Astrophys. **595**, A1 (2016).
- Gaia Collaboration (Gaia Collaboration, A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, C. Babusiaux, et al.), Astron. Astrophys. 616, A1 (2018).
- HI4PI Collaboration (HI4PI Collaboration, N. Ben Bekhti, L. Flöer, R. Keller, J. Kerp, D. Lenz, et al.), Astron. Astrophys. 594, A116 (2016).
- 4. Айани и др. (K. Ayani, M. Fujii, and S. Maeno), Central Bureau Electronic Telegrams **3140**, 2 (2012).
- 5. Айди и др. (E. Aydi, K. Sokolovsky, L. Chomiuk, J. Strader, A. Kawash, K. Page, et al.), Astron. Telegram 14710, 1 (2021).
- 6. Акаике (H. Akaike), IEEE Transactions on Automatic Control **19**, 716 (1974).
- 7. Арно (K. Arnaud), in G.H. Jacoby and J. Barnes (eds.), Astronomical Data Analysis Software and Systems V, Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. (1996).
- 8. Балман и др. (Ş. Balman, J. Krautter, and H. Ögelman), Astrophys. J. **499**, 395 (1998).
- 9. Баскилл и др. (D.S. Baskill, P.J. Wheatley, and J.P. Osborne), MNRAS **357**, 626 (2005).
- 10. Боде, Эванс (M. Bode and A. Evans), *Classical Novae*, Vol. 43 (2008).
- 11. Брехер и др. (К. Brecher, W. Ingham, and P. Morrison), Astrophys. J. **213**, 492 (1977).
- 12. Вааген (E.O. Waagen), AAVSO Alert Notice **724**, 1 (2020).

- 13. Вагнер и др. (R. Wagner, D. Terndrup, M. Darnley, S. Starrfield, C. Woodward, and M. Henze), Astron. Telegram **11588**, 1 (2018).
- 14. Вада и др. (Q. Wada, M. Tsujimoto, K. Ebisawa, and T. Hayashi), Publ. Astron. Soc. Japan **69**, 10 (2017).
- Ванландингем и др. (К. Vanlandingham, G. Schwarz, S. Starrfield, C. Woodward, M. Wagner, J. Ness, et al.), in American Astronomical Society Meeting Abstracts # 210, Vol. 210 of Am. Astron. Soc. Meet. Abstracts, p. 04.02 (2007).
- 16. Варнер (В. Warner), *Cataclysmic Variable Stars* (2003).
- 17. Велан и др. (J. Whelan and J. Iben, I.), Astrophys. J. **186**, 1007 (1973).
- 18. Вильмс и др. (J. Wilms, A. Allen, and R. McCray), Astrophys. J. **542**, 914 (2000).
- 19. Вульф и др. (W. Wolf, L. Bildsten, J. Brooks, and B. Paxton), Astrophys. J. 777, 136 (2013).
- 20. Вэйт и др. (A. Weight, A. Evans, T. Naylor, J. Wood, and M. Bode), MNRAS **266**, 761 (1994).
- 21. Галиуллин и др. (I. Galiullin and M. Gilfanov), Astron. Astrophys. **646**, A85 (2021).
- 22. Галлахер и др. (J. Gallagher and S. Starrfield), Ann. Rev. of Astron. and Astrophys. **16**, 171 (1978).
- 23. Грейнер и др. (J. Greiner, G. Hasinger, and P. Kahabka), Astron. Astrophys. **246**, L17 (1991).
- 24. Грейнер (J. Greiner), *Catalog of Luminous SSSs*, Vol. 472, p. 299 (1996).
- 25. Гувер и др. (Т. Güver and F. Özel), MNRAS **400**, 2050 (2009).
- 26. Дарнли и др. (M. Darnley, M. Bode, R. Smith, and A. Evans), Astron. Telegram **5279**, 1 (2013).
- 27. Джек и др. (D. Jack, K.-P. Schröder, P. Eenens, U. Wolter, J. González-Pérez, J. Schmitt, et al.), Astronomische Nachrichten **341**, 781 (2020).
- 28. Ди Стефано и др. (R. Di Stefano and A. Kong), Astrophys. J. **592**, 884 (2003).
- 29. Ди Стефано и др. (R. Di Stefano and A. Kong), Astrophys. J. **609**, 710 (2004).
- 30. Земко и др. (Р. Zemko, K. Mukai, and M. Orio), Astrophys. J. **807**, 61 (2015).
- 31. Земко и др. (P. Zemko, M. Orio, K. Mukai, A. Bianchini, S. Ciroi, and V. Cracco), MNRAS **460**, 2744 (2016).
- 32. Казаровец (Е. Kazarovets), IAUC 9247, 3 (2011).
- 33. Карделли и др. (J. Cardelli, G. Clayton, and J. Mathis), Astrophys. J. **345**, 245 (1989).
- 34. Като и др. (M. Kato and I. Hachisu), Astrophys. J. **437**, 802 (1994).
- 35. Коллинз и др. (P. Collins, B. Skiff, S. Bus, J. Mattei, G. Hurst, D. Moore, et al.), IAUC **5454**, 1 (1992).
- 36. Крейтер и др. (J. Krautter, H. Oegelman, S. Starrfield, R. Wichmann, and E. Pfeffermann), Astrophys. J. **456**, 788 (1996).
- 37. Кувано и др. (Y. Kuwano, K. Ishida, K. Ichimura, M. Mattei, J. Ashbrook, M. Seslar, et al.), IAUC **2340**, 1 (1971).
- 38. Куртенков и др. (A. Kurtenkov, T. Tomov, and P. Pessev), Astron. Telegram **10527**, 1 (2017).

- 39. Кэнди и др. (M. Candy, G. Alcock, and R. Zissell), IAUC **2022**, 1 (1967).
- 40. Кэш (W. Cash), Astrophys. J. 228, 939 (1979).
- 41. Лиидр. (K.-L. Li, B. Metzger, L. Chomiuk, I. Vurm, J. Strader, T. Finzell, et al.), Nature Astron. 1, 697 (2017).
- 42. Линч и др. (D. Lynch, R. Rudy, S. Mazuk, and R. Puetter), Astrophys. J. **541**, 791 (2000).
- 43. Лонг и др. (K. Long, D. Helfand, and D. Grabelsky), Astrophys. J. **248**, 925 (1981).
- 44. Maexapa и др. (H. Maehara, K. Taguchi, Y. Tampo, N. Kojiguchi, and K. Isogai), Astron. Telegram 14471, 1 (2021).
- 45. Мазук и др. (S. Mazuk, D. Lynch, R. Rudy, R. Russell, R. Pearson, C. Woodward, et al.), IAUC 8848, 1 (2007).
- 46. Мейер и др. (F. Meyer and E. Meyer-Hofmeister), Astron. Astrophys. **132**, 143 (1984).
- 47. Мейер и др. (F. Meyer and E. Meyer-Hofmeister), Astron. Astrophys. **288**, 175 (1994).
- 48. Метцгер и др. (B. Metzger, R. Hascoët, I. Vurm, A. Beloborodov, L. Chomiuk, J. Sokoloski, et al.), MNRAS 442, 713 (2014).
- 49. Милборн и др. (S. Milbourn, G. Alcock, E. Harlan, and M. Phillips), IAUC **2997**, 1 (1976).
- 50. Мукан и др. (К. Mukai, A. Kinkhabwala, J. Peterson, S. Kahn, and F. Paerels), Astrophys. J. (Letters) **586**, L77 (2003).
- 51. Мукаи и др. (K. Mukai, E. Zietsman, and M. Still), Astrophys. J. **707**, 652 (2009).
- 52. Мунари и др. (U. Munari, F.-J. Hambsch, A. Frigo, F. Castellani, G. La Mura, G. Traven, et al.), Astron. Telegram **10572**, 1 (2017).
- 53. Мунари и др. (U. Munari, P. Valisa, F.-J. Hambsch, and A. Frigo), Astron. Telegram **11940**, 1 (2018).
- 54. Мунари и др. (U. Munari, S. Moretti, and A. Maitan), Astron. Astrophys. **639**, L10 (2020).
- 55. Мунари и др. (U. Munari, P. Valisa, and S. Dallaporta), Astron. Telegram **14704**, 1 (2021).
- 56. Мушоцки и др. (R. Mushotzky and A. Szymkowiak), in A. Fabian (ed.), Cooling Flows in Clusters and Galaxies, Vol. 229 of NATO Adv. Study Instit. (ASI) Ser. C, p. 53 (1988).
- 57. Накано и др. (S. Nakano, K. Takamizawa, R. Kushida, Y. Kushida, and T. Kato), IAUC 6941, 1 (1998).
- 58. Накано и др. (S. Nakano, J. Beize, Z.-W. Jin, X. Gao, H. Yamaoka, K. Haseda, et al.), IAUC **8934**, 1 (2008).
- 59. Несс и др. (J.-U. Ness, G. Schwarz, A. Retter, S. Starrfield, J. Schmitt, N. Gehrels, et al.), Astrophys. J. **663**, 505 (2007).
- 60. Нессидр. (J.-U. Ness, G. Schwarz, S. Starrfield, J. Osborne, K. Page, A. Beardmore, et al.), Astron. J. **135**, 1328 (2008).
- 61. Несс и др. (J.-U. Ness, J. Osborne, A. Dobrotka, K. Page, J. Drake, C. Pinto, et al.), Astrophys. J. **733**, 70 (2011).
- 62. Нессидр. (J.U. Ness, V.P. Goranskij, K.L. Page, J. Osborne, and G. Schwarz), Astron. Telegram **8053**, 1 (2015).

- 63. Номото и др. (К. Nomoto, H. Saio, M. Kato, and I. Hachisu), Astrophys. J. **663**, 1269 (2007).
- 64. Номото (K. Nomoto), Astrophys. J. 253, 798 (1982).
- 65. Огельман и др. (H. Oegelman, M. Orio, J. Krautter, and S. Starrfield), Natur **361**, 331 (1993).
- 66. Оздонмез и др. (A. Özdönmez, T. Güver, A. Cabrera-Lavers, and T. Ak), MNRAS **461**, 1177 (2016).
- 67. Оздонмез и др. (A. Özdönmez, E. Ege, T. Güver, and T. Ak), MNRAS **476**, 4162 (2018).
- 68. Орио и др. (М. Orio, J. Covington, and H. Ögelman), Astron. Astrophys. **373**, 542 (2001).
- 69. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, V. Akimov, V. Levin, I. Lapshov, A. Tkachenko, N. Semena, et al.), in S.L. O'Dell and G. Pareschi (eds.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8147 of Soc. of Photo-Optical Instrument. Engin. (SPIE) Conf. Ser., p. 814706 (2011).
- 70. Пандель и др. (D. Pandel, F. Córdova, K. Mason, and W. Priedhorsky), Astrophys. J. **626**, 396 (2005).
- 71. Панеи и др. (J. Panei, L. Althaus, and O. Benvenuto), Astron. Astrophys. **353**, 970 (2000).
- 72. Паттерсон и др. (J. Patterson and J. Raymond), Astrophys. J. **292**, 535 (1985а).
- 73. Паттерсон и др. (J. Patterson and J. Raymond), Astrophys. J. **292**, 550 (1985b).
- 74. Питш и др. (W. Pietsch, J. Fliri, M. Freyberg, J. Greiner, F. Haberl, A. Riffeser, et al.), Astron. Astrophys. **442**, 879 (2005).
- 75. Поджиани (R. Poggiani), NewA 13, 557 (2008).
- 76. Поджиани (R. Poggiani), Astron. Nachrichten **330**, 77 (2009).
- 77. Поджиани (R. Poggiani), NewA 15, 657 (2010).
- 78. Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, et al.), Astron. Astrophys. **647**, A1 (2021).
- 79. Приальник и др. (D. Prialnik and A. Kovetz), Astrophys. J. **445**, 789 (1995).
- 80. Прингл и др. (J. Pringle), MNRAS 178, 195 (1977).
- 81. Пуэбла и др. (R. Puebla, M. Diaz, and I. Hubeny), Astron. J. **134**, 1923 (2007).
- 82. Пэйдж и др. (K. Page, N. Kuin, A. Beardmore, F. Walter, J. Osborne, C. Markwardt, et al.), MNRAS **499**, 4814 (2020).
- 83. Рамзи и др. (G. Ramsay, M. Cropper, and K. Mason), MNRAS **278**, 285 (1996).
- 84. Рамзи и др. (G. Ramsay and M. Cropper), MNRAS **347**, 497 (2004).
- 85. Руди и др. (R. Rudy, D. Lynch, R. Russell, and C. Woodward), IAUC **8884**, 2 (2007).
- 86. Самусь (N. Samus), IAUC 8832, 3 (2007).
- 87. Сельвелли и др. (P. Selvelli and R. Gilmozzi), Astron. Astrophys. 560, A49 (2013).
- 88. Сельвелли (P. Selvelli), Baltic Astron. 13, 93 (2004).
- 89. Скопал (A. Skopal), Astrophys. J. 878, 28 (2019).
- 90. Славин и др. (A. Slavin, T. O'Brien, and J. Dunlop), MNRAS **276**, 353 (1995).

- 91. Сораисам и др. (M. Soraisam, M. Gilfanov, W. Wolf, and L. Bildsten), MNRAS **455**, 668 (2016).
- 92. Станек и др. (K. Stanek, C. Kochanek, J. Brown, T.-S. Holoien, J. Shields, B.J. Shappee, et al.), Astron. Telegram **9669**, 1 (2016).
- 93. Старрфилд и др. (S. Starrfield, F. Timmes, W. Hix, C. Iliadis, W. Arnett, C. Meakin, et al.), in R. Di Stefano, M. Orio, and M. Moe (eds.), Binary Paths to Type Ia Supernovae Explosions 281, 166 (2013).
- 94. Старрфилд (S. Starrfield), in Classical Novae **39**, 60 (1989).
- 95. Стигс и др. (D. Steeghs, S. Howell, C. Knigge, B. Gänsicke, E. Sion, and W. Welsh), Astrophys. J. 667, 442 (2007).
- 96. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2104.13267 (2021).
- 97. Тайленда (R. Tylenda), AcA 31, 267 (1981).
- 98. Тапперт и др. (С. Tappert, D. Barria, I. Fuentes Morales, N. Vogt, A. Ederoclite, and L. Schmidtobreick), MNRAS **462**, 1371 (2016).
- 99. Торстенсен (J. Thorstensen), Astron. J. **126**, 3017 (2003).
- 100. Трюмпер и др. (J. Trümper, G. Hasinger, B. Aschenbach, H. Bräuninger, U. Briel, W. Burkert, et al.), Nature **349**, 579 (1991).
- 101. Уильямс и др. (S. Williams, M. Darnley, and M. Healy), Astron. Telegram **11928**, 1 (2018).
- 102. Уильямс и др. (S. Williams, M. Darnley, M. Healy, F. Murphy-Glaysher, and C. Ransome), Astron. Telegram **13241**, 1 (2019).
- 103. Фудзимото (М. Fujimoto), Astrophys. J. 257, 767 (1982а).
- 104. Фудзимото (М. Fujimoto), Astrophys. J. 257, 752 (1982b).
- 105. Харрисон и др. (T.E. Harrison, J.J. Johnson, B. McArthur, G. Benedict, P. Szkody, S. Howell, et al.), Astron. J. **127**, 460 (2004).
- 106. Харрисон и др. (Т. Harrison and R. Campbell), MNRAS **459**, 4161 (2016).
- 107. Хаседа и др. (K. Haseda, D. West, H. Yamaoka, and G. Masi), IAUC **7975**, 1 (2002).
- 108. Хауэлл и др. (S. Howell, R. Fried, P. Szkody, M. Sirk, and G. Schmidt), PASP 114, 748 (2002).
- 109. Хачису и др. (I. Hachisu, M. Kato, T. Kato, and K. Matsumoto), in B.T. Gänsicke, K. Beuermann, and K. Reinsch (eds.), The Physics of Cataclysmic Variables and Related Objects, Vol. 261 of Astron. Soc. Pacific Conf. Ser., p. 629 (2002).
- 110. Хачису и др. (I. Hachisu and M. Kato), Astrophys. J. Suppl. Ser. **167**, 59 (2006).
- 111. Хачису и др. (I. Hachisu and M. Kato), Astrophys. J. **709**, 680 (2010).
- 112. Хачису и др. (I. Hachisu and M. Kato), Astrophys. J. Suppl. Ser. **242**, 18 (2019).

- 113. Хензе и др. (M. Henze, W. Pietsch, F. Haberl, M. Hernanz, G. Sala, M. Della Valle, et al.), Astron. Astrophys. **523**, A89 (2010).
- 114. Хензе и др. (M. Henze, W. Pietsch, F. Haberl, M. Hernanz, G. Sala, D. Hatzidimitriou, et al.), Astron. Astrophys. **533**, A52 (2011).
- 115. Хензе и др. (M. Henze, W. Pietsch, F. Haberl, M. Della Valle, G. Sala, D. Hatzidimitriou, et al.), Astron. Astrophys. **563**, A2 (2014).
- 116. Херст и др. (G. Hurst, D. McAdam, M. Mobberley, and N. James), IAUC **4570**, 2 (1988).
- 117. Хиллман и др. (Y. Hillman, D. Prialnik, A. Kovetz, and M. Shara), MNRAS **446**, 1924 (2015).
- 118. Хиросава и др. (K. Hirosawa, H. Narumi, K. Kanai, and W. Renz), Central Bureau Electronic Telegrams **399**, 1 (2006).
- 119. Хонда и др. (M. Honda, K. Osawa, K. Osada, S. Ito, N. Hashimoto, S. Shugarov, et al.), IAUC **2826**, 1 (1975).
- 120. Хорнох и др. (К. Hornoch, К. Sarneczky, J. West, and P. Schmeer), IAUC **8821**, 4 (2007).
- 121. Чомьюк и др. (L. Chomiuk, B. Metzger, and K. Shen), arXiv e-prints, p. arXiv:2011.08751 (2020).
- 122. Чохол и др. (D. Chochol, S. Shugarov, Ľ. Hambálek, A. Skopal, Š. Parimucha, and P. Dubovský), The Golden Age of Cataclysmic Variables and Related Objects V, V. 2–7, 29 (2021).
- 123. Шакура и др. (N. Shakura and R. Sunyaev), Adv. Space Res. 8, 135 (1988).
- 124. Шафтер (A. Shafter), Astrophys. J. 487, 226 (1997).
- 125. Шварц и др. (D. Swartz, K. Ghosh, V. Suleimanov, A. Tennant, and K. Wu), Astrophys. J. **574**, 382 (2002).
- 126. Шварцидр. (G.J. Schwarz, J.-U. Ness, J. Osborne, K. Page, P. Evans, A.P. Beardmore, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **197**, 31 (2011).
- 127. Шенли и др. (L. Shanley, H. Ogelman, J. Gallagher, M. Orio, and J. Krautter), Astrophys. J. (Lett.) **438**, L95 (1995).
- 128. Шефер (B. Schaefer), Astrophys. J. Suppl. Ser. **187**, 275 (2010).
- 129. Штрадер и др. (J. Strader, L. Chomiuk, E. Aydi, A. Kawash, J. Miller, K. Sokolovsky, et al.), Astron. Telegram **13047**, 1 (2019).
- 130. Эрнанс и др. (М. Hernanz and G. Sala), Science **298**, 393 (2002).
- 131. Эрнанс и др. (M. Hernanz and G. Sala), Astron. Nachrichten **331**, 169 (2010).
- 132. Ярон и др. (О. Yaron, D. Prialnik, M. Shara, and A. Kovetz), Astrophys. J. **623**, 398 (2005).
- 133. ван ден Хёвел и др. (E. van den Heuvel, D. Bhattacharya, K. Nomoto, and S. Rappaport), Astron. Astrophys. **262**, 97 (1992).

ОСОБЕННОСТИ ТРЕХМЕРНОЙ КИНЕМАТИКИ КЛАССИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД

© 2021 г. В. В. Бобылев^{1*}, А. Т. Байкова¹

¹Главная (Пилковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 02.06.2021 г.

После доработки 05.08.2021 г.; принята к публикации 05.08.2021 г.

Линейная модель Огородникова-Милна применена для изучения трехмерной кинематики классических цефеид Млечного Пути. Использована выборка из работы Мроза и др. из 832 классических цефеид с расстояниями, лучевыми скоростями и собственными движениями из каталога Gaia DR2. Пространственные скорости цефеид освобождены от дифференциального вращения Галактики, найденного нами ранее на основе нелинейной модели вращения. На основе полной модели Огородникова-Милна, с участием лучевых скоростей и собственных движений звезд, получена оценка угловой скорости вращения вокруг галактической оси y, $\Omega_y = 0.64 \pm 0.17$ км/с/кпк. Мы полагаем, что это вращение связано с искривлением тонкого диска Галактики. Вычисления с использованием только собственных движений цефеид в предположении об отсутствии деформаций, обусловленных искривлением диска, показали наличие остаточного вращения вокруг оси y со скоростью $\Omega_y = 0.54 \pm$ ± 0.15 км/с/кпк, а также наличие положительного вращения вокруг оси x со скоростью $\Omega_x = 0.33 \pm$ ± 0.10 км/с/кпк.

Ключевые слова: цефеиды, искривление диска Галактики, структура Галактики.

DOI: 10.31857/S0320010821090011

ВВЕДЕНИЕ

В Галактике наблюдается крупномасштабное искривление тонкого диска. Впервые этот эффект был обнаружен по наблюдениям нейтрального водорода (Вестерхут, 1957). В первом и втором галактических квадрантах наблюдается поднятие водорода над галактической плоскостью, а в третьем и четвертом, наоборот, он расположен ниже галактической плоскости, причем амплитуда отклонения возрастает в направлении галактического антицентра. В настоящее время эффект искривления диска находит подтверждение по различным данным — из распределения нейтрального (Калберла, Дедес, 2008) и ионизованного водорода (Руссейль, 2003; Церсосимо и др., 2009), межзвездной пыли (Дриммель, Шпергель, 2001), пульсаров (Юсифов, 2004), ОВ-звезд (Миямото, Жу, 1998; Дриммель и др., 2000), звезд сгущения красных гигантов (Лопес-Корредоира и др., 2002б; Момани и др., 2006), различных звезд (Ченг и др., 2020) а также цефеид (Ферни, 1968; Бердников, 1987; Бобылев, 2013а; Сковрон и др., 2019б). Этот эффект для краткости будем называть варпом, следуя английскому термину warp.

Согласно, например, Байлину (2003), возникновение варпа связано с гравитационным возмущением, которое на диск Галактики оказывают ближайшие карликовые галактики, в частности, Большое Магелланово Облако (Бекки, 2012). Известны и другие гипотезы, предложенные для объяснения природы возникновения варпа: взаимодействие между диском и несферическим гало темной материи (Спарк, Казертано, 1988); взаимодействие диска с близгалактическим течением, образованным высокоскоростными водородными облаками, которые возникли в результате обмена массой между Галактикой и Магеллановыми Облаками (Цутия, 2002; Олано, 2004); межгалактическое течение (Лопес-Корредоира и др., 2002а); взаимодействие с межгалактическим магнитным полем (Баттанер и др., 1990).

Для поиска связи кинематики звезд и варпа применялись различные методы анализа вертикальных скоростей звезд. Например, в работе Дриммеля и др. (2000) для этой цели использовались компоненты собственных движений μ_b OBзвезд из каталога Hipparcos (1997). Эти авторы

^{*}Электронный адрес: vbobylev@gao.spb.ru

показали, в частности, что присутствует систематический компонент в вертикальных скоростях OB-звезд с величиной порядка 10-15 км/с на галактоцентрических расстояниях R около 11 кпк. Обнаружена довольно высокая скорость прецессии варпа, от -13 км/с/кпк до -25 км/с/кпк, в зависимости от принимаемой модели ошибок в данных.

В работе Сковрон и др. (2019б) было построено распределение вертикальных скоростей цефеид в диске Млечного Пути. Найдены крупномасштабные вертикальные движения с амплитудами 10–20 км/с, такие, что цефеиды, расположенные в северной части варпа (примерно в первом и втором галактических квадрантах), демонстрируют большую положительную вертикальную скорость (в направлении северного галактического полюса), в то время как цефеиды в южной части варпа (примерно в третьем и четвертом квадрантах) отрицательную вертикальную скорость (в направлении южного галактического полюса).

Интересно отметить результаты, полученные с использованием более сложной модели Огородникова-Милна, где в качестве определяемых неизвестных выступают параметры пекулярного движения Солнца, параметры вращения Галактики (вращение вокруг галактической оси z), а также параметры деформации в плоскостях xz и yz, скорости вращения вокруг осей z и y. Таким методом Миямото, Жу (1998) нашли вращение системы О-В5 звезд (по их собственным движениям) вокруг оси x с угловой скоростью $+3.8 \pm$ ± 1.1 км/с/кпк. А в работе Бобылева (2010) по собственным движениям звезд сгущения красных гигантов было найдено вращение вокруг оси x со скоростью около -4 км/с/кпк. Видим, что особого согласия в результатах анализа нет. Более того, на основе изучения этим методом около 200 долгопериодических цефеид Бобылев (2013б) нашел довольно большое вращение вокруг оси x с угловой скоростью около -15 км/с/кпк.

Лопес-Корредоира и др. (2014) исследовали вертикальные скорости звезд галактического диска в диапазоне R: 5 - 16 кпк. Для этого использовались собственные движения звезд из каталога PPMXL (Резер и др., 2010). Основная их цель была выяснить, является ли варп долгоживущей или переходной особенностью. В итоге эти авторы пришли к заключению, что время жизни варпа составляет около ста миллионов лет.

Поджио и др. (2018) по данным каталогов Gaia DR2 (Браун и др., 2018) и 2MASS (Скрутски и др., 2006) составили кинематическую картину варпа на расстояниях до 7 кпк от Солнца. Для этой цели

были проанализированы пространственные скорости около 600 тысяч молодых звезд главной последовательности и около 13 млн звезд-гигантов. Показано, что крупномасштабная кинематика всех этих звезд имеет четкую связь с варпом, что проявляется в виде градиентов в их вертикальных скоростях вида $\partial W/\partial x$ и $\partial W/\partial y$ с величиной 5—6 км/с на интервале галактоцентрических расстояний 8— 14 кпк.

Интересно отметить также работу Поджио и др. (2020), в которой на основе анализа около 12 млн гигантов из каталога Gaia DR2 была оценена скорость прецессии варпа 10.86 ± 0.03 (стат.) ± 3.20 (сист.) км/с/кпк в направлении вращения Галактики.

Целью настоящей работы является изучение трехмерной кинематики классических цефеид Млечного Пути с применением модели Огородникова—Милна. В частности, интересно выяснить характер движений в плоскостях xz и yz, определить угловые скорости вращения вокруг осей x и y. Для этого использована выборка из работы Мроза и др. (2019), где для 832 классических цефеид даны расстояния, лучевые скорости и собственные движения из каталога Gaia DR2.

ДАННЫЕ

В настоящей работе используются данные о классических цефеидах из работ Сковрон и др. (2019а) и Мроза и др. (2019). Наблюдались эти цефеиды в рамках четвертого этапа программы OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment, Удальский и др., 2015). В каталоге Сковрон и др. (2019а) для 2431 цефеиды содержатся оценки расстояния, возраста, периода пульсаций и фотометрические данные. Их видимые звездные величины лежат в диапазоне $11^m < I < 18^m$. Поэтому здесь наблюдается дефицит ярких и хорошо изученных цефеид, известных по более ранним наблюдениям.

Гелиоцентрические расстояния до 2214 цефеид, *r*, были вычислены Сковрон и др. (2019а) на основе соотношения период—светимость. Используемое ими конкретное соотношение было уточнено Вангом и др. (2018) по кривым блеска цефеид в среднем инфракрасном диапазоне, где межзвездное поглощнение существенно меньше, чем в оптическом. Оценки возраста цефеид в работе Сковрон и др. (2019а) сделаны по методике, разработанной Андерсоном и др. (2016), где учитывались периоды осевого вращения звезд и индексы металличности. Каталог Мроза и др. (2019) содержит 832 классических цефеиды из списка Сковрон и др. (2019а). Значения собственных движений в нем скопированы из каталога Gaia DR2, лучевые скорости даны для всех 832 звезд. Бобылевым и др. (2021) цефеиды из каталога Мроза и др. (2019) были снабжены оценками возраста из каталога Сковрон и др. (2019а).

По кинематическим данным о цефеидах в работе Мроза и др. (2019) была построена кривая галактического вращения в интервале расстояний *R*:4— 20 кпк. В работе Аблимита и др. (2020) по большой выборке цефеид были уточнены параметры гравитационного потенциала Галактики и получена новая оценка массы Галактики. Бобылевым и др. (2021) было показано, что даже старые цефеиды сохраняют кинематическую память о месте своего рождения. Выборка из 832 цефеид с кинематическими данными из работы Мроза и др. (2019) является нашей рабочей выборкой.

МЕТОД

Линейная модель Огородникова-Милна

Из наблюдений известны следующие величины: прямое восхождение и склонение — α и δ , собственные движения по прямому восхождению и склонению — $\mu_{\alpha} \cos \delta$ и μ_{δ} , лучевая скорость V_r . От α и δ переходим к галактическим долготе и широте l и b; гелиоцентрическое расстояние r для цефеид вычислено на основе соотношения периодсветимость: наблюденные собственные движения переводим в собственные движения в галактической системе координат — $\mu_l \cos b$ и μ_b . В итоге имеем три составляющие пространственной скорости звезды: V_r и 2 проекции тангенциальной скорости — $V_l = kr\mu_l \cos b$ и $V_b = kr\mu_b$, где k == 4.74 км/с, V_r , V_l , V_b выражены в км/с (собственные движения даны в мсд/год, миллисекунды дуги в год, а гелиоцентрическое расстояние — в кпк).

Используется прямоугольная галактическая система координат с осями, направленными от наблюдателя в сторону галактического центра (ось x или ось 1), в направлении галактического вращения (ось y или ось 2) и в направлении северного полюса Галактики (ось z или ось 3).

В линейной модели Огородникова—Милна (Огородников, 1965) наблюдаемая скорость звезды $\mathbf{V}(r)$, имеющая гелиоцентрический радиусвектор **r**, с точностью до членов первого порядка малости $r/R_0 \ll 1$ описывается уравнением в векторной форме

$$\mathbf{V}(r) = \mathbf{V}_{\odot} + M\mathbf{r} + \mathbf{V}',\tag{1}$$

где $\mathbf{V}_{\odot}(U_{\odot}, V_{\odot}, W_{\odot})$ — пекулярная скорость Солнца относительно группировки рассматриваемых звезд, M — матрица (тензор) смещений, компонентами которой являются частные производные скорости $\mathbf{u}(u_1, u_2, u_3)$ по расстоянию $\mathbf{r}(r_1, r_2, r_3)$, где $\mathbf{u} = \mathbf{V}(R) - \mathbf{V}(R_0)$, а R и R_0 галактоцентрические расстояния звезды и Солнца, соответственно, тогда

$$M_{pq} = \left(\frac{\partial u_p}{\partial r_q}\right)_{\circ}, \quad p, q = 1, 2, 3, \tag{2}$$

где нолик означает, что производные взяты в точке $R = R_0$, а индексы p и q обозначают номера координатных осей, \mathbf{V}' — остаточная скорость звезды, под которой здесь понимается скорость звезды после вычета пекулярного движения Солнца (\mathbf{V}_{\odot}) и линейных зависимостей, описываемых матрицей смещений M. Отметим, что здесь мы придерживаемся обозначений, введенных Клюбом (1972).

Все девять элементов матрицы M определяются при использовании трех компонент наблюдаемых скоростей — лучевой скорости V_r , скорости вдоль галактической долготы V_l и вдоль галактической широты V_b :

$$V_{r} = -U_{\odot} \cos b \cos l -$$
(3)

$$-V_{\odot} \cos b \sin l - W_{\odot} \sin b +$$

$$+ r [\cos^{2} b \cos^{2} l M_{11} + \cos^{2} b \cos l \sin l M_{12} +$$

$$+ \cos b \sin b \cos l M_{13} + \cos^{2} b \sin l \cos l M_{21} +$$

$$+ \cos^{2} b \sin^{2} l M_{22} + \cos b \sin b \sin l M_{23} +$$

$$+ \sin b \cos b \cos l M_{31} + \cos b \sin b \sin l M_{32} +$$

$$+ \sin^{2} b M_{33}],$$

$$V_{l} = U_{\odot} \sin l - V_{\odot} \cos l +$$
(4)
+ $r[-\cos b \cos l \sin l M_{11} - \cos b \sin^{2} l M_{12} -$
- $\sin b \sin l M_{13} + \cos b \cos^{2} l M_{21} +$
+ $\cos b \sin l \cos l M_{22} + \sin b \cos l M_{23}],$

$$V_{b} = U_{\odot} \cos l \sin b +$$
(5)
+ $V_{\odot} \sin l \sin b - W_{\odot} \cos b +$
+ $r[-\sin b \cos b \cos^{2} lM_{11} -$
- $\sin b \cos b \sin l \cos lM_{12} -$
 $\sin^{2} b \cos lM_{13} - \sin b \cos b \sin l \cos lM_{21} -$
- $\sin b \cos b \sin^{2} lM_{22} - \sin^{2} b \sin lM_{23} +$
+ $\cos^{2} b \cos lM_{31} + \cos^{2} b \sin lM_{32} +$
+ $\sin b \cos bM_{33}].$

Для оценки значений скоростей $(U, V, W)_{\odot}$ и элементов матрицы M система условных уравнений вида (3)–(5) решается методом наименьших квадратов (МНК). Решение ищется с весами вида

$$w_{r} = S_{0} / \sqrt{S_{0}^{2} + \sigma_{V_{r}}^{2}},$$

$$w_{l} = S_{0} / \sqrt{S_{0}^{2} + \sigma_{V_{l}}^{2}},$$

$$w_{b} = S_{0} / \sqrt{S_{0}^{2} + \sigma_{V_{b}}^{2}},$$
(6)

где σ_{V_r} , σ_{V_l} , σ_{V_b} — дисперсии ошибок соответствующих наблюдаемых скоростей, S_0 — "космическая" дисперсия. Значение S_0 сопоставимо со среднеквадратической невязкой σ_0 (ошибкой единицы веса), получаемой при решении условных уравнений вида (3)—(5), и в данной работе принимается равным 12 км/с.

Матрицу M делят на симметричную M^+ (тензор локальной деформации) и антисимметричную M^- (тензор вращения) части:

$$M_{pq}^{+} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_p}{\partial r_q} + \frac{\partial u_q}{\partial r_p} \right)_{\circ}, \qquad (7)$$
$$M_{pq}^{-} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_p}{\partial r_q} - \frac{\partial u_q}{\partial r_p} \right)_{\circ}, \qquad p, q = 1, 2, 3,$$

где нолик означает, что производные взяты в точке $R = R_0$. Величины M_{32}^- , M_{13}^- , M_{21}^- являются компонентами вектора твердотельного вращения малой околосолнечной окрестности вокруг осей x, y, z соответственно. В согласии с выбранной нами прямоугольной системой координат положительными вращениями являются вращения от оси 1 к $2(\Omega_z)$, от оси 2 к $3(\Omega_x)$, от оси 3 к $1(\Omega_y)$:

$$M^{-} = \begin{pmatrix} 0 & -\Omega_{z} & \Omega_{y} \\ \Omega_{z} & 0 & -\Omega_{x} \\ -\Omega_{y} & \Omega_{x} & 0 \end{pmatrix}.$$
 (8)

Из элементов матрицы *М* компоненты тензора вращения вычисляются следующим образом:

$$M_{32}^{-} = 0.5(M_{32} - M_{23}),$$
(9)

$$M_{13}^{-} = 0.5(M_{13} - M_{31}),$$

$$M_{21}^{-} = 0.5(M_{12} - M_{21}).$$

Каждая из величин M_{12}^+ , M_{13}^+ , M_{23}^+ описывает деформацию в соответствующей плоскости. Из элементов матрицы M они вычисляются следующим образом:

$$M_{12}^{+} = 0.5(M_{12} + M_{21}), \tag{10}$$

$$M_{13}^{-} = 0.5(M_{13} + M_{31}),$$

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 9 2021

$$M_{23}^+ = 0.5(M_{23} + M_{32}).$$

Диагональные компоненты тензора локальной деформации M_{11}^+ , M_{22}^+ , M_{33}^+ , совпадают с соответствующими диагональными элементами матрицы M. Они описывают общее локальное сжатие или расширение всей звездной системы (дивергенция). В частности, интересно оценить объемный эффект расширения/сжатия:

$$K_{xyz} = (M_{11} + M_{22} + M_{33})/3.$$
(11)

Прямоугольные компоненты пространственных скоростей звезд вычисляются по формулам

$$U = V_r \cos l \cos b - V_l \sin l - V_b \cos l \sin b, \quad (12)$$
$$V = V_r \sin l \cos b + V_l \cos l - V_b \sin l \sin b,$$
$$W = V_r \sin b + V_b \cos b.$$

Формирование остаточных скоростей

Параметры кривой галактического вращения в работе Бобылева и др. (2021) были найдены на основе разложения угловой скорости вращения Галактики Ω в ряд до членов *i*-го порядка малости r/R_0 , где Ω_0^i — соответствующие производные угловой скорости.

Остаточные скорости цефеид вычисляются с учетом пекулярной скорости Солнца U_{\odot} , V_{\odot} , W_{\odot} и дифференциального вращения Галактики в следующем виде:

$$V_r = V_r^* - \tag{13}$$

$$-\left[-U_{\odot}\cos b\cos l - V_{\odot}\cos b\sin l - W_{\odot}\sin b + R_0(R - R_0)\sin l\cos b\Omega'_0 + 0.5R_0(R - R_0)^2\sin l\cos b\Omega''_0 + \ldots\right],$$

$$V_{l} = V_{l}^{*} -$$
(14)
- $[U_{\odot} \sin l - V_{\odot} \cos l - r\Omega_{0} \cos b +$
+ $(R - R_{0})(R_{0} \cos l - r \cos b)\Omega'_{0} +$
+ $0.5(R - R_{0})^{2}(R_{0} \cos l - r \cos b)\Omega''_{0} + ...],$

$$V_{b} = V_{b}^{*} -$$
(15)
- $[U_{\odot} \cos l \sin b + V_{\odot} \sin l \sin b - W_{\odot} \cos b -$
- $R_{0}(R - R_{0}) \sin l \sin b \Omega_{0}' -$
- $0.5R_{0}(R - R_{0})^{2} \sin l \sin b \Omega_{0}'' - ...],$

где скорости V_r^* , V_l^* , V_b^* , стоящие в правых частях уравнений, — это исходные скорости, а в левых частях уравнений находятся скорректированные скорости V_r , V_l , V_b , с использованием которых можно вычислить остаточные скорости U, V, W по формулам (12).



Рис. 1. Скорости U, V, W в зависимости от гелиоцентрических прямоугольных координат x, y, z. На каждой панели даны соответствующие обозначения матрицы деформации $M_{p,q}$, на панели (б) линией серого цвета показана зависимость $U = M_{12} \times y$, где $M_{12} = 28.71$ км/с/кпк. Значение параметра M_{12} с вероятностью 95% находится в доверительном интервале [26.74, 30.68] км/с/кпк.

В квадратных скобках в правых частях уравнений (13)–(15) со своими знаками находятся выражения, которые использовались для поиска параметров галактического вращения. В частности, в работе Бобылева и др. (2021) по цефеидам из работы Мроза и др. (2019) было найдено $(U_{\odot}, V_{\odot}, W_{\odot}) = (8.53, 14.88, 6.09) \pm \pm (0.47, 0.63, 0.45)$ км/с, а также

$$\Omega_0 = -28.71 \pm 0.15 \text{ km/c/kmk}, \qquad (16)$$

$$\Omega'_0 = 3.957 \pm 0.044 \text{ km/c/kmk}^2,$$

$$\Omega''_0 = -0.871 \pm 0.033 \text{ km/c/kmk}^3,$$

$$\Omega'''_0 = 0.153 \pm 0.013 \text{ km/c/kmk}^4,$$

$$\Omega_0^{IV} = -0.013 \pm 0.002 \text{ km/c/kmk}^5$$

для принятого значения $R_0 = 8.0$ кпк. С этими параметрами в работе Бобылева и др. (2021) построен рис. 4с. В настоящей работе формирование остаточных скоростей цефеид производится со значениями параметров угловой скорости вращения Галактики (16).

Ограничения

Чтобы избавиться от нескольких сильно отскакивающих остаточных скоростей цефеид, используем следующие ограничения:

$$|U| < 80 \text{ km/c},$$
 (17)
 $|V| < 80 \text{ km/c},$
 $|W| < 60 \text{ km/c},$

ОСОБЕННОСТИ ТРЕХМЕРНОЙ КИНЕМАТИКИ

Параметр	R < 12кпк	R < 14кпк	Все цефеиды
N_{\star}	685	778	816
σ_0 , км/с	12.44	12.46	12.47
U_{\odot} , км/с	8.28 ± 0.50	8.53 ± 0.46	8.61 ± 0.45
V_{\odot} , км/с	15.17 ± 0.50	14.68 ± 0.46	14.57 ± 0.46
W_{\odot} , км/с	6.01 ± 0.49	5.56 ± 0.45	5.47 ± 0.45
M_{11} , км/с/кпк	0.66 ± 0.26	0.74 ± 0.19	0.68 ± 0.17
$M_{12}, { m кm/c/кпк}$	-0.13 ± 0.15	-0.02 ± 0.14	0.00 ± 0.13
$M_{13}, { m \kappam/c/\kappaп\kappa}$	-4.40 ± 3.10	-5.02 ± 2.33	-8.11 ± 1.53
M_{21} , км/с/кпк	-0.18 ± 0.26	-0.27 ± 0.19	-0.27 ± 0.17
$M_{22}, { m кm/c/кпк}$	-0.38 ± 0.15	-0.18 ± 0.14	-0.18 ± 0.13
$M_{23}, { m \kappam/c/\kappaп\kappa}$	5.24 ± 3.10	7.54 ± 2.28	7.36 ± 1.52
M_{31} , км/с/кпк	-0.24 ± 0.25	-0.58 ± 0.19	-0.64 ± 0.17
$M_{32},$ км/с/кпк	0.24 ± 0.14	0.19 ± 0.13	0.25 ± 0.13
$M_{33}, { m \kappam/c/\kappaп\kappa}$	6.61 ± 2.97	2.42 ± 2.18	2.92 ± 1.46
K_{xyz} , км/с/кпк	2.31 ± 1.00	1.00 ± 0.74	1.13 ± 0.50

Таблица 1. Кинематические параметры модели Огородникова-Милна

где скорости U, V и W являются остаточными, т.е. исправленными за вращение Галактики.

На рис. 1 приведены скорости U, V, W в зависимости от гелиоцентрических прямоугольных координат x, y, z. Скорости U, V и W вычислены с использованием ограничений (17), по которым из общего списка было отброшено всего 16 звезд.

На рис. 16 показана зависимость $U = M_{12} \times y$, где M_{12} соответствует угловой скорости вращения Галактики вокруг оси z (см. (8)), значение которой мы используем в (16), $M_{12} = \partial U/\partial y = -\Omega_z = 28.71$ км/с/кпк. Видно, что точки на графике хорошо следуют этой линейной зависимости в широком интервале -10 < y < 10 кпк. Но в других случаях, особенно на рис. 1д, отчетливо проявляется нелинейный характер распределения скоростей.

Статистическая значимость регрессии, указанной на рис. 16, была нами проверена с использованием *t*-критерия Стьюдента. Зависимость оказалась статистически значимой. Доверительный интервал, в котором найденный параметр регрессии находится с вероятностью 95%, приведен в подписи к рисунку.

Как можно видеть из рис. 1, скорости U и V изменяются в очень широком интервале значений. Поэтому для изучения градиентов вида $\partial U/\partial z$ и $\partial V/\partial z$ необходимо тщательно учесть дифференциальное вращение Галактики. Видно также, что скорости W имеют существенно меньший размах и не коррелируют с галактическим вращением.



Рис. 2. Скорости U, V, W, исправленные за вращение Галактики, в зависимости от гелиоцентрических прямоугольных координат x, y, z. На каждой панели даны соответствующие обозначения матрицы деформации $M_{p,q}$, на панели (а) показана зависимость $U = M_{11} \times x$, где $M_{11} = 0.68$ км/с/кпк с доверительным интервалом [0.63, 0.73] км/с/кпк, на панели (в) дана зависимость $U = M_{13} \times z$, где $M_{13} = -8.11$ км/с/кпк с доверительным интервалом [-8.68, -7.54] км/с/кпк, на панели (е) дана зависимость $V = M_{23} \times z$, где $M_{23} = 7.36$ км/с/кпк с доверительным интервалом [6.73, 7.99] км/с/кпк, а на панели (ж) дана зависимость $W = M_{31} \times x$, где $M_{31} = -0.64$ км/с/кпк с доверительным интервалом [-0.69, -0.59] км/с/кпк.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Полная модель

В табл. 1 приведены параметры линейной модели Огородникова—Милна, найденные в результате МНК-решения системы условных уравнений вида (3)—(5). При этом скорости V_r, V_l, V_b были исправлены за дифференциальное вращение Галактики с использованием соотношений (13)—(15), а также параметров (16).

В верхней части таблицы даны количество используемых звезд N_* , ошибка единицы веса σ_0 , найденная в результате МНК-решения системы условных уравнений вида (3)—(5), компоненты пекулярной скорости Солнца $(U, V, W)_{\odot}$ и девять элементов матрицы M (2).

Мы ожидаем, что кинематические эффекты, связанные с варпом, должны проявляться при значительных гелиоцентрических расстояниях, примерно при r > 6 кпк (R > 14 кпк). В основе этих ожиданий лежат карты распределения далеких от Солнца объектов (Руссейль, 2003; Момани и др., 2006; Калберла, Дедес, 2008; Сковрон и др., 2019б), распределения вертикальных скоростей далеких звезд (Поджио и др., 2018) и моделей варпа (Лопес-Корредоира и др., 20026; Юсифов, 2004; Хробакова, Лопес-Корредоира, 2021). Особенно интересно отметить работу Поджио и др. (2018), где хорошо видно, что вертикальные скорости далеких звезд начинают сильно расти при R > 14 кпк. Поэтому вычисления проведены для трех вариантов галактоцентрического расстояния: R < 12 кпк, R < 14 кпк и при любом R.

Соответствующие результаты даны в трех столбцах. Таким образом, имеем три выборки цефеид, расположенные на разных расстояниях от галактического центра.

Скорости $(U, V, W)_{\odot}$ являются групповой скоростью (с обратным знаком) рассматриваемой выборки цефеид. Сюда входят пекулярное движение Солнца относительно местного стандарта покоя, возмущения от спиральной волны плотности и влияние на скорость V_{\odot} так называемого асимметричного дрейфа (отставание от круговой скорости вращения с возрастом выборки).

В настоящее время считается, что наилучшим образом компоненты пекулярной скорости Солнца относительно местного стандарта покоя определены в работе Шонриха и др. (2010): $(U, V, W)_{\odot} =$ = $(11.1, 12.2, 7.3) \pm (0.7, 0.5, 0.4)$ км/с. Видим, что найденные нами значения групповой скорости находятся в хорошем согласии с этой оценкой. Небольшую разницу около 2.5 км/с в скоростях V_{\odot} можно объяснить влиянием асимметричного дрейфа. Отметим, что в работе Бобылева и др. (2021) были найдены близкие значения $(U, V, W)_{\odot} =$ = $(10.1, 13.6, 7.0) \pm (0.5, 0.6, 0.4)$ км/с при анализе этой же выборки цефеид на основе нелинейной модели галактического вращения.

Как можно видеть из первого столбца (R < 12 кпк) таблицы, нет ни одного элемента матрицы M, значимо отличающегося от нуля. Во втором столбце (R < 14 кпк) таблицы имеются два элемента, значимо отличающиеся от нуля, M_{11} и M_{23} . В третьем столбце (при любом R) таблицы имеются четыре таких элемента: M_{11} , M_{13} , M_{23} и M_{31} .

На рис. 2 даны скорости U, V, W, исправленные за вращение Галактики, в зависимости от координат x, y, z. Выборка цефеид соответствует случаю, когда никакого ограничения на расстояние R не накладывалось. Показаны четыре зависимости M_{11} , M_{13} , и M_{23} и M_{31} , соответствующие найденным градиентам, значения которых даны в последней колонке таблицы.

Четыре ненулевые оценки коэффициентов регрессии были проверены на статистическую значимость с использованием t-критерия Стьюдента. Все они оказались статистически значимыми. Соответствующие доверительные интервалы, в которых найденные параметры регрессии находятся с вероятностью 95%, даны в подписи к рис. 2. Плоскость *XY*. Рассмотрим тензор смещений, описывающий остаточное вращение вокруг оси *z*. Обозначим этот тензор как M_{xy} , так как его элементами являются частные производные скоростей U, V по *x* и *y*:

$$M_{xy} = \begin{pmatrix} \partial U/\partial x & \partial U/\partial y \\ \partial V/\partial x & \partial V/\partial y \end{pmatrix}.$$
 (18)

Элементы этого тензора можно записать через хорошо известные постоянные Оорта $(A, B, C, K)_{xy}$, которые в нашем случае описывают остаточные эффекты:

$$M_{xy} = \begin{pmatrix} K+C & A-B\\ A+B & K-C \end{pmatrix}.$$
 (19)

Согласно представленным в последнем столбце табл. 1 данным, имеем (элементы матрицы даны в км/с/кпк)

$$M_{xy} = \begin{pmatrix} 0.68_{(0.17)} & 0.0_{(0.13)} \\ -0.27_{(0.17)} & -0.18_{(0.13)} \end{pmatrix}, \quad (20)$$

на основе которых находим $A_{xy} = -0.13 \pm \pm 0.11$ км/с/кпк, $B_{xy} = -0.13 \pm 0.11$ км/с/кпк, $C_{xy} = 0.43 \pm 0.11$ км/с/кпк и $K_{xy} = 0.25 \pm \pm 0.11$ км/с/кпк.

Нулевое значение разности $A_{xy} - B_{xy} = -\Omega_0$ и близкое к нулевому значение суммы этих величин говорят о том, что учет дифференциального вращения Галактики с параметрами (16) сделан очень хорошо. Имеется незначительный эффект расширения K_{xy} . Значимо отличается от нуля величина C_{xy} . Это говорит о том, что эллипс остаточных скоростей в плоскости xy имеет отклонение (отклонение вертекса) от направления на центр Галактики с величиной $\tan 2l_{xy} = -C/A$, тогда $l_{xy} = 36 \pm 7^\circ$. Такое отклонение вертекса может быть связано как с влиянием спиральной волны плотности, так и с влиянием варпа.

Плоскость *YZ*. Рассмотрим тензор смещений *M_{yz}*:

$$M_{yz} = \begin{pmatrix} \partial V / \partial y & \partial V / \partial z \\ \partial W / \partial y & \partial W / \partial z \end{pmatrix}.$$
 (21)

Согласно данным из последнего столбца табл. 1, имеем

$$M_{yz} = \begin{pmatrix} -0.18_{(0.13)} & 7.36_{(1.52)} \\ 0.25_{(0.13)} & 2.92_{(1.46)} \end{pmatrix}.$$
 (22)

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 9 2021

Если следовать строго правилу (9), то здесь получаем большое отрицательное вращение вокруг оси x, $M_{32}^- = -3.55 \pm 0.76$ км/с/кпк. Отметим, что в реальность градиента $\partial V/\partial z = 7.36 \pm \pm 1.52$ км/с/кпк трудно поверить, так как он означает, что скорость галактического вращения должна увеличиваться с увеличением z. В действительности происходит ровно наоборот.

Бобылев (2013б) строго следовал правилу (9), когда из анализа около 200 долгопериодических цефеид получил огромное значение величины $\partial V/\partial z = 27 \pm 10$ км/с/кпк. Линейная скорость звезд при таком градиенте, при z = 2 кпк (максимальные значения на наших рис. 1 и 2), может составлять более 50 км/с. Такая скорость, конечно, является слишком большой. Она характерна, скорее, для убегающих звезд, обладающих пекулярными скоростями. В итоге Бобылев (2013б) получил оценку угловой скорости вращения вокруг галактической оси x с величиной -15 ± 5 км/с/кпк. Рассматривались цефеиды из околосолнечной области радиусом 6 кпк, что примерно соответствует нашей выборке, результаты анализа которой даны во втором столбце табл. 1. Тогда использовалась другая кривая вращения Галактики для формирования остаточных скоростей звезд. Собственные движения были взяты из каталогов UCAC4 (Захариас и др., 2013) и TRC (Хег и др., 2000). Можем заключить, что большое значение градиента $\partial V/\partial z$ не подтверждается. Скорее всего, такой градиент мало связан с реальным вращением варпа.

Плоскость *XZ*. Здесь тензор смещений *M*_{xz} выглядит так:

$$M_{xz} = \begin{pmatrix} \partial U/\partial x & \partial U/\partial z \\ \partial W/\partial x & \partial W/\partial z \end{pmatrix}.$$
 (23)

Согласно данным из последней колонки табл. 1, имеем

$$M_{xz} = \begin{pmatrix} 0.68_{(0.17)} & -8.11_{(1.53)} \\ -0.64_{(0.17)} & 2.92_{(1.46)} \end{pmatrix}.$$
 (24)

Если и здесь строго следовать правилу (9), то получаем большое отрицательное вращение вокруг оси $y, M_{31}^- = -3.74 \pm 0.77$ км/с/кпк.

На рис. 2 специально серым цветом показаны зависимости, найденные по остаточным скоростям U и V, которые зависят от учета кривой вращения, влияния спиральной волны плотности (которое мы не учитывали). А вот зависимость $\partial W/\partial x$ дана красной линией, чтобы подчеркнуть ее важность, так как вертикальные скорости W не являются

остаточными — они свободны от влияния галактического вращения. Этот эффект хорошо можно видеть из сравнения нижних графиков на рис. 1ж и и 2ж—и — после учета галактического вращения скорости W остаются неизменными.

Отметим, что на определение градиентов $\partial U/\partial z$ и $\partial V/\partial z$ сильное влияние оказывают всего несколько звезд с большими z, что можно видеть из рис. 2в и 2е. Реальная, хорошо просматриваемая зависимость видна на рис. 16 для градиента $\partial U/\partial y$.

На рис. 2ж видно, что вертикальные скорости возрастают в направлении антицентра Галактики (в нашем случае при более отрицательных значениях *x*). Налицо положительное вращение вокруг оси *y*. Более того, это заключение находится в хорошем согласии с результатами анализа вертикальных скоростей цефеид в работе Сковрон и др. (20196).

Интересно отметить, что никакого значимо отличающегося от нуля объемного эффекта расширения/сжатия (K_{xyz}) не обнаружено. Заметный плоский эффект расширения/сжатия в какой-либо из трех плоскостей также не выявлен.

Для подавляющего большинства цефеид выборки (для 804 звезд из 832) известны оценки возраста, согласно определениям Сковрон и др. (2019а). Мы разделили выборку на две части с границей возраста 120 млн лет. Количество относительно молодых цефеид (t < 120 млн лет) составило 507, а более старых ($t \ge 120$ млн лет) — 297. Для каждой из этих подвыборок были вычислены параметры нашей модели при различных ограничениях на R, но никаких принципиальных различий в зависимости от ограничений на возраст цефеид не было найдено. Поэтому результаты таких вычислений мы не приводим.

Анализ собственных движений

Известно (Огородников, 1965), что все три компонента вращения M_{32}^- , M_{13}^- , M_{21}^- определяются без лучевых скоростей, только из анализа собственных движений звезд. Мы решили повторить вычисления, используя простейшую модель с шестью определяемыми неизвестными — тремя компонентами пекулярной скорости Солнца $(U, V, W)_{\odot}$ и тремя скоростями вращения M_{32}^- , M_{13}^- , M_{21}^- . При таком подходе предполагается, что какие-либо деформации отсутствуют (все компоненты симметричного тензора равны нулю). Точнее, отсутствуют деформации, связанные с варпом. Условные уравнения имеют следующий вид:

ОСОБЕННОСТИ ТРЕХМЕРНОЙ КИНЕМАТИКИ

Параметр	R < 12кпк	R < 14кпк	Все цефеиды	x < 5кпк
N_{\star}	685	778	816	808
σ_0 , км/с	10.70	10.66	10.88	10.67
U_{\odot} , км/с	6.96 ± 0.51	7.05 ± 0.50	7.20 ± 0.50	7.24 ± 0.49
V_{\odot} , км/с	11.69 ± 0.72	11.06 ± 0.63	11.39 ± 0.63	11.25 ± 0.63
W_{\odot} , км/с	6.12 ± 0.42	5.62 ± 0.39	5.52 ± 0.39	5.58 ± 0.39
M^{32} , км/с/кпк	0.26 ± 0.12	0.17 ± 0.11	0.28 ± 0.10	0.33 ± 0.10
M_{13}^- , км/с/кпк	0.18 ± 0.22	0.58 ± 0.16	0.44 ± 0.14	0.54 ± 0.15
<i>М</i> ₂₁ [−] , км/с/кпк	0.04 ± 0.11	-0.03 ± 0.09	0.22 ± 0.09	0.23 ± 0.09

Таблица 2. Кинематические параметры, найденные по собственным движениям цефеид

$$V_{l} = U_{\odot} \sin l - V_{\odot} \cos l +$$
(25)
+ $r[-\cos l \sin bM_{32}^{-} -$

 $-\sin l \sin b M_{13}^{-} + \cos b M_{21}^{-}],$

 $V_b = U_\odot \cos l \sin b + \tag{26}$

 $+ V_{\odot} \sin l \sin b - W_{\odot} \cos b +$ $+ r [\sin l M_{32}^{-} - \cos l M_{13}^{-}].$

В левых частях стоят остаточные скорости, уравнение решается методом наименьших квадратов. Результаты решений отражены в табл. 2.

Как видно на рис. 2ж, вертикальные скорости возрастают в направлении антицентра Галактики, что согласуется с гипотезой о вращении варпа. А во внутренней области Галактики имеется большая дисперсия скоростей W. Чтобы исключить такие цефеиды с большой дисперсией скоростей W, было выполнено дополнительное решение уравнений (25)–(26) при ограничении на значение координаты x. Результаты такого решения даны в последнем столбце табл. 2. Это решение интересно тем, что показывает наличие двух положительных вращений, значение каждого из которых значимо отличается от нуля.

Все решения в табл. 2 имеют ошибку единицы веса около 10 км/с. Это меньше, чем было получено при совместных решениях. Меньшее значение ошибки единицы веса достигается не только за счет неиспользования лучевых скоростей, но и за счет существенного сокращения искомых неизвестных. Следует также учесть, что случайные

ошибки лучевых скоростей в среднем составляют около 5 км/с. Типичная ошибка собственного движения 0.1 мсд/год дает ошибку, тангенциальную скорости, равную 5 км/с $(0.1 \times 4.741 \times r)$ для гелиоцентрических расстояний, превышающих 10 кпк. Таким образом, в нашей выборке случайные ошибки тангенциальных скоростей в среднем меньше ошибок лучевых скоростей (рис. 1 в работе Бобылева и др., 2021). Из табл. 2 можно видеть, что имеется разница в 3-4 км/с в определении скорости V_☉, что может быть связано с особенностью лучевых скоростей. Главное, что такой эффект может влиять на качество остаточных скоростей V (при использовании полной модели). В целом можем заключить, что анализ только собственных движений цефеид подтверждает наличие остаточного вращения вокруг оси у.

Отметим, что наличие положительного остаточного вращения вокруг осей y и x находится в согласии с результатами анализа огромного количества далеких звезд, выполненного в работах Поджио и др. (2018, 2020).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализированы трехмерные движения большой выборки классических цефеид. Для этого использованы данные из работы Мроза и др. (2019). Цефеиды этой выборки расположены в широком диапазоне галактоцентрических расстояний R: 4 - 20 кпк. Максимальное возвышение над галактической плоскостью этих звезд не превышает 2 кпк, т.е. |z| < 2 кпк. Применена линейная модель Огородникова—Милна. Из наблюдаемых скоростей звезд заранее было исключено галактическое вращение, найденное нами ранее на основе нелинейной модели.

Показано, что в галактической плоскости xy практически отсутствуют значимо отличающиеся от нуля компоненты модели A_{xy} и B_{xy} . Таким образом, отсутствует какое-либо остаточное вращение. Из анализа значений параметров A_{xy} и C_{xy} найдено, что в плоскости xy имеется отклонение вертекса l_{xy} с величиной $36 \pm 7^{\circ}$.

Несколько другая ситуация наблюдается в плоскостях zx и zy. С увеличением максимального расстояния R выборки все больше проявляют себя два градиента, $M_{13} = \partial U/\partial z$ и $M_{23} = \partial V/\partial z$. Максимальных значений эти величины достигают при максимальных значениях радиуса рассматриваемой окрестности $M_{13} = -8.2 \pm 1.5$ км/с/кпк и $M_{23} = 7.3 \pm 1.5$ км/с/кпк. Показано, что скорости U и V сильно зависят от того, как из них вычтена кривая вращения Галактики. Поэтому найденные значения этих градиентов могут быть и не связанными с вращением варпа.

На основе полной модели Огородникова– Милна определен градиент $\partial W/\partial x = -\Omega_y$ с величиной -0.64 ± 0.17 км/с/кпк. В данном случае вертикальная скорость W не зависит от галактического вращения. Поэтому найденную величину $\Omega_y = +0.64 \pm 0.17$ км/с/кпк можно интерпретировать как вращение варпа вокруг оси y.

Вычисления, выполненные на основе сокращенной модели с использованием только собственных движений цефеид в предположении об отсутствии деформаций, связанных с варпом, подтвердили наличие остаточного вращения вокруг оси y со скоростью $\Omega_y = +0.54 \pm 0.15$ км/с/кпк. Также они показали наличие небольшого положительного вращения и вокруг оси x со скоростью $\Omega_x = +0.33 \pm \pm 0.10$ км/с/кпк.

Авторы благодарны рецензентам за полезные замечания, которые способствовали улучшению статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Андерсон и др. (R.I. Anderson, H. Saio, S. Ekström, C. Georgy, and G. Meynet), Astron. Astrophys. **591**, A8 (2016).
- 2. Аблимит и др. (I. Ablimit, G. Zhao, C. Flynn, and S.A. Bird), Astrophys. J. **895**, L12 (2020).
- Байлин (J. Bailin), Astrophys. J. Lett. 583, L79 (2003).
- 4. Баттанер и др. (E. Battaner, E. Florido, and M.L. Sanchez-Saavedra), Astron. Astrophys. 236, 1 (1990).

- Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. 13, 110 (1987). [L. N. Berdnikov, Astron. Lett. 13, 45 (1987)].
- 6. Бекки (K. Bekki), MNRAS 422, 1957 (2012).
- Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. 36, 667 (2010) [V. V. Bobylev, Astron. Lett. 36, 634 (2010)].
- Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. 39, 837 (2013а) [V.V. Bobylev, Astron. Lett. 39, 753 (2013а)].
- Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. 39, 909 (20136) [V. V. Bobylev, Astron. Lett. 39, 819 (2013b)].
- 10. Бобылев и др. (V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, A.S. Rastorguev, and M.V. Zabolotskikh), MNRAS **502**, 4377 (2021).
- Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, Bailer-Jones, M. Biermann, D.W. Evans, et al.), Astron. Astrophys. 616, 1 (2018).
- 12. Ванг и др. (S. Wang, X. Chen, R. de Grijs, et al.), Astrophys. J. **852**, 78 (2018).
- 13. Вестерхут (G. Westerhout), Bull. Astron. Inst. Netherlands 13, 201 (1957).
- 14. Дриммель и др. (R. Drimmel, R.L. Smart, and M.G. Lattanzi), Astron. Astrophys. **354**, 67 (2000).
- 15. Дриммель, Шпергель (R. Drimmel and D.N. Spergel), Astrophys. J. **556**, 181 (2001).
- 16. Захариас и др. (N. Zacharias, C. Finch, T. Girard, et al.), Astron. J. **145**, 44 (2013).
- 17. Калберла, Дедес (P.M.W. Kalberla and L. Dedes), Astron. Astrophys. **487**, 951 (2008).
- Клюб (S.V.M. Clube), Mon. Not. R. Astron. Soc. 159, 289 (1972).
- 19. Лопес-Корредоира и др. (М. López-Corredoira, J. Betancort-Rijo, and J. Beckman), Astron. Astrophys. **386**, 169 (2002a).
- 20. Лопес-Корредоира и др. (М. López-Corredoira, A. Cabrera-Lavers, F. Garzón, and P.L. Hammersley), Astron. Astrophys. **394**, 883 (20026).
- 21. Лопес-Корредоира и др. (М. López-Corredoira, H. Abedi, F. Garzón, and F. Figueras), Astron. Astrophys. **572**, 101 (2014).
- 22. Миямото, Жу (M. Miyamoto and Z. Zhu), Astron. J. 115, 1483 (1998).
- 23. Момани и др. (Y. Momany, S. Zaggia, G. Gilmore, et al.), Astron. Astrophys. **451**, 515 (2006).
- 24. Мроз и др. (Р. Mróz, A. Udalski, D.M. Skowron, et al.), Astrophys. J. **870**, L10 (2019).
- Огородников К.Ф., Динамика звездных систем (М.: Физматгиз, 1965) [К.F. Ogorodnikov, Dynamics of stellar systems (Oxford: Pergamon, ed. Beer, A. 1965)].
- 26. Олано (С.А. Olano), Astron. Astrophys. **423**, 895 (2004).
- 27. Поджио и др. (E. Poggio, R. Drimmel, M.G. Lattanzi, R.L. Smart, A. Spagna, R. Andrae, C.A.L. Bailer-Jones, M. Fouesneau, et al.), MNRAS 481, L21 (2018).
- 28. Поджио и др. (E. Poggio, R. Drimmel, R. Andrae, C.A.L. Bailer-Jones, M. Fouesneau, M.G. Lattanzi, R.L. Smart, and A. Spagna), Nature Astron. 4, 590 (2020).

- 29. Резер и др. (S. Röser, M. Demleitner, and E. Schilbach), Astron. J. **139**, 2440 (2010).
- 30. Руссейль (D. Russeil) Astron. Astrophys. **397**, 133 (2003).
- 31. Сковрон и др. (D.M. Skowron, J. Skowron, P. Mróz, et al.), Science **365**, 478 (2019а).
- 32. Сковрон и др. (D.M. Skowron, J. Skowron, P. Mróz, et al.), Acta Astron. **69**, 305 (20196).
- 33. Скрутски и др. (M.F. Skrutskie, R.M. Cutri, R. Stiening, M.D. Weinberg, S. Schneider, J.M. Carpenter, C. Beichman, R. Capps, et al.), Astron. J. **131**, 1163 (2006).
- 34. Спарк, Казертано (L. Sparke and S. Casertano), MNRAS 234, 873 (1988).
- 35. Удальский и др. (A. Udalski, M.K. Szymański, and G. Szymański), Acta Astron. 65, 1 (2015).
- 36. Ферни (J.D. Fernie), Astron. J. 73, 995 (1968).

- 37. Хег и др. (E. Høg, C. Fabricius, V.V. Makarov, et al.), Astron. Astrophys. **355**, L27 (2000).
- Хробакова, Лопес-Корредоира (Ž. Chrobáková and M. López-Corredoira), Astrophys. J. 912, 130 (2021).
- 39. Церсосимо и др. (J.C. Cersosimo, S. Mader, N.S. Figueroa, et al.), Astrophys. J. **699**, 469 (2009).
- 40. Цутия (T. Tsuchiya), New Astron. 7, 293 (2002).
- 41. Ченг и др. (X. Cheng, B. Anguiano, S.R. Majewski, C. Hayes, P. Arras, C. Chiappini, S. Hasselquist, Q. de Andrade, et al.), Astrophys. J. **905**, 49 (2020).
- 42. Шонрих и др. (R. Schönrich, J.J. Binney, and W. Dehnen), Mon. Not. R. Astron. Soc. **403**, 1829 (2010).
- 43. Юсифов (I. Yusifov), astro-ph/0405517 (2004).
- 44. The HIPPARCOS and Tycho Catalogues, ESA SP-1200 (1997).

СТРУКТУРА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗВЕЗД, СОСТОЯЩИХ ИЗ НЕСЖИМАЕМОГО ВЕЩЕСТВА, В ОТСУТСТВИЕ СТРОГОЙ ЭЛЕКТРОНЕЙТРАЛЬНОСТИ

© 2021 г. Н. И. Крамарев^{1,2*}, А. В. Юдин²

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия ² НИЦ "Курчатовский Институт" — ИТЭФ, Москва, Россия Поступила в редакцию 13.07.2021 г. После доработки 05.08.2021 г.; принята к публикации 05.08.2021 г.

В рамках ОТО рассмотрена структура звезды, состоящей из локально неэлектронейтрального несжимаемого трехкомпонентного вещества. Для термодинамических величин типа давления решение представимо в виде ряда по малому параметру $1/\Lambda_{\rm G} \sim 10^{-36}$, где первое приближение — хорошо известное электронейтральное решение. Но уравнения равновесия для химических потенциалов компонент вещества, как оказывается, даже в нулевом порядке содержат конечные вклады, возникающие из-за учета эффектов неэлектронейтральности. Для всех рассматриваемых параметров задачи получены аналитические решения, которые иллюстрируются численными примерами.

Ключевые слова: нейтронные звезды, общая относительность, структура звезд, электронейтральность вещества

DOI: 10.31857/S0320010821090060

ВВЕДЕНИЕ

При расчете параметров звездной плазмы обычно применяется приближение локальной электронейтральности (ЛЭН), т.е. предполагается, что концентрации положительных и отрицательных зарядов строго равны в каждой точке. Объясняется это чрезвычайной слабостью гравитации по сравнению другими силами: так, отношение силы электростатического отталкивания двух протонов к силе их гравитационного притяжения характеризуется параметром

$$\Lambda_{\rm G} = \frac{\mathbf{e}^2}{Gm_{\rm u}^2} \approx 1.25 \times 10^{36}.\tag{1}$$

Между тем, как впервые показал Росселанд (1924), внутри обычных звезд плазма поляризуется в их гравитационном поле. Возникает постоянный локальный дисбаланс заряда, характеризуемый малым параметром 1/ $\Lambda_{\rm G}$:

$$\frac{|\Delta n|}{n} \sim 10^{-36},\tag{2}$$

где n — локальная концентрация вещества, Δn разность концентраций положительных и отрицательных зарядов. Вследствие этого возникает крупномасштабное поле поляризации, и, фактически, каждый ион (или положительно заряженное ядро) находится в равновесии двух сил: поля тяготения и электростатического поля поляризации. Применительно к белым карликам проблема поляризации рассматривалась, например, в книге Шацмана (1958). В силу своей слабости это поле практически никак не влияет на структуру звезды и учитывается разве что при расчете процессов диффузии (см., например, Безногов, Яковлев, 2013; Горшков, Батурин, 2008) в звездах. Таким образом, ЛЭН вещества — отличное приближение для расчета структуры и свойств звезд.

Структура звезд в отсутствие ЛЭН рассматривалась в целом ряде работ (см., например, Балли, Харрисон, 1978; Неслушан, 2001; Иосилевский, 2009). Криворученко и др. (2018) исследовали рассматриваемую тему в ньютоновском приближении, используя двухкомпонентные политропные модели звезд. Оказалось, что полное решение, определяющее структуру звезды, состоит из двух частей: регулярной части, которая представима в виде ряда по малому параметру $1/\Lambda_{\rm G}$ с ЛЭН-решением в качестве нулевого приближения, и нерегулярной

^{*}Электронный адрес: kramarev-nikita@mail.ru

части, которая экспоненциально мала везде, за исключением конечного числа зон, обычно расположенных на границе области интегрирования (так называемый пограничный слой). Это связано с тем, что уравнения равновесия звезды в отсутствие ЛЭН относятся к так называемым сингулярно возмущенным задачам (см., например, О'Мэлли, 1991), т.е. случаю, когда малый параметр стоит при старшей производной дифференциального уравнения. Но даже в полученном полном решении отклонения от ЛЭН малы, ЛЭН сильно нарушается только в тонком поверхностном слое (так называемой "электросфере"), поле поляризации везде мало, а полный заряд звезды может меняться лишь в узких пределах $-0.1 \leq Q \leq 150$ К.

Однако все вышесказанное касается обычных, невырожденных звезд или белых карликов. В относительно недавних работах Ротондо и др. (2011), Бельведере и др. (2012), Бельведере и др. (2015) рассматривались эффекты отклонения от ЛЭН в нейтронных звездах (НЗ). Авторы утверждают, что ими получено решение, в котором концентрация протонов на границе ядра НЗ значительно превосходит концентрацию электронов и достигает там максимума. Это приводит к росту электрического поля поляризации, достигающего значения нескольких тысяч швингеровских критических полей! Над этим ядром находится электросфера электронов, компенсирующая большой положительный заряд ядра, а на ней покоится кора, представляющая собой решетку из нейтронноизбыточных ядер в Ферми-море электронов (авторы использовали здесь уравнение состояния Бейма и др., 1971). Отсутствие протяженной области перехода ядро-кора, от однородного ядерного вещества к нейтронно-избыточным ядрам (см. рис. 17 из работы Бельведере и др., 2012), приводит к отличиям, в частности, таких наблюдаемых макроскопических параметров, как массы и радиусы НЗ, от значений, предсказываемых классическим ЛЭН решением (относительно последнего см., например, Хензель и др., 2007; Пирсон и др., 2018). В связи с такими расхождениями была осознана необходимость дальнейшего исследования вопроса эффектов отклонения от ЛЭН в вырожденных звездах.

Данная работа является первым шагом в этом направлении. Используя предыдущий опыт (Криворученко и др., 2018), а также фундаментальные работы Олсона и Бейлина (1975, 1978), получивших уравнения равновесия вещества в рамках Общей Теории Относительности (ОТО) в отсутствие ЛЭН, нам удалось обобщить прошлые выкладки на случай многокомпонентной жидкости в ОТО. При этом мы ограничились пока рассмотрением несжимаемого ядерного вещества (политропа n == 0). Упомянутые выше проблемы, связанные с корой H3, нами здесь также не рассматривались. Несмотря на известную искусственность, эта простая модель (toy model) позволяет не только "почувствовать физику" задачи в рамках ОТО, но и получать важные результаты. Например, в рамках этого приближения в свое время было выведено ограничение на массу M и радиус R H3: $GM/Rc^2 < 4/9$, которое остается справедливым и в общем случае (Вайнберг, 2000). Важно также, что политропа n = 0 не имеет нерегулярной компоненты решения (см. Приложение в Криворученко и др., 2018), что значительно его упрощает. В данной работе нам даже удалось получить *аналитическое* решение для исследуемой модели в рамках ОТО.

Статья организована следующим образом: сначала мы записываем основные уравнения задачи в общем виде. Затем, используя приближение несжимаемого вещества, упрощаем уравнения и приводим их к безразмерному виду. Полученные решения затем иллюстрируются на нескольких примерах. Далее в работе приводятся краткое обсуждение электросфер в данном приближении и Заключение.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Запишем уравнения задачи в виде, приведенном в работе Олсона и Бэйлина (1978):

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \left[\rho + \frac{Q^2}{8\pi c^2 r^4} \right],\tag{3}$$

$$\frac{dQ}{dr} = 4\pi r^2 e^{\lambda/2} \sum q_i n_i,\tag{4}$$

$$\frac{d\mu_k}{dr} = e^{\lambda/2} \frac{q_k Q}{r^2} - \tag{5}$$

$$-e^{\lambda}\frac{G\mu_k}{r^2c^2}\left[m-\frac{Q^2}{2c^2r}+\frac{4\pi r^3}{c^2}\left(\sum n_i\mu_i-\rho c^2\right)\right].$$

Здесь уравнение (3) есть уравнение непрерывности, r — радиальная координата, m — массовая, ρ — плотность массы-энергии. Величиной Q обозначен полный заряд внутри сферы радиусом r, определяемый уравнением (4), где сумма в правой части идет по всем составляющим вещества с зарядами q_i , в нашем случае i = n, p, e. Метрическая функция λ определяется стандартным образом:

$$e^{\lambda} = -g_{11} = \left[1 - \frac{2Gm}{rc^2}\right]^{-1},$$
 (6)

где g_{11} — соответствующая компонента метрики Шварцшильда (см., например, Ландау, Лифшиц, 2012). Уравнение (5) является уравнением равновесия для химпотенциалов μ_k компонент вещества. Воспользуемся термодинамическими соотношениями (в предположении, что температура T = 0)

$$\Phi \equiv \sum \mu_i n_i = \rho c^2 + P, \tag{7}$$

$$dP = \sum n_i d\mu_i,\tag{8}$$

где P — давление вещества. Домножив каждое из уравнений (5) на n_k и просуммировав, получим уравнение равновесия вещества звезды (Олсон, Бэйлин, 1975):

$$\frac{dP}{dr} = \frac{Q}{r^2} \frac{\sum q_i n_i}{\sqrt{1 - \frac{2Gm}{rc^2}}} -$$
(9)
$$- \frac{G\left(\rho + \frac{P}{c^2}\right)}{r\left(r - \frac{2Gm}{c^2}\right)} \left(m + \frac{4\pi r^3}{c^2}P - \frac{Q^2}{2rc^2}\right),$$

которое в случае строгой электронейтральности (Q = 0) превращается в уравнение Толмана— Опенгеймера—Волкова (ТОВ).

ПОЛИТРОПА n = 0

В дальнейшем мы ограничимся абсолютно жестким уравнением состояния, при котором концентрации компонент вещества n_k постоянны. Оно соответствует политропе n = 0 в нерелятивистском случае. Поскольку внутренняя энергия ϵ вещества политропы связана с давлением соотношением $\epsilon = nP/\rho$, то полная плотность энергии—массы ρ равна просто $\rho = \sum n_i m_i$. Из формулы (7) тогда видно, что в рассматриваемом случае термодинамический потенциал Φ отличается от давления Pна постоянную. Воспользуемся этим и перепишем уравнение равновесия (9) в виде

$$\frac{d\Phi}{dr} = \frac{1}{8\pi r^4} \left(\frac{dQ^2}{dr}\right) +$$
(10)
$$+ e^{\lambda} \frac{G\Phi}{c^2} \left[\frac{d}{dr} \left(\frac{m}{r}\right) - \frac{4\pi r}{c^2} \Phi\right],$$

где мы также воспользовались уравнениями (3) и (4). Уравнение (10) можно записать в эквивалентной, более удобной форме:

$$\frac{d}{dr} \left(\Phi e^{-\lambda/2} \right) =$$
(11)
$$= \frac{e^{-\lambda/2}}{8\pi r^4} \left(\frac{dQ^2}{dr} \right) - \frac{4\pi Gr}{c^4} \Phi^2 e^{\lambda/2}.$$

Решение однородного уравнения (11) есть

$$\Phi e^{-\lambda/2} = \left[C + \int \frac{4\pi Gr}{c^4} e^{3\lambda/2} dr \right]^{-1}, \qquad (12)$$

где C — некоторая константа. Решение полного уравнения (11) ищем методом вариации постоянных. Тогда для C = C(r) получаем дифференциальное уравнение

$$\frac{dC(r)}{dr} = -\frac{e^{-\lambda/2}}{8\pi r^4} \left(\frac{dQ^2}{dr}\right) \times$$
(13)
$$\times \left[C(r) + \int \frac{4\pi Gr}{c^4} e^{3\lambda/2} dr\right]^2.$$

Вернемся теперь к уравнениям равновесия (5). Их можно переписать в виде

$$\frac{d\mu_k}{dr} = \frac{q_k Q}{r^2} e^{\lambda/2} +$$

$$+ e^{\lambda} \frac{G\mu_k}{c^2} \left[\frac{d}{dr} \left(\frac{m}{r} \right) - \frac{4\pi r}{c^2} \Phi \right].$$
(14)

Решение этих уравнений можно записать в виде

$$\mu_k(r)e^{-\lambda(r)/2} =$$
(15)
$$e^{-\Pi(r)} \left[\mu_k(0) + \int_0^r \frac{q_k Q(r')}{r'^2} e^{\Pi(r')} dr' \right],$$

где мы ввели обозначение

_

$$\Pi(r) \equiv \int_{0}^{r} \frac{4\pi Gr'}{c^4} e^{\lambda(r')} \Phi(r') dr'.$$
 (16)

Безразмерный вид уравнений

Прежде чем приступить к решению полученных уравнений, сделаем несколько упрощающих предположений. Во-первых, будем считать, что вещество находится в состоянии бета-равновесия, т.е. $\mu_{n} = \mu_{p} + \mu_{e}$. Как видно из уравнения (15), если это условие выполняется хотя бы в одной точке звезды, то оно выполняется везде (поскольку $q_n = 0$, а $q_{\rm D} = -q_{\rm e}$). Во-вторых, будем искать решение, в котором и полное, и парциальные давления компонент обращаются в нуль в одной точке. В этой точке химпотенциалы компонент равны $\mu_k = m_k c^2$. Здесь возникает некоторое противоречие с условием бета-равновесия, поскольку $m_n \neq m_p + m_e$. Чтобы добиться согласованности, будем считать, что $m_{
m e}=0,$ а $m_{
m n}=m_{
m p}=m_{
m u},$ где $m_{
m u}$ — атомная единица массы. Подобное приближение вполне соответствует модельному характеру решаемой задачи, в частности условию абсолютной жесткости вещества и следующему из него постоянству концентраций компонент. В реальности условие бетаравновесия будет нарушаться во внешних областях звезды при падении плотности, и уж заведомо оно нарушается в электросфере звезды (см. ниже, а также в Криворученко и др., 2018).

С учетом сделанных предположений плотность вещества есть $\rho = \rho_{\rm b} = m_{\rm u}n_{\rm b}$, где $n_{\rm b} = n_{\rm n} + n_{\rm p}$ — концентрация барионов. Теперь можно ввести естественную для данной задачи единицу длины:

$$r_0 = \frac{c}{\sqrt{4\pi G\rho_{\rm b}}} \approx \frac{32.7}{\sqrt{\rho_{14}}} \, \mathrm{KM},\tag{17}$$

где $\rho_{14} \equiv \rho(r/cm^3) \times 10^{-14}$. Введем пространственную координату x согласно $r = r_0 x$. Тогда массовая координата m выражается через безразмерную переменную η как $m(r) = 4\pi r_0^3 \rho_b \eta(x)$. Введем также безразмерный заряд θ согласно $Q(r) = 4\pi r_0^3 \mathbf{e}(n_p - -n_e)\theta(x)$, где \mathbf{e} — единица электрического заряда. Тогда уравнения равновесия звезды (3), (4) запишутся следующим образом:

$$\frac{d\eta}{dx} = x^2 + \Lambda_q \frac{\theta^2}{x^2},\tag{18}$$

$$\frac{d\theta}{dx} = x^2 e^{\lambda/2},\tag{19}$$

где, как и прежде, $e^{-\lambda} = 1 - 2\eta/x,$ а параметр $\Lambda_{\rm q}$ равен

$$\Lambda_{\rm q} = \frac{1}{2} \Lambda_{\rm G} \left(\frac{n_{\rm p} - n_{\rm e}}{n_{\rm b}} \right)^2. \tag{20}$$

Напомним, что величина $\Lambda_{\rm G} \sim 10^{36}$, стоящая в этой формуле, представляет собой основной и при этом гигантский параметр задачи.

Введя для термодинамического потенциала Φ безразмерную переменную ϕ согласно $\Phi(r) = m_{\rm u}c^2n_{\rm b}\phi(x)$, перепишем соотношение (12) в виде

$$\phi(x)e^{-\lambda/2} = \left[\mathbf{c}(x) + \int e^{3\lambda/2}xdx\right]^{-1}.$$
 (21)

Уравнение (13) запишется в безразмерном виде следующим образом:

$$\frac{d\mathbf{c}}{dx} = -\Lambda_{q} \frac{e^{-\lambda/2}}{x^{4}} \left(\frac{d\theta^{2}}{dx}\right) \times \qquad (22)$$
$$\times \left[\mathbf{c}(x) + \int e^{3\lambda/2} x dx\right]^{2}.$$

Теперь осталось только записать уравнения равновесия для химпотенциалов (15) с помощью безразмерных переменных $\psi_k(x) \equiv \frac{\mu_k(r)}{m_u c^2}$:

$$\psi_k e^{-\lambda/2} = e^{-\Pi(x)} \bigg[\psi_k(0) +$$
 (23)

$$+\Lambda_{\mathrm{G}}\left(rac{n_{\mathrm{p}}-n_{\mathrm{e}}}{n_{\mathrm{b}}}
ight)\int\limits_{0}^{x}rac{ ilde{q}_{k} heta(x')}{x'^{2}}e^{\Pi(x')}dx'igg],$$

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 9 2021

где $\tilde{q}_k = 0, \pm 1$ — нормированный безразмерный заряд нейтрона, протона или электрона, а $\Pi(x)$, определяемый формулой (16), есть

$$\Pi(x) \equiv \int_{0}^{x} e^{\lambda(x')} \phi(x') x' dx'.$$
 (24)

Важно отметить, что перед интегральным членом в (23) стоит гигантской множитель $\Lambda_{\rm G} \sim 10^{36}$, умноженный на относительное отклонение концентраций вещества от электронейтральных значений. Это означает, что получить решение с безразмерными химпотенциалами, имеющими порядок O(1), можно, только если

$$\frac{n_{\rm p} - n_{\rm e}}{n_{\rm b}} = \frac{\alpha_{\rm e}}{\Lambda_{\rm G}},\tag{25}$$

где $\alpha_{\rm e} = O(1)$ — численный параметр задачи. Тогда

$$\Lambda_{\rm q} = \frac{\alpha_{\rm e}^2}{2\Lambda_{\rm G}} \sim 10^{-36} \tag{26}$$

оказывается малым параметром. В уравнения (18) и (22) члены с полем поляризации входят с этим экстремально малым множителем. Исключением являются уравнения равновесия (23), где гигантский множитель Λ_{G} компенсируется соответственно малым значением отклонения вещества от электронейтральности. Это полностью отвечает рассмотренному ранее (Криворученко и др., 2018; Хунд, Кисслинг, 2021а) случаю ньютоновской гравитации: при расчете структуры звезды поле поляризации можно не учитывать, но сила, с которой это поле действует на отдельную заряженную частицу вещества, сравнима с соответствующей гравитационной силой. Действительно, уравнение равновесия звезды (9), записанное в безразмерных переменных ($p \equiv P/\rho c^2$), имеет вид

$$\frac{dp}{dx} = 2\Lambda_{q}e^{\lambda/2}\frac{\theta}{x^{2}} - \qquad(27)$$
$$-e^{\lambda}\frac{1+p}{x^{2}}\left(\eta + x^{3}p - \Lambda_{q}\frac{\theta^{2}}{x}\right),$$

и все поправки к стандартному уравнению TOB (члены с Λ_q) оказываются пренебрежимо малы.

Решение уравнений

Учитывая экстремальную малость параметра Λ_q , решение можно искать в виде ряда по нему. Обратимся сперва к уравнениям (18) и (19). Будем решать их методом последовательных приближений. Нулевое приближение для (18) дает $\eta = x^3/3$. Тогда $e^{-\lambda} = 1 - 2x^2/3$. Подставив это

в (19), получим выражение для заряда звезды в первом приближении:

$$\theta(x) = \frac{3}{4} \left[\sqrt{\frac{3}{2}} \arcsin \sqrt{\frac{2}{3}} x - x \sqrt{1 - \frac{2x^2}{3}} \right].$$
(28)

Подставив полученное выражение (28) в уравнение (18) и проинтегрировав последнее, можно получить следующий член в разложении для $\eta(x)$ и так далее.

Обратимся теперь к функции $\phi(x) = \sum \psi_i(x)Y_i$, где мы использовали стандартное обозначение $Y_i \equiv \equiv n_i/n_b$. На границе звезды $\phi = 1$, а в центре (см. уравнение (21)) $\phi(0) \equiv \phi_0 = 1/\mathbf{c}(0) > 1$. Учитывая, что, согласно (22), **с** — постоянная величина с точностью до $O(\Lambda_q)$, уравнение (21) с той же точностью может быть проинтегрировано как

$$\phi^{-1}(x) = \frac{3}{2} - \left[\frac{3}{2} - \frac{1}{\phi_0}\right]\sqrt{1 - \frac{2x^2}{3}}.$$
 (29)

Оно соответствует известному решению (см., например, Синг, 1963) для давления внутри однородной несжимаемой жидкости в ОТО (напомним, что в безразмерных единицах $p = \phi - 1$):

$$p(x) = \frac{(1+3p_0)\sqrt{1-\frac{2x^2}{3}} - (1+p_0)}{3(1+p_0) - (1+3p_0)\sqrt{1-\frac{2x^2}{3}}},$$
 (30)

где $p_0 = p(0)$. Для вычисления поправки порядка $O(\Lambda_q)$ достаточно проинтегрировать уравнение (22), положив в правой части $\mathbf{c}(x) = \mathbf{c}(0)$ и использовав выражение (28) для $\theta(x)$. В первом приближении также легко найти компоненту $e^{\nu} = g_{00}$ метрики. Для нашего случая $\rho = \text{const}$ она просто связана с давлением (Вайнберг, 2000):

$$e^{\nu(x)} = \left[\frac{1+p_0}{1+p(x)}\right]^2.$$
 (31)

Распределения величин λ и θ , а также ν для $p_0 = 5$ внутри звезды проиллюстрированы на рис. 1, демонстрирующем, в частности, важность эффектов ОТО в рассматриваемой задаче.

Координата границы звезды $x_{\rm b}$ находится из условия $\phi(x_{\rm b}) = 1$, что, согласно (29), с точностью до $O(\Lambda_{\rm q})$ дает

$$x_{\rm b} = \frac{\sqrt{6(\phi_0 - 1)(2\phi_0 - 1)}}{3\phi_0 - 2}.$$
 (32)

Очевидно, что $0 \le x_{\rm b} \le 2/\sqrt{3}$. Зависимости величин $x_{\rm b}$ и $\theta(x_{\rm b})$ приведены на рис. 2 как функции от ϕ_0 . Максимальные значения $\theta(x_{\rm b}) \approx 0.84$ и $x_{\rm b} \approx 1.15$ достигаются при $\phi_0 \to \infty$.

Перейдем теперь к уравнениям равновесия компонент вещества. Уравнение (24) для $\Pi(x)$ может быть явно проинтегрировано:

$$\Pi(x) = \ln\left[\frac{3\phi_0 - (3\phi_0 - 2)\sqrt{1 - \frac{2x^2}{3}}}{2\sqrt{1 - \frac{2x^2}{3}}}\right].$$
 (33)

Запишем выражение (23) для химпотенциала нейтронов (с учетом того, что $\tilde{q}_n = 0$):

$$\psi_{n}(x) = e^{\lambda(x)/2 - \Pi(x)} \psi_{n}(0) =$$
(34)
= $\frac{2\psi_{n}(0)}{3\phi_{0} - (3\phi_{0} - 2)\sqrt{1 - \frac{2x^{2}}{3}}}.$

Рассмотрим теперь величину $\phi(x)$:

$$\phi(x) = \sum_{i} \psi_{i} Y_{i} \approx$$

$$\approx \psi_{n} Y_{n} + (\psi_{p} + \psi_{e}) Y_{p} = \psi_{n}(x),$$
(35)

где мы сперва использовали условие локальной электронейтральности (примерное, с точностью до $O(\Lambda_q)$), а затем — условие бета-равновесия. Тогда выражение (34) для ψ_n можно с той же точностью переписать в виде

$$\psi_{\rm n}(x) = \frac{2\phi_0}{3\phi_0 - (3\phi_0 - 2)\sqrt{1 - \frac{2x^2}{3}}}.$$
 (36)

Это выражение тождественно удовлетворяется при x = 0 (с учетом (35)), а при $x = x_b$, определяемом равенством (32), приводит к пределу $\psi_n(x_b) = 1$, как и должно быть.

Перейдем теперь к случаю заряженных частиц. Нам необходимо вычислить входящий в (23) интеграл от поля поляризации. Он равен

$$I_{\rm E}(x) \equiv \int_{0}^{x} \frac{\theta(x')}{x'^2} e^{\Pi(x')} dx' =$$
(37)
$$= \frac{3}{8} \left[\left(3\phi_0 - 2 - 3\phi_0 \sqrt{1 - \frac{2x^2}{3}} \right) \times \frac{1}{x} \sqrt{\frac{3}{2}} \arcsin \sqrt{\frac{2}{3}} x - \frac{1}{x} \sqrt{\frac{3}{2}} \arcsin \sqrt{\frac{2}{3}} x - \frac{1}{3} - \frac{3\phi_0 + 4 + (3\phi_0 - 2)\sqrt{1 - \frac{2x^2}{3}} \right].$$

Тогда химпотенциалы заряженных компонент вещества есть

$$\psi_{\rm p,e}(x) = \frac{\psi_{\rm p,e}(0) \pm \alpha_{\rm e} I_{\rm E}(x)}{\frac{3}{2}\phi_0 - \left(\frac{3}{2}\phi_0 - 1\right)\sqrt{1 - \frac{2x^2}{3}}},$$
(38)



Рис. 1. Распределение метрических функций λ и ν при $p_0=5$, а также безразмерного заряда θ внутри звезды в пределах $0 \le x \le 2/\sqrt{3}$.

где верхний знак относится к протонам, нижний — к электронам. До сих пор параметр $\alpha_{\rm e}$ оставался неопределенным. Воспользовавшись (38) и граничным условием для электронов $\psi_{\rm e}(x_{\rm b}) = 0$, получим

$$\alpha_{\rm e} = \frac{\psi_{\rm e}(0)}{I_{\rm E}(x_{\rm b})}.\tag{39}$$

Входящая сюда величина интеграла $I_{\rm E}(x_{\rm b})$ пред-

 $I_{\Gamma}(r_{\rm b}) = \frac{3}{2} \left[\frac{3\phi_0^2 - 6\phi_0 + 2}{2} \right] \times$

ставляет собой функцию от $\phi_0 \approx \psi_n(0) \equiv \psi_{n0}$:

$$I_{\rm E}(x_{\rm b}) = \frac{3}{8} \left[\frac{3\phi_0 - 6\phi_0 + 2}{\sqrt{(\phi_0 - 1)(2\phi_0 - 1)}} \times (40) \right] \times \arcsin\left(\frac{2\sqrt{(\phi_0 - 1)(2\phi_0 - 1)}}{3\phi_0 - 2}\right) - 2(\phi_0 - 2) \right].$$

Ее поведение приведено на рис. 3, где также показаны следующие асимптотики:

$$I_{\rm E}(x_{\rm b}) = \begin{cases} \phi_0 - 1, & \phi_0 \to 1, \\ \frac{3}{4} \left[\frac{3}{2\sqrt{2}} \arcsin\left(\frac{2\sqrt{2}}{3}\right) - 1 \right] \phi_0 \approx 0.23\phi_0, \quad \phi_0 \to \infty. \end{cases}$$
(41)

В нерелятивистском пределе $\phi_0 - 1 = \psi_{n0} - 1$ есть не что иное, как энергия Ферми нейтронов $E_{Fe}^n(0)$, которая, в силу условий бета-равновесия, $E_{Fe}^n = E_{Fe}^p + E_{Fe}^e$. Учтя также, что для электронов $\psi_{e0} = E_{Fe}^e(0)$, получим в нерелятивистском случае формулу (39) в виде

$$\alpha_{\rm e} = \frac{E_{\rm Fe}^{\rm e}(0)}{E_{\rm Fe}^{\rm e}(0) + E_{\rm Fe}^{\rm p}(0)},\tag{42}$$

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 9 2021



Рис. 2. Полный безразмерный заряд звезды $heta_0$ и координата границы звезды $x_{
m b}$ как функции параметра $\phi_0 pprox \psi_{
m n0}$.

т.е. старый результат для политроп (см. формулу (II.22) в Криворученко и др., 2018).

ЧИСЛЕННЫЕ ПРИМЕРЫ

Чтобы проиллюстрировать полученные результаты, необходимо разобраться со смыслом параметра $\alpha_{\rm e}$. Для этого запишем выражение для полного заряда звезды Q внутри сферы радиусом r в виде

$$Q(r) = 4\pi r_0^3 n_{\rm b} \mathbf{e} \frac{\alpha_{\rm e}}{\Lambda_{\rm G}} \theta(x). \tag{43}$$

Число барионов внутри той же сферы есть

$$N(r) = 4\pi r_0^3 n_b \times$$

$$\times \int e^{\lambda(x)/2} x^2 dx = 4\pi r_0^3 n_b \theta(x).$$
(44)

Тогда нескомпенсированный заряд на барион в звезде дается выражением (см. также Хунд, Кисслинг, 2021a,b)

$$\frac{Q(r)}{N(r)} = \mathbf{e} \frac{\alpha_{\rm e}}{\Lambda_{\rm G}}.\tag{45}$$

В частности, полный заряд звезды на барион равен значению выражения (45) при $x = x_b$.

При характерном числе барионов в звезде $N_{\rm b} \sim$ $\sim 10^{57}$, значении элементарного заряда ${f e} \approx 1.6 imes$ $imes 10^{-19}$ К и величине параметра $\Lambda_{
m G} \sim 10^{36}$, получаем типичный полный заряд звезды $Q_{
m s} \sim 100 lpha_{
m e}~{
m K}$ (см. также Криворученко и др., 2018). Таким образом, параметр $\alpha_{\rm e} \sim O(1)$ определяет полный заряд звезды. Как видно из выражения (39), он связан с химпотенциалом электронов в нуле. В обычной НЗ в предположении ЛЭН (и, как следствие, равного нулю ее полного заряда) задание одного параметра (например, плотности в центре) однозначно определяет все свойства конфигурации, в частности, ее массу. В нашем случае, помимо параметра $\phi_0 \approx$ $\approx \psi_{\rm n0}$, нужно задать $\psi_{\rm e0}$ ($\psi_{\rm p0}$ определяется из условий бета-равновесия), тем самым задав как полную массу звезды, так и ее заряд.

Несколько примеров полученных распределений химпотенциалов нейтронной, протонной и электронной компонент для различных начальных условий приведены на рис. 4. По мере уменьшения α_e химпотенциал электронов также падает (см. формулу (39)), а ψ_p приближается к ψ_n (можно сравнить формулы (36) и (38) и учесть условие бета-равновесия).



Рис. 3. Интеграл $I_{\rm E}(x_{\rm b})$ и его асимптотики при $\phi_0 \rightarrow 1$ и $\phi_0 \rightarrow \infty$.

Насколько велик может быть параметр $\alpha_{\rm e}$, а значит, и заряд звезды? Оказывается, что $\alpha_{\rm e}$, сильно превышающее единицу, приводит к неверному решению, что демонстрируется на рис. 5. На верхней панели рисунка показано поведение химпотенциала протонов в окрестности $\psi_{\mathsf{p}} \sim 1$ для нескольких значений $\alpha_{\rm e}$ и фиксированном значении $\phi_0 =$ = 5. При $\alpha_{\rm e} = 1$ кривая $\psi_{\rm p}(x)$ с конечным наклоном упирается в единицу на границе звезды. При $\alpha_{\rm e}=2$ наклон на границе практически нулевой. А при $\alpha_{\rm e} = 3$ кривая упирается в единицу снизу, из недопустимой (в нашем приближении) области $\psi_{\rm p} < 1!$ Таким образом, решение для химпотенциала протонов здесь неверно, и протонная компонента, фактически, заканчивается при $x \approx 0.3$. Данный эффект имеет прямой аналог в теории политроп. Функции Эмдена, показанные на нижней панели того же рис. 5 для нескольких значений индекса политропы n, также могут иметь несколько корней. Например, функция Эмдена для n = 1 имеет вид $\sin(\xi)/\xi$ и обращается в ноль не только при $\xi = \pi$, но и при $\xi = 2\pi$ и т.д. Однако решение, лежащее при $\xi > \pi$ уже не имеет отношения к реальности. Так и в нашем случае при $\alpha_{\rm e}\gtrsim 2$ полученное решение, хотя формально и удовлетворяет граничному условию, не является допустимым. Тем самым

большие значения $\alpha_{\rm e}$, а значит, и полного заряда звезды, также недопустимы.

ЭЛЕКТРОСФЕРА

Возможно ли в рассматриваемом приближении получить глобально электронейтральную звездную конфигурацию, имеющую полный заряд $Q_{\rm s} = 0$? Формула (45), как кажется, говорит, что это возможно только при $lpha_{
m e}=0,$ т.е. в случае строгой локальной электронейтральности. Однако это не так: везде выше мы использовали существенное условие, что концентрации всех компонент вещества обращаются в нуль в одной точке. Если ослабить это требование, то вполне возможно построить конфигурацию, в которой концентрация, например, электронов внутри звезды меньше концентрации протонов, но сама электронная компонента простирается чуть дальше, образуя на поверхности звезды так называемую электросферу (Криворученко и др., 2018), компенсируя тем самым набравшийся положительный заряд звезды. Оценим параметры такой электросферы в нашем приближении.

Электросфера существует в тонком приповерхностном слое толщиной $r_{\rm e}$, причем $r_{\rm e} \ll r_{\rm b}$ — радиуса границы барионной компоненты. С учетом



Рис. 4. Распределение безразмерных химпотенциалов нейтронов, протонов и электронов внутри НЗ для нескольких значений φ₀ и α_e.

этого уравнение (4) для заряда Q в области электросферы элементарно интегрируется. Требование $Q_{\rm s} = 0$ дает нам толщину электросферы (ср. с формулой (A.9) из Криворученко и др., 2018):

$$\frac{r_{\rm e}}{r_{\rm b}} = \frac{Q_{\rm b}}{4\pi r_{\rm b}^3 \mathbf{e} n_{\rm e}} = \frac{\alpha_{\rm e}}{\Lambda_{\rm G}} \frac{\theta(x_{\rm b})}{x_{\rm b}^3 e^{\lambda_{\rm b}/2}} \left(\frac{n_{\rm b}}{n_{\rm e}}\right) \sim 10^{-36}, \quad (46)$$

где $Q_{\rm b}$ — величина (положительного) заряда звезды на границе барионной компоненты вещества. Химпотенциал электронов внутри такой электросферы, согласно уравнению равновесия (14), с точностью $O(\Lambda_{\rm G}^{-1})$ равен нулю.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе была рассмотрена структура локально неэлектронейтральной самогравитирующей несжимаемой трехкомпонентной жидкости в ОТО. Как и в случае ньютоновской гравитации, в отношении термодинамических величин типа давления P, термодинамического потенциала Φ и т.д. (см. формулы (21), (22) и (27)) решение представляет собой ряд по малому параметру $1/\Lambda_{\rm G} \sim 10^{-36}$, где первое приближение — классическое электронейтральное решение. Решение является вырожденным, так как в нем отсутствует нерегулярная

компонента решения, что полностью согласуется с аналогичным случаем в ньютоновской гравитации (см. Приложение из Криворученко и др., 2018). Было найдено, что при расчете макроскопическиих параметров НЗ, таких как масса и радиус, неэлектронейтральностью можно пренебречь. Тем самым показано, что странные результаты Бельведере и др. (2012) не могут быть просто следствием нарушения ЛЭН в ОТО. По-видимому, они связаны с их трактовкой тонких эффектов, происходящих на границе ядра звезды. В нашем решении здесь может появиться электросфера, однако ничего подобного найденному указанными авторами резкому росту электрического поля там не происходит. На важность аккуратного расчета границ фаз при решении задач о поляризации плазмы в астрофизических объектах было указано в работах Иосилевского (см., например, Иосилевский, 2009).

Главная особенность, к которой приводит учет отклонения от ЛЭН, содержится в уравнениях равновесия химпотенциалов компонент вещества (23). В них (для заряженных компонент) фактор, стоящий перед интегралом, состоит из двух множителей, компенсирующих друг друга, одного $\Lambda_{\rm G}$ — огромного, а другого $(n_{\rm p} - n_{\rm e})/n_{\rm b}$ — малого.



Рис. 5. Сверху: поведение химпотенциала протонов в окрестности $\psi_{\rm p} \sim 1$ для нескольких значений $\alpha_{\rm e}$. Внизу: функции Эмдена для нескольких значений индекса политропы n.

Этот фактор, обозначенный нами $\alpha_e = O(1)$, входит в конечные уравнения равновесия индивидуальных компонент вещества (38) и обусловливает (уже не малый) эффект отклонения от ЛЭН. Он же в конечном счете определяет и полный заряд звезды (43). Этот нюанс является характерной и важнейшей особенностью задач об отклонении от ЛЭН в звездах: несмотря на то, что в отношении крупномасштабных параметров этим эффектом (и порожденным им полем поляризации) можно пренебречь, при переходе на микроуровень оказывается, что сила, действующая на заряженную частицу со стороны этого поля, сравнима с гравитационной силой.

Несмотря на модельный характер рассмотренной задачи, ее решение представляется нам важным этапом на пути анализа структуры НЗ с более реалистичными уравнениями состояния в отсутствие строгой ЛЭН.

Работа Н.И. Крамарева поддержана фондом развития теоретической физики и математики "БА-ЗИС" (грант № 20-2-1-19-1). Авторы также благодарны анонимным рецензентам, чьи замечания позволили существенно улучшить нашу статью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Балли, Харрисон (J. Bally and E.R. Harrison), Astrophys. J. **220**, 743 (1978).
- 2. Безногов, Яковлев (M.V. Beznogov and D.G. Yakovlev), Phys. Rev. Lett. **111**, 161101 (2013).
- 3. Беймидр. (G. Baym, C. Pethick, and P. Sutherland), Astrophys. J. **170**, 299 (1971).
- 4. Бельведере и др. (R. Belvedere, D. Pugliese, J.A. Rueda, R. Ruffini, and S.-Sh. Xue), Nucl. Phys. A 883, 1 (2012).
- 5. Бельведере и др. (R. Belvedere, J.A. Rueda, and R. Ruffini), Astrophys. J. **799**, 23 (2015).
- 6. Вайнберг (S. Weinberg), Гравитация и космология (ПЛАТОН, 2000).
- 7. Горшков, Батурин (A.B. Gorshkov and V.A. Baturin), Astron. Rep. **52**, 760 (2008).
- Иосилевский (I.L. Iosilevskiy), J. Phys. A 42, 214008 (2009).
- Криворученко и др. (М.І. Krivoruchenko, D.K. Nadyozhin, and A.V. Yudin), Phys. Rev. D 97, 083016 (2018).
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Теория поля* (Физматлит, 2012).
- O'Мэлли (R.E. O'Malley), Singular Perturbation Methods for Ordinary Differential Equations (New York: Springer-Verlag, 1991).

- 12. Неслушан (L. Neslusan), Astron. Astrophys. **372**, 913 (2001).
- 13. Олсон, Бэйлин (E. Olson and M. Bailyn), Phys. Rev. D **12**, 3030 (1975).
- 14. Олсон, Бэйлин (É. Olson and M. Bailyn), Phys. Rev. D **18**, 2175 (1978).
- 15. Пирсон и др. (J.M. Pearson, N. Chamel, A.Y. Potekhin, A.F. Fantina, C. Ducoin, A.K. Dutta, and S. Goriely), MNRAS **481**, 2994 (2018).
- 16. Росселанд (S. Rosseland), MNRAS 84, 525 (1924).
- 17. Ротондо и др. (M. Rotondo, J.A. Rueda, R. Ruffini, and S.-S. Xue), Phys. Lett. B **701**, 667 (2011).

- 18. Синг Дж.Л., *Общая Теория Относительности* (М.: Изд. иностр. лит-ры, 1964).
- 19. Хензель и др. (P. Haensel, A.Y. Potekhin, and D.G. Yakovlev), *Neutron Stars 1: Equation of State and Structure* (New York: Springer, 2007).
- 20. Хунд, Кисслинг (P. Hund and M.K.-H. Kiessling), Phys. Rev. D 103, 4 (2021).
- 21. Хунд, Кисслинг (P. Hund and M.K.-H. Kiessling), Am. J. Phys. 89, 291 (2021).
- 22. Шацман (E.L. Schatzman), *White Dwarfs* (Amsterdam: North-Holland, 1958).

О РАССЕЯНИИ ГИГАНТСКИХ ИМПУЛЬСОВ ПУЛЬСАРА В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

© 2021 г. А. А. Ершов^{1*}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Пущинская радиоастрономическая обсерватория (ПРАО АКЦ ФИАН), Пущино, Россия Поступила в редакцию 13.07.2021 г. После доработки 05.08.2021 г.; принята к публикации 05.08.2021 г.

Проведены наблюдения гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности на частотах 61 и 111 МГц. Профили импульсов показывают значимую (ненулевую) длительность переднего фронта, что не согласуется с моделью одиночного тонкого рассеивающего экрана. Проведен анализ некоторых возможных вариантов формирования рассеянных импульсов с ненулевой длительностью переднего фронта. Случай рассеяния на двух тонких экранах хорошо описывает наблюдаемые характеристики профилей импульсов (длительность переднего фронта и характерное время рассеяния). Определены характерные времена рассеяния двух тонких рассеивающих экранов: $\tau_1(61) = 178 \pm 54$ мс и $\tau_2(61) = 32 \pm 5$ мс на частоте 61 МГц; $\tau_1(111) = 9.0 \pm 1.8$ мс и $\tau_2(111) = 3.7 \pm 0.4$ мс на частоте 111 МГц. Необходим мониторинг параметров рассеяния для определения того, какой из экранов относится к глобальной межзвездной среде, а какой — к локальной среде в (вблизи от) Крабовидной туманности.

Ключевые слова: пульсары, радиоизлучение, гигантские импульсы, межзвездная среда, Крабовидная туманность, рассеяние в межзвездной среде.

DOI: 10.31857/S0320010821090047

ВВЕДЕНИЕ

Пульсар PSR B0531+21 (PSR J0534+2200) в центре Крабовидной туманности (КТ) был открыт в 1968 г. (Стаелин, Рейфенстейн, 1968) по аномально сильным индивидуальным импульсам на частоте 112 МГц. Впоследствии эти импульсы стали называть гигантскими импульсами (ГИ). Пульсар виден во всем спектре электромагнитных волн, а КТ является одним из самых ярких объектов в радиодиапазоне. Период пульсара равен 33.7 мс, расстояние до КТ равно 2 кпк (Тримбл, 1973).

На частотах вблизи 1 ГГц хорошо видны три основные компоненты среднего профиля: главный импульс, прекурсор главного импульса и интеримпульс. На более высоких (несколько ГГц) частотах появляются дополнительные компоненты, их относительные интенсивности меняются с частотой, а ГИ наиболее часто видны в главном импульсе, менее часто — в интеримпульсе, и никогда — в других компонентах профиля (Моффет, Хэнкинс, 1996).

ГИ видны практически на всех частотах радиодиапазона. Для исследования спектральных характеристик ГИ проводились одновременные наблюдения в широком диапазоне частот. Попов и др. (2006) по одновременным наблюдениям на частотах 23, 111 и 600 МГц показали, что спектральные индексы интенсивностей ГИ распределены в широком дипазоне. Из наблюдений Мейерса и др. (2017) на частотах от 121 до 3100 МГц следует, что на низких частотах спектральный индекс интенсивностей ГИ становится более плоским.

На низких частотах (менее 1 ГГц) становится заметным уширение импульсов в результате рассеяния излучения в межзвездной среде. Это уширение, проявляющееся в виде зкспоненциального спада после максимума импульса, видно как в ГИ, так и в средних профилях. Величина рассеяния меняется на временны́х масштабах от недель до месяцев (Ранкин, Коунселман, 1973). Эпизодически наблюдается аномальное рассеяние (Лайн, Торн, 1975; Кузьмин и др., 2011), когда величина рассеяния может увеличиваться до 10 раз. По наблюдениям средних профилей на частоте 610 МГц МакКии и др. (2018) измерили вариации величины рассеяния излучения пульсара в КТ на интервале в 30 лет. Достаточно короткий временно́й масштаб

^{*}Электронный адрес: ershov@prao.ru

вариаций рассеяния предполагает, что они происходят на дискретных структурах в самой КТ.

За последние годы было проведено много наблюдений ГИ пульсара в КТ на низких частотах: Каруппусами и др. (2012) — на частотах от 110 до 180 МГц, Еллингсон и др. (2013) — на частотах от 20 до 84 МГц, Ефтехари и др. (2016) — на частотах от 28 до 76 МГц. Во всех этих наблюдениях ГИ хорошо виден передний фронт, поэтому можно предполагать, что анализ уширения импульсов на основе модели одиночного тонкого экрана плохо описывает наблюдательные данные.

Рудницкий и др. (2017) исследовали эффекты рассеяния ГИ пульсара в Крабовидной туманности на основе восьми эпох РСДБ-наблюдений в проекте "Радиоастрон" на частотах 327 и 1668 МГц. С использованием модели одиночного тонкого рассеивающего экрана были измерены временные и частотные характеристики рассеяния — полоса декорреляции и время рассеяния. Оказалось, что параметры рассеяния меняются от эпохи к эпохе, в том числе меняется и расстояние до рассеивающего экрана. Был сделан вывод, что модель одиночного тонкого экрана слишком упрощенно описывает распределение рассеивающего вещества на луче зрения до пульсара в КТ. При этом наблюдаемое от эпохи к эпохе изменение положения экрана свидетельствет о доминирующем влиянии Крабовидной туманности на рассеяние радиоизлучения от пульсара PSR B0531+21.

Низкочастотные исследования рассеяния радиоизлучения пульсара в КТ лучше проводить с использованием ГИ, так как они очень сильные (яркие), их собственная ширина очень мала, и каждый ГИ излучается одной компонентой, в то время как при заметном рассеянии разные компоненты среднего профиля будут накладываться друг на друга. В настоящей статье излагаются результаты исследования рассеяния излучения пульсара в КТ по наблюдениям ГИ на частотах 61 и 111 МГц.

НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения на частоте 111 МГц проводились с 1 по 7 апреля 2007 г. (МЈD: 54191–54197) на радиотелескопе БСА (Большая Синфазная Антенна) Пущинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО) ФИАН. Текущее состояние этого телескопа подробно описано в работе Шишова и др. (2016). БСА ФИАН — транзитный радиотелескоп, на момент проведения данных наблюдений его эффективная площадь в зените составляла около 15 000 квадратных метров. Калибровка эффективной площади телескопа проводилась по наблюдениям радиоисточника 3С452, чей поток на частоте 111 МГц принимался равным 91 Ян. Длительность одного сеанса наблюдений составляет 3.2/ соз δ мин, что соответствует 207 с для пульсара PSR B0531+21. Использовался анализатор спектра с быстрым преобразованием Фурье, 512 каналов с общей полосой 2.5 МГц и центральной частотой 110.830 МГц. Период опроса и постоянная времени были равны $\tau_{\rm sam} = \tau_{\rm int} = 1.024$ мс. При мере дисперсии на время наблюдений DM == 56.759 пк см⁻³ (Лайн и др., 1993)¹ дисперсионное расплывание в полосе одного канала составляет $\tau_{\rm dm} = 1.69$ мс.

Наблюдения на частоте 61 МГц проводились с 2 по 6 апреля 2007 г. (МЈD: 54192–54196) на плече Запад-Восток Диапазонного Крестообразного Радиотелескопа (ДКР-1000) ПРАО ФИАН. Калибровка эффективной площади телескопа не проводилась. Длительность одного сеанса наблюдений составляет 16.6 мин для пульсара PSR B0531+21. Использовался 128-канальный фильтровой анализатор спектра с периодом опроса $\tau_{\rm sam} = 7.07$ мс и постоянной времени $\tau_{\rm int} = 10$ мс. Центральная частота была равна 61.39 МГц, а ширина одного частотного канала составляла 20 кГц. Дисперсионное расплывание в полосе одного канала при мере дисперсии DM = 56.759 пк см⁻³ составляет $\tau_{\rm dm} =$ = 40.7 мс.

На обеих частотах принималась одна линейная поляризация. При наблюдениях с линейно поляризованными антеннами, особенно на низких частотах, необходимо учитывать влияние вращения плоскости поляризации радиоизлучения (эффект Фарадея), которое приводит к синусоидальной модуляции сигнала с частотой. Смирнова и Логвиненко (2009) измерили меру вращения $|RM| \approx$ ≈ 47 рад/м² для пульсара в Крабовидной туманности на той же частоте 111 МГц и на том же оборудовании, что и в данной работе. Собей и др. (2019) получили более точное значение меры вращения $RM = -45.44 \pm 0.08$ рад/м². Именно это значение используется в данной работе. В этом случае мы имеем периодическую модуляцию сигнала с периодами 523 и 89 кГц на частотах 111 и 61 МГц соответственно. Поэтому при построении профилей ГИ использовались не все каналы анализаторов спектра, а только 429 каналов на частоте 111 МГц и 124 канала на частоте 61 МГц, что соответствует 4 и 28 полным периодам фарадеевской модуляции. Таким образом, несмотря на то, что наблюдения проводились на линейно поляризованных антеннах, полученные профили ГИ эквивалентны профилям, полученным в режиме полной мощности.

При некогерентном способе компенсации дисперсии, используемом в данной работе, межзвездные мерцания могут влиять на форму импульсов.

¹ http://www.jb.man.ac.uk/~pulsar/crab.html



Рис. 1. Профили 14 самых сильных (отношение сигнал/шум более 20) гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности на частоте 111 МГц.

Наиболее сильно это проявляется в случае, когда полоса декорреляции заметно больше полосы одного канала. Полосу декорреляции можно оценить из соотношения $2\pi\Delta\nu_{\rm dc}\tau_e\approx 1$, где $\Delta\nu_{\rm dc}$ — полоса декорреляции для дифракционных мерцаний, а τ_e — характерное время рассеяния. На частоте 111 МГц время рассеяния $\tau_e > 10$ мс, следовательно, $\Delta\nu_{\rm dc} < 16$ Гц, что существенно меньше полосы одного канала. На частоте 61 МГц величина рассеяния заметно больше, поэтому полоса декорреляции будет еще меньше.

ОБРАБОТКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

На частоте 111 МГц обнаружено 213 импульсов с отношением сигнал/шум S/N > 5. На рис. 1 приведены профили 14 самых сильных ГИ с отношением сигнал/шум S/N > 20. На частоте 61 МГц было заметно больше помех, которые искажали как профили ГИ, так и нулевую линию. Кроме того, вследствие большей длительности импульсов на низкой частоте, импульсы иногда накладывались друг на друга. Для дальнейшей обработки были отобраны 15 импульсов, профили которых приведены на рис. 2. На обеих частотах хорошо виден экспоненциальный спад интенсивности, характерный для рассеяния. Однако в случае рассеяния на тонком экране, при малой собственной длительности ГИ и малом искажающем влиянии приемной системы, длительность переднего фронта должна быть практически нулевой. Но из данных наблюдения следует, что на обеих частотах длительность переднего фронта имеет конечную (ненулевую) длительность. На рис. 3 приведены те же профили на частоте 111 МГц, что и на рис. 1, но с акцентом на область переднего фронта. Хорошо видно, что интенсивность импульсов нарастает в течение 6-8 мс, в то время как аппаратурное уширение переднего фронта не должно быть более 2 мс.

Параметры профилей ГИ (момент времени и амплитуда максимума профиля, а также длительности переднего фронта и спада интенсивности от максимума до уровня 1/e) определялись без вписывания заранее заданных известных аналитических функций. Сначала находился максимум профиля. По пяти точкам (точка максимума плюс по две точки



Рис. 2. Профили 15 сильных гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности на частоте 61 МГц. В отличие от рис. 1 интенсиность импульсов приведена в условных единицах, так как при наблюдениях на этой частоте калибровка радиотелескопа не производилась.

с каждой стороны) методом наименьших квадратов вписывалась парабола, координаты вершины которой считались временем и интенсивностью в максимуме импульса t_m и a_m . Нулевой уровень (a_0) и дисперсия шумов профиля вычислялись по 35 точкам до времени максимума и отстоящим от него не менее чем на 15 точек. Затем от точки максимума двигались влево, пока скользящее среднее по пяти точкам не станет ниже а₀. Временная координата этой точки принималась за начало импульса t₀. И, наконец, от точки максимума двигались вправо, пока скользящее среднее по пяти точкам не станет ниже $(a_m - a_0)/e$. Временная координата t_e этой точки принималась за момент спада интенсивности к уровню 1/е. По этим трем моментам времени $(t_0, t_m \, \mathrm{u} \, t_e)$ можно определить два независимых интервала времени: длительность переднего фронта импульса $\tau_{\rm rt} = t_m - t_0 - \tau_{\rm dm}/2$ и длительность спада интенсивности от максимума до уровня 1/е (уширение рассеянием) $\tau_e = t_e - t_m$. Коррекция величины переднего фронта (уменьшение на $\tau_{\rm dm}/2$) допустима при $\tau_{\rm dm} < \tau_{\rm rt}$.

Описанная выше процедура была применена к 59 импульсам на частоте 111 МГц (с отношением сигнал/шум S/N > 10) и к 15 показанным на рис. 2 импульсам на частоте 61 МГц. Результаты приведены в табл. 1, в которой, кроме измеренных наблюдаемых параметов $\tau_{\rm rt}$ и τ_e , приведены их отношение $\tau_{\rm rt}/\tau_e$ и условная длительность импульса $\tau_{\rm rt} + \tau_e$.

С целью обнаружения ГИ, видимых одновременно на обеих частотах, было проведено сравнение моментов прихода ГИ, за которые принимались



Рис. 3. Передние фронты сильных гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности на частоте 111 МГц.

моменты максимума профилей t_m . Использовались импульсы с отношением сигнал/шум S/N > 5 на обеих частотах. По известной мере дисперсии моменты прихода ГИ на частоте 61 МГц приводились к частоте 111 МГц. Затем анализировалось распределение разностей между моментами прихода импульсов на обеих частотах. Пары импульсов с разницей около нуля найдены не были, но была выделена группа из четырех импульсов с разницей моментов прихода $\delta t = t_m(61) - t_m(111) = 70 \pm 11$ мс. Малое количество одновременных импульсов связано с малым временем двухчастотных наблюдений: пять сеансов по 3.3 мин, т.е. около 16 мин.

Рассмотрим возможные причины возникновения переднего фронта. Причины, связанные с приемной системой и программным обеспечением, можно исключить, так как на этом оборудовании хорошо видны короткие, порядка 1 мс, импульсы от других пульсаров, например, в наблюдениях индивидуальных импульсов пульсара PSR B1530+27 (Ершов, 2020).

Другой причиной возникновения ложного переднего фронта может быть использование оши-

бочного значения меры дисперсии при некогерентном способе компенсации запаздывания. В этом случае все короткие импульсы, в том числе передний фронт экспоненциального импульса, будут "расплываться". Для проверки корректности меры дисперсии описанная выше процедура определения параметров импульсов была применена к нескольким сильным импульсам на частоте 111 МГц, при этом мера дисперсии перебиралась от $DM_1 = 55.559$ до $DM_2 = 58.059$ с шагом $DM_s = 0.1$ пк см⁻³. На рис. 4 показаны отношение сигнал/щум и длительность переднего фронта самого сильного импульса на частоте 111 МГц (пересечение второй строки и второго столбца на рис. 1 и 3, отношение сигнал/шум более 110) в зависимости от меры дисперсии, используемой при компенсации запаздывания. Видно, что максимум отношения сигнал/шум и минимум длительности переднего фронта достигаются при мере дисперсии DM = 56.759 пк см $^{-3}$, заявленной в мониторинге Лайна и др. (1993) для эпохи проведения данных наблюдений. Типичная ошибка меры дисперсии в этом мониторинге равна $\sigma(DM) = 0.005$ пк см $^{-3}$.



Рис. 4. Отношение сигнал/шум (сплошная линия, шкала слева) и длительность переднего фронта (штриховая линия, шкала справа) самого сильного импульса (второй слева во второй строке сверху на рис. 1 и 3) в зависимости от меры дисперсии при некогерентной компенсации дисперсионного запаздывания. Стрелка показывает меру дисперсии из мониторинга Лайна и др. (1993) на момент проведения данных наблюдений.

На частоте 111 МГц дисперсионное запаздывание в полной полосе 2.5 МГц приближенно равно $\delta t \approx 15.1 DM$ мс, поэтому для возникновения ложного переднего фронта длительностью 6 мс требуется ошибка в мере дисперсии $\delta(DM) \approx 0.40$ пк см⁻³. Из рис. 4 следует, что такой ошибки в мере дисперсии быть не может.

Ненулевой передний фронт может подразумевать, что рассеяние радиоизлучения происходит не на одном фронте, а на двух и более фронтах, а также при рассеянии на толстом экране. Далее подробнее рассмотрим функцию уширения импульса в случае рассения на двух экранах. Как минимум, один из этих экранов — это тонкий экран с экспоненциальной функцией уширения импульса.

ФУНКЦИЯ УШИРЕНИЯ ИМПУЛЬСА

Наблюдаемый профиль (в том числе уширение на низких частотах) ГИ определяется сверткой нескольких функций: а) профиля импульса при его генерации, б) функции, описывающей воздействие межзвездной среды на импульс при его распространении и в) функции, описывающей возможные искажения импульса в приемной системе и при обработке:

$$P_{\rm obs}(t) = I(t) * S(t) * R(t),$$
 (1)

где I(t) — профиль ГИ на выходе из источника, S(t) — реакция (воздействие) рассеивающей среды на проходящий через нее импульс (далее ФУИ — функция уширения импульса), R(t) — реакция (воздействие) приемной системы и методов обработки, а знак * означает операцию свертки. Согласно наблюдениям на высоких частотах, длительность ГИ пульсара в КТ — микросекунды и менее. Характерный временной масштаб представленных наблюдений — порядка нескольких миллисекунд, поэтому исходный импульс I(t) можно считать δ -функцией. В случае, если влияние приемной системы мало, т.е. и R(t) будет δ -функцией, то наблюдаемый профиль ГИ будет представлять собой ФУИ. Поэтому в дальнейшем будет использоваться импульсная терминология.

В случае рассеяния на тонком экране ФУИ представляет собой односторонний экспоненциальный импульс (далее ЭИ):

$$S(t) = u(t)e^{-t/\tau},$$
(2)

где τ — характерное время рассеяния, т.е. время спада интенсивности от максимума до уровня 1/e, а u(t) — единичная ступенчатая функция (функция Хевисайда) такая, что u(t) = 0 при t < 0 и u(t) = 1 при $0 \le t$. В дальнейшем, с целью упрощения записи, функцию Хевисайда будем опускать.

Спадающий экспоненциальный фронт хорошо проявляется в низкочастотных наблюдениях многих пульсаров. Например, Кришнакумар и др. (2015) провели наблюдения 124 пульсаров на частоте 327 МГц и показали, что профили 121 пульсара хорошо описываются односторонним ЭИ, т.е. с нулевой длительностью переднего фронта. Однако наблюдения ГИ пульсара в КТ показывают, что имеет место значимая (ненулевая) длительность переднего фронта. Поэтому необходимо рассмотреть более сложную, по сравнению с формулой (2), форму ФУИ. Будем считать, что ФУИ представляет собой свертку двух импульсов, одним из которых, для обеспечения хорошо наблюдаемого экспоненциального спада, должен быть именно ЭИ.

В общем виде операция свертки двух функций a(t) и b(t) определяется выражением

$$c(t) = (a * b) = \int_{-\infty}^{+\infty} a(t - t')b(t')dt'.$$
 (3)

Однако в реальном мире система должна быть причинной, т.е. значения на выходе системы должны определяться только текущими или более ранними значениями. Поэтому верхний предел интегрирования в формуле (3) надо заменить на текущий момент времени t, а нижний предел, ввиду использования функции Хевисайда, можно взять равным нулю:

$$c(t) = \int_{0}^{t} a(t - t')b(t')dt'.$$
 (4)



Рис. 5. Примеры модельных профилей с ненулевым передним фронтом: (а) — свертка прямоугольного импульса длительностью T и экспоненциального импульса $e^{-t/\tau}$ при $\tau = T$; (б) — свертка двух одинаковых экспоненциальных импульсов $e^{-t/\tau}$; (в) — свертка двух разных экспоненциальных импульсов $e^{-t/\tau}$; (в) — свертка двух разных экспоненциальных импульсов $e^{-t/\tau}$; и e^{-t/τ_2} при $\tau_1 = 3\tau_2$. Звездочками отмечены основные моменты профилей: начало импульса, максимум импульса и момент спада интенсивности к уровню 1/e.

Рассмотрим некоторые варианты ФУИ, полученные сверткой двух импульсов и показывающие ненулевую длительность переднего фронта.

Свертка экспоненциального и прямоугольного импульсов

Пусть *T* — длительность прямоугольного импульса (ПИ), тогда свертка ЭИ (2) и ПИ определяется выражениями:

$$S(t) = (1 - e^{-T/\tau})^{-1} (1 - e^{-t/\tau}), \quad t \le T.$$
 (5)

$$S(t) = e^{T/\tau} e^{-t/\tau}, \quad T < t.$$
 (6)

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 9 2021

Нормировочные коэффициенты обеспечивают равную единице интенсивность в максимуме (рис. 5а), который происходит в момент времени $t_m = T$, а значит, и длительность переднего фронта $\tau_{rt} = T$. Поведение заднего (спадающего) фронта полностью определяется ЭИ, поэтому время спада интенсивности к уровню 1/e равно $\tau_e = \tau$. Это выражение можно также использовать и при учете влияния приемной системы на форму импульсов. Например, при некогерентном способе компенсации дисперсионного запаздывания таким ПИ будет расплывание сигнала в полосе одного канала. При этом $T = \tau_{dm}$ и вертикальный фронт ЭИ расплывется до величины $\tau_{rt} = \tau_{dm}$.

Свертка двух одинаковых экспоненциальных импульсов

При прохождении импульса через два тонких экрана с одинаковыми характерными временами рассеяния τ функция уширения импульса определяется сверткой двух одинаковых ЭИ. Нормируя интенсивность в максимуме на единицу, получаем выражение

$$S(t) = t/\tau e^{1-t/\tau} = et/\tau e^{-t/\tau}.$$
 (7)

Максимум интенсивности происходит в момент времени $t_m = \tau$, следовательно, длительность переднего фронта $\tau_{\rm rt} = \tau$. Время спада интенсивности от максимума до уровня 1/e в этом случае $\tau_e = t_e - t_m \neq \tau$. Можно показать, что τ_e определяется выражением

$$\tau_e = -\tau (W_{-1}(-e^{-2}) + 1) \approx 2.1462\tau.$$
 (8)

Здесь $W_{-1}(x)$ — вторая действительная ветвь Wфункции Ламберта. История и основные свойства этой функции подробно описаны Корлессом и др. (1996).

В этом случае характерное время рассеяния τ_e более чем в два раза превышает характерное время τ исходных импульсов, но отношение длительности переднего фронта к характерному времени рассеянного импульса является константой:

$$\tau_{\rm rt}/\tau_e = -1/(W_{-1}(-e^{-2})+1) \approx 0.4659.$$
 (9)

Пример свертки двух одинаковых ЭИ показан на рис. 56.

Свертка двух разных экспоненциальных импульсов

Рассмотрим случай двух тонких экранов с разными характерными временами рассеяния, τ_1 и τ_2 . Для определенности будем считать, что $\tau_1 > \tau_2$ и введем обозначение $r = \tau_2/\tau_1$. Тогда, с учетом нормировки интенсивности в максимуме к единице, свертка двух разных ЭИ определяется выражением

$$S(t) = (1-r)^{-1} r^{-r/(1-r)} (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2}).$$
 (10)

Определяя стандартным способом момент максимума t_m в формуле (10) и учитывая, что $\tau_{\rm rt} = t_m$, получаем длительность переднего фронта:

$$\tau_{\rm rt} = \tau_1 \ln(r^{-r/(1-r)}) = \tau_2 \ln(r^{-1/(1-r)}).$$
 (11)

В случае, когда τ_2 заметно меньше τ_1 и экспонентой e^{-t/τ_2} в (10) вблизи момента времени t_e можно пренебречь, получаем t_e и характерное время рассеяния результирующего импульса:

$$\tau_e = t_e - t_m \approx \tau_1 (1 - \ln(1 - r)).$$
 (12)

Для отношения τ_{rt}/τ_e получаем

$$\tau_{rt}/\tau_e \approx \ln(r^{-r/(1-r)})/(1-\ln(1-r)).$$
 (13)

Это отношение зависит только от $r = \tau_2/\tau_1$, при r < 0.48 представляет собой монотонную функцию, что позволяет по наблюдаемым значениям τ_{rt} и τ_e численными или графическими методами однозначно определить r, а затем, по (11) или (12) можно определить характерные времена рассеяния исходных импульсов τ_1 и τ_2 .

В случае, когда $\tau_1 \approx \tau_2$, для характерного времени рассеяния и отношения длительности переднего фронта к времени рассеяния получаем

$$\tau_e \approx -\tau_1 (W_{-1}(-e^{-1}r^{1/(1-r)}) + (14) + \ln(r^{-r/(1-r)})),$$

$$\tau_{rt}/\tau_e \approx (15)$$

$$\approx -1/(W_{-1}(-e^{-1}r^{1/(1-r)})/\ln(r^{-r/(1-r)}) + 1).$$

Здесь $W_{-1}(x)$ — упоминавшаяся выше Wфункция Ламберта. При $r \to 1$ выражения (14) и (15) переходят в формулы (8) и (9) для случая двух одинаковых экранов. Отношение $\tau_{\rm rt}/\tau_e$ также зависит только от r.

В общем случае получить формулу для τ_e затруднительно. Однако можно установить однозначную взаимосвязь между параметрами исходных импульсов и параметрами наблюдаемых импульсов. Используя условие для определения момента времени t_e , когда интенсивность упадет к уровню 1/e, а именно: $S(t_e) = 1/e$ и, учитывая, что $t_e = t_m + \tau_e = \tau_{rt} + \tau_e$, подставим значения τ_1 и τ_2 из (11) в общую формулу (10) и получим

$$S(t_e) = (16)$$

= $(1-r)^{-1} r^{(d-r)/(1-r)} (r^{-d} - 1) = e^{-1},$

где
$$d = 1 + (\tau_{\rm rt}/\tau_e)^{-1}$$
 — наблюдаемый параметр.
В диапазоне r от 0 до 1 левая часть выражения
(16) — монотонная функция по r , что позволяет по

измеренному параметру d однозначно определить r. Затем, зная наблюдаемую длительность переднего фронта $\tau_{\rm rt}$, с помощью формулы (11) можно определить характерные времена рассеяния обоих экранов τ_1 и τ_2 .

ОБСУЖДЕНИЕ

Описанная выше процедура была применена к наблюдательным данным на обеих частотах. По данным табл. 1 мы можем вычислить параметр d, а затем, с помощью выражения (16), получаем r. Ошибка параметра r оценивалась применением выражения (16) для значений $d \pm \sigma(d)$. Зная отношение $r = \tau_2/\tau_1$ и наблюдаемую длительность переднего фронта $\tau_{\rm rt}$, с помощью формулы (11) можем вычислить τ_1 и τ_2 . Полученные результаты вычислений для обеих частот приведены в табл. 2, где показаны параметры d наблюдаемых импульсов и полученные параметры двух рассеивающих экранов $(r, \tau_1 u \tau_2)$ по наблюдениям на частотах 61 и 111 МГц.

По наблюдениям углового рассеяния пульсара в КТ Коунселман и Ранкин (1971) сделали вывод, что рассеяние может происходить на двух удаленных и заметно разнесенных по лучу зрения рассеивающих экранах: либо по одному экрану в Персеевом и Орионовом рукавах, либо экраны в двух разделенных облаках в межзвездной среде. На основе многочастотных наблюдений Ранкин и Коунселман (1973) подробнее проанализировали двухэкранную модель рассеяния и показали, что для одного из экранов параметр $S_1 = au_1 f^4$ (где au_1 — характерное время рассеяния, а *f* — радиочастота) почти не меняется со временем, и связали этот экран с глобальной межзвездной средой. Для параметра S₁ было получено значение $S_1 = (6.2 \pm 0.8) \times 10^5 \text{ c}^4.$ Определяя отсюда $au_1 = S_1/f^4$ и пересчитывая на частоту 111 МГц, получим $au_1(111) = 4.1 \pm 0.5$ мс, что хорошо согласуется со значением $\tau_2 = 3.7 \pm$ ± 0.4 мс (см. табл. 2), полученным в данной работе для одного из экранов. Можно считать, что этот тонкий рассеивающий экран определяется глобальной межзвездной средой на луче зрения между КТ и наблюдателем. Среднее (по приведенным выше двум значениям) характерное время рассеяния на частоте 111 МГц равно $\tau_{\rm is} = 3.9 \pm 0.3$ мс. Второй экран, для которого параметр $S_2 = \tau_2 f^4$ меняется в разы на масштабе нескольких месяцев, связан, по-видимому, со структурами в самой КТ или рядом с ней. В частности, Ванденберг (1976) предположил, что рассеяние, относящееся к самой КТ, может происходить в небольшом филаменте, расположенном в КТ перед пульсаром.

Следует отметить, что предлагаемая в данной статье методика не дает взаимно однозначного соответствия для τ_i на обеих частотах: значения τ_1

О РАССЕЯНИИ ГИГАНТСКИХ ИМПУЛЬСОВ

Частота, МГц	61.4	110.8	Индекс α
Количество импульсов	15	59	_
Длительность переднего фронта $ au_{ m rt}$, мс	67 ± 8	5.6 ± 0.3	4.20 ± 0.22
Время спада (к уровню 1/е) $ au_e$, мс	214 ± 15	13.3 ± 0.5	4.71 ± 0.14
Длительность импульса $ au_{\mathrm{rt}}+ au_e$, мс	281 ± 17	18.9 ± 0.6	4.57 ± 0.12
Отношение $ au_{ m rt}/ au_e$	0.31 ± 0.04	0.42 ± 0.02	-0.51 ± 0.23

Таблица 1. Наблюдаемые параметры гигантских импульсов

Примечание. Индекс α показывает частотную зависимость $\tau_{rt}, \tau_e \propto \nu^{-\alpha}$.

Таблица 2. Параметры двух тонких рассеивающих экранов

Частота, МГц	61.4	110.8	Индекс α
Параметр $d=1+(au_{ m rt}/ au_e)^{-1}$	4.2 ± 0.4	3.38 ± 0.11	_
Отношение $r= au_2/ au_1$	0.18 ± 0.05	0.41 ± 0.09	-1.3 ± 0.60
Характерное время 1-го экрана $ au_1$, мс	178 ± 54	9.0 ± 1.8	5.0 ± 0.5
Характерное время 2-го экрана $ au_2$, мс	32 ± 5	3.7 ± 0.4	3.7 ± 0.3

Примечание. Индекс α показывает частотную зависимость $\tau_1, \tau_2 \propto \nu^{-\alpha}$.

относятся к экрану с бо́льшим временем рассеяния на каждой частоте. Но можно предположить, что τ_1 на частоте 61 МГц и τ_1 на частоте 111 МГц относятся к одному экрану, так как в этом случае получаются разумные значения индекса спектральной зависимости как для двух значений τ_1 , так и для двух значений τ_2 . Но для уверенного отнесения τ_i на разных частотах к конкретному рассеивающему экрану желательно провести мониторинг параметров двухэкранного рассеяния, и тогда экран с большими варациями характерного времени рассеяния может быть отнесен к структурам в (вблизи) КТ.

Кузьмин и др. (2008) сообщили об обнаружении дополнитедьного (сверхдисперсионного) запаздывания ГИ пульсара в КТ между частотами 111, 63 и 44 МГц. В частности, пересчитанное на бесконечную частоту запаздывание между частотами 63 и 111 МГц составило $\delta t(63 - 111) = 65$ мс. Это запаздывание объяснялось возможным существованием на луче зрения плотного плазменного слоя высокой плотности. В представленной работе такое запаздывание также видно: $\delta t (61 - 111) = 70 \pm$ ± 11 мс. В рамках двухэкранной функции уширения импульса это запаздывание имеет естественное объяснение: так как момент прихода импульса определяется по максимуму импульса, то при рассеянии на двух экранах импульс дополнительно запаздывает на величину переднего фронта. Видимое дополнительное запаздывание между двумя

частотами определяется разностью длительностей переднего фронта. Из табл. 1 с наблюдаемыми параметрами ГИ получаем $\delta t(61-111) = \tau_{\rm rt}(61) - \tau_{\rm rt}(111) = 67 - 6 = 61 \pm 8$ мс, что хорошо согласуется с результатами одновременных двухчастотных наблюдений.

Кришнакумар и др. (2015) измерили уширение рассеянием на частоте 327 МГц для 124 пульсаров. В наблюдаемых профилях трех пульсаров (PSR B1737-30, PSR B1834-10 и PSR B1859+03) хорошо виден ненулевой передний фронт, но анализ профилей этих пульсаров проводился только в рамках модели толстого экрана. Можно предположить, что рассеяние излучения этих пульсаров происходит на двух тонких экранах.

выводы

Проведены наблюдения гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности на частотах 61 и 111 МГц. В профилях импульсов хорошо проявляется ненулевой передний фронт, что не согласуется с моделью рассеяния на одиночном тонком экспоненциальном экране. Проведен анализ рассеяния импульсов в модели двух тонких экранов. Эта модель хорошо описывает наблюдаемые параметры гигантских импульсов: длительность переднего фронта, характерное время рассеяния. Определены характерные времена рассеяния двух тонких экранов: $\tau_1(61) = 178 \pm 54$ мс,

 $\tau_2(61) = 32 \pm 5$ мс на частоте 61 МГц и $\tau_1(111) =$ = 9.0 ± 1.8 мс, $\tau_2(111) = 3.7 \pm 0.4$ мс на частоте 111 МГц. Первый экран (с характерными временами рассеяния τ_1) относится к структурам в (вблизи от) самой Крабовидной туманности, а второй экран (с характерными временами рассеяния τ_2) — к глобальной межзвездной среде между Крабовидной туманностью и наблюдателем.

Автор признателен сотрудникам Пущинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО АКЦ ФИАН) за помощь в проведении наблюдений, а также рецензентам за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ванденберг (N.R. Vandenberg), Astrophys. J. 209, 578 (1976).
- Еллингсон и др. (S.W. Ellingson, T.E. Clarke, J. Craig, B.C. Hicks, T.J.W. Lazio, G.B. Taylor, T.L. Wilson, and C.N. Wolfe), Astrophys. J. **768**, 136 (2013).
- Ершов А.А., Письма в Астрон. журн. 46, 883 (2020)
 [A.A. Ershov, Astron. Lett. 46, 827 (2020)].
- 4. Ефтехари и др. (Т. Eftekhari, K. Stoval, J. Dowell, F.K. Schinzel, and G.B. Taylor), Astrophys. J. **829**, 62 (2016).
- 5. Каруппусами и др. (R. Karuppusamy, B.W. Stappers, and K.J. Lee), Astron. Astrophys. **538**, A7 (2012).
- 6. Корлесс и др. (R.V. Corless, G.H. Gonnet, D.E.G. Hare, et al.), Adv. Comp. Math. **5**, 329 (1996).
- 7. Коунселман, Ранкин (С.С. Counselman III and J.M. Rankin), Astrophys. J. **166**, 513 (1971).
- Кришнакумар и др. (M.A. Krishnakumar, D. Mitra, A. Naidu, B.C. Joshi, and P.K. Manoharan), Astrophys. J. 804, 23 (2015).
- Кузьмин А.Д., Лосовский Б.Я., Логвиненко С.В., Литвинов И.И., Астрон. журн. 86, 1011 (2008) [A.D. Kuz'min, et al., Astron. Rep. 52, 910 (2008)].

- Кузьмин А.Д., Беляцкий Ю.А., Думский Д.В. и др., Астрон. журн. 88, 454 (2011) [А.D. Kuz'min, et al., Astron. Rep. 55, 416 (2011)].
- 11. Лайн, Торн (A.G. Lyne and D.J. Thorne), MNRAS **172**, 97 (1975).
- 12. Лайн и др. (A.G. Lyne, R.S. Pritchard, and F. Graham-Smith), MNRAS **265**, 1003 (1993).
- 13. МакКии и др. (J.W. McKee, A.G. Lyne, B.W. Stappers, C.G. Bassa, and C.A. Jordan), MNRAS **479**, 4216 (2018).
- Мейерс и др. (B.W. Meyers, S.E. Tremblay, N.D.R. Bhat, R.M. Shannon, F. Kirsten, M. Sokolowski, S.J. Tingay, S.I. Oronsaye, and S.M. Ord), Astrophys. J. 851, 20 (2017).
- 15. Моффет, Хэнкинс (D.A. Moffett and T.H. Hankins), Astrophys. J. **468**, 779 (1996).
- Попов М.В., Кузьмин А.Д., Ульянов О.М. и др., Астрон. журн. 83, 630 (2006) [М.V. Ророv, et al., Astron. Rep. 50, 562 (2006)].
- 17. Ранкин, Коунселман (J.M. Rankin and C.C. Counselman III), Astrophys. J. **181**, 875 (1973).
- Рудницкий А.Г., Попов М.В., Согласнов В.А., Астрон. журн. 94, 387 (2017) [А.G. Rudnitskii, et al., Astron. Rep. 61, 939 (2017)].
- Смирнова Т.В., Логвиненко С.В., Астрон. журн. 86, 370 (2009) [Т.V. Smirnova, et al., Astron. Rep. 53, 334 (2009)].
- 20. Собей и др. (С. Sobey, A.V. Bilous, and J.-M. Griesmeier), MNRAS **484**, 3646 (2019).
- 21. Стаелин, Рейфенстейн (D.H. Staelin and E.C. Reifenstein), Science **162**, 1481 (1968).
- 22. Тримбл (V. Trimble), Publ. Astron. Soc. Pacific 85, 579 (1973).
- Шишов В.И., Чашей И.В., Орешко В.В. и др., Астрон. журн. 93, 1045 (2016) [V.I. Shishov, et al., Astron. Rep. 60, 1067 (2016)].

Refined Ephemeris for Four Hot Jupiters using Ground-Based and TESS Observations¹

 © 2021 г. F. Davoudi^{1,2,3}, P. Mirshafie Khozani^{1,3}, E. Paki^{1,3}, M. Roshana^{1,3}, F. Hasheminasab³, A. Mazidabadi Farahani^{1,3}, F. Ahangarani Farahani^{1,3}, T. Farjadnia³, F. Nasrollahzadeh^{1,3},
 S. Rezvanpanah³, S. M. Mousavi³, R. Foroughi³, A. Poro^{1,2,3*}, A. Ghalee^{3,4}

¹The International Occultation Timing Association Middle East section, Iran, info@iota-me.com ²Astronomy Department of the Raderon Lab., Burnaby, BC, Canada

³The Eight IOTA/ME Summer School of Astronomy, Tafresh University, Tafresh, Iran

⁴Department of Physics, Tafresh University, P.O. Box 39518-79611, Tafresh, Iran

Поступила в редакцию 28.04.2021 г.

После доработки 05.08.2021 г.; принята к публикации 05.08.2021 г.

WASP-12 b, WASP-33 b, WASP-36 b, and WASP-46 b are four transiting planetary systems which we have studied. These systems' light curves were derived from observations made by the Transiting Light Exoplanet Survey Satellite (TESS) and some ground-based telescopes. We used Exofast-v1 to model these light curves and calculate mid-transit times. Also, we plotted TTV diagrams for them using derived mid-transit times and those available within the literature. O-C analysis of these timings enables us to refine the linear ephemeris of four systems. We measured WASP-12's tidal quality factor based on adding TESS data as $Q'_* = (2.13 \pm 0.29) \times 10^5$. According to the analysis, the orbital period of the WASP-46 b system is increasing. The WASP-36 b and WASP-33 b systems have not shown any obvious quadratic trend in their TTV diagrams. The increase in their period is most likely due to inaccurate liner ephemeris that has increased over time. So, more observations are needed to evaluate whether or not there is an orbital decay in the WASP-36 b and WASP-33 b systems.

Keywords: planetary systems — planets and satellites: gaseous — planets techniques: photometric.

DOI: 10.31857/S0320010821090035

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- D. R. Anderson, A. Collier Cameron, M. Gillon, C. Hellier, E. Jehin, M. Lendl, P. F. L. Maxted, D. Queloz, et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. 422, 1988 (2012).
- R. V. Baluev, E. N. Sokov, H. R. A. Jones, V. S. Shaidulin, I. A. Sokova, L. D. Nielsen, P. Benni, E. M. Schneiter, et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. 490, 1294 (2019).
- 3. L. Brát, S. Poddaný, O. Pejcha and M. Zejda, ETD-Exoplanet Transit Database. **435**, 443 (2010).
- A. C. Cameron, E. Guenther, B. Smalley, I. McDonald, L. Hebb, J. Andersen, Th. Augusteijn, S. C. C. Barros, et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. 407, 507 (2010).
- 5. C. J. Campo, J. Harrington, R. A. Hardy, K. B. Stevenson, S. Nymeyer, D. Ragozzine,

N. B. Lust, D. R. Anderson, et al., Astrophys. J. **727**, 125 (2011).

- J. V. D. M. Cardoso, C. Hedges, M. Gully-Santiago, N. Saunders, A. M. Cody, T. Barclay, O. Hall, S. Sagear, et al., ascl. 1812 (2018).
- 7. A. Chakrabarty and S. Sengupta, Astron. J. **158**, 39 (2019).
- 8. T. Chan, M. Ingemyr, J. N. Winn, M. J. Holman, R. Sanchis-Ojeda, G. Esquerdo and Mark Everett, Astron. J. 141, 179 (2011).
- 9. S. Ciceri, L. Mancini, J. Southworth, M. Lendl, J. Tregloan-Reed, R. Brahm, G. Chen, G. D'Ago, et al., Mont. Not. R. Astron. Soc. **456**, 990 (2016).
- 10. K. A. Collins, J. F. Kielkopf, K. G. Stassun and F. V. Hessman, Astron. J. **153**, 77 (2017).
- 11. K. A. Collins, J. F. Kielkopf, and K. G. Stassun, Astron. J. **153**, 78 (2017).
- 12. N. B. Cowan, P. Machalek, B. Croll, L. M. Shekhtman, A. Burrows, D. Deming, T. Greene and Joseph L. Hora, Astrophys. J. **747**, 82 (2012).
- 13. B. Croll, L. Albert, R. Jayawardhana, M. Cushing, C. Moutou, D. Lafreniere, J. A. Johnson,

^{*}E-mail: iotamiddleeast@yahoo.com

¹Полный текст статьи публикуется в английской версии статьи (Astronomy Letters, V. 47, No. 9, 2021).

A. S. Bonomo, M. Deleuil, J. Fortney, et al., Astrophys. J. **802**, 28 (2015).

- 14. I. J. Crossfield, T. Barman, B. M. Hansen, I. Tanaka and T. Kodama, Astrophys. J. **760**, 140 (2012).
- F. Davoudi, S. J. Jafarzadeh, A. Poro, O. Basturk, S. Mesforoush, A. F. Harandi, M. J. Gozarandi, Z. Z. Mehrjardi, et al., New Astron. 76, 101305 (2020).
- D. Deming, H. Knutson, J. Kammer, B. J. Fulton, J. Ingalls, S. Carey, A. Burrows, J. J. Fortney, et al., Astrophys. J. 805, 132 (2015).
- N. Madhusudhan, H. A. Knutson, J. Harrington, J. Blecic, S. Nymeyer, et al., Astrophys. J. **754**, 106 (2012).
- 18. J. Eastman, R. Siverd, and B. S. Gaudi, Publ. Astron. Soc. Pac. **122**, 935 (2010).
- 19. J. Eastman, B. S. Gaudi and E. Agol, Publ. Astron. Soc. Pac. **125**, 83 (2013).
- 20. R. Essick and N. N. Weinberg, Astrophys. J. **816**, 18 (2015).
- 21. B. J. Fulton, A. Shporer, J. N. Winn, M. J. Holman, A. Pál, and J. Z. Gazak, Astron. J. **142**, 84 (2011).
- D. Föhring, V. S. Dhillon, N. Madhusudhan, T. R. Marsh, C. M. Copperwheat, S. P. Littlefair and R. W. Wilson, Mon. Not. R. Astron. Soc. 435, 2268 (2013).
- 23. P. Gajdoš and Š. Parimucha, In 50th Conference on Variable Stars Research. 71 (2019).
- L. Hebb, A. Collier-Cameron, B. Loeillet, D. Pollacco, G. Hébrard, R. A. Street, F. Bouchy, H. C. Stempels, et al., Astrophys. J. 693, 1920 (2009).
- 25. E. Herrero, J. C. Morales, I. Ribas and R. Naves, Astron. Astrophys. **526**, 10 (2011).
- 26. L. Iorio, Astrophys. Space Sci. 331, 485 (2011).
- 27. M. C. Johnson, W. D. Cochran, A. C. Cameron and D. Bayliss, Astrophys. J., Lett. **810**, 23 (2015).
- G. Kovács, T. Kovács, J. D. Hartman, G. Á. Bakos, A. Bieryla, D. Latham, R. W. Noyes, Zs. Regály, G. A. Esquerdo, et al., Astron. Astrophys. 553, 44 (2013).
- L. Kreidberg, M. R. Line, J. L. Bean, K. B. Stevenson, J. M. Désert, N. Madhusudhan, J. J. Fortney, J. K. Barstow, et al., Astrophys. J. 814, 66 (2015).
- Y. Lin and G. I. Ogilvie, Mon. Not. R. Astron. Soc. 468, 1387 (2017).
- G. Maciejewski, D. Dimitrov, M. Fernández, A. Sota, G. Nowak, J. Ohlert, G. Nikolov, L. Bukowiecki, et al., Astron. Astrophys. 588, 6 (2016).
- G. Maciejewski, D. Dimitrov, M. Seeliger, St. Raetz, L. Bukowiecki, M. Kitze, R. Errmann, G. Nowak, et al., Astron. Astrophys. 551, 108 (2013).

- G. Maciejewski, R. Errmann, M. Seeliger, I. Spaleniakand and R. Neuhäuser, Astron. Astrophys. 528, 65 (2011).
- 34. G. Maciejewski, M. Fernández, F. Aceituno, S. Martín-Ruiz, J. Ohlert, D. Dimitrov, K. Szyszka, C. von Essen, et at., arXiv preprint arXiv:1812.02438 (2018).
- G. Maciejewski, A. Niedzielski, E. Villaver, M. Konacki, and R. K. Pawłaszek, Astrophys. J. 889, 54 (2020).
- L. Mancini, J. Kemmer, J. Southworth, K. Bott, P. Mollière, S. Ciceri, G. Chen, Th. Henning, et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. 459, 1393 (2016).
- A. M. Mandell, K. Haynes, E. Sinukoff, N. Madhusudhan, A. Burrows and D. Deming, Astrophys. J. 779, 128 (2013).
- 38. I. McDonald and E. Kerins, Mon. Not. R. Astron. Soc.: Lett. **477**, 21 (2018).
- A. A. Neath and J. E. Cavanaugh, Wiley Interdisciplinary Reviews: Computational Statistics. 4, 199 (2012).
- K. C. Patra, J. N. Winn, M. J. Holman, M. Gillon, A. Burdanov, E. Jehin, L. Delrez, F. J. Pozuelos, et al., Astron. J. 159, 150 (2020).
- K. C. Patra, J. N. Winn, M. J. Holman, K. C. Patra, S. Vissapragada, M. M. Zhang, M. J. Holman, A. Shporer, et al., Astron. J. 154, 4 (2017).
- 42. R. Petrucci, E. Jofre, L. V. Ferrero, V. Cuneo, L. Saker, F. Lovos, M. Gomez and P. Mauas, Mon. Not. R. Astron. Soc. **473**, 5126 (2018).
- 43. S. Poddaný, L. Brátand and O. Pejcha, New Astronomy. **15**, 297 (2010).
- D. L. Pollacco, I. Skillen, A. C. Cameron, D. J. Christian, C. Hellier, J. Irwin, T. A. Lister, R. A. Street, et al., Publ. Astron. Soc. Pac. 118, 1407 (2006).
- 45. G. R. Ricker, J. N. Winn, R. Vanderspek, D. W. Latham, G. Á. Bakos, J. L. Bean, Z. K. Berta-Thompson, T. M. Brown, et al., Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems. 1, 014003 (2014).
- T. P. Robitaille, E. J. Tollerud, P. Greenfield, M. Droettboom, E. Bray, T. Aldcroft, M. Davis, A. Ginsburg, et al., Astron. Astrophys. 558, 33 (2013).
- P. V. Sada, D. Deming, D. E. Jennings, B. K. Jackson, C. M. Hamilton, J. Fraine, S. W. Peterson, F. Haase, et al., Publ. Astron. Soc. Pac. **124**, 212 (2012).
- 48. J. Salvatier, T. V. Wiecki and C. Fonnesbeck, PeerJ Computer Science. 2, 55 (2016).
- A. M. S. Smith, D. R. Anderson, A. C. Cameron, M. Gillon, C. Hellier, M. Lendl, P. F. L. Maxted, D. Queloz, et al., Astron. J. 143, 81 (2012).
- J. Southworth, M. Dominik, U. G. Jørgensen, M. I. Andersen, V. Bozza, M. J. Burgdorf, G. D'Ago, S. Dib, et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. 490, 4230 (2019).

- K. B. Stevenson, J. L. Bean, A. Seifahrt, J. M. Désert, N. Madhusudhan, M. Bergmann, L. Kreidberg, D. Homeier et al., Astron. J. 147, 161 (2014).
- J. D. Turner, K. A. Pearson, L. I. Biddle, B. M. Smart, R. T. Zellem, J. K. Teske, K. K. Hardegree-Ullman, C. C. Griffith, et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. 459, 789 (2016).
- 53. C. von Essen, S. Czesla, U. Wolter, M. Breger, E. Herrero, M. Mallonn, I. Ribas, K. G. Strassmeier, et al., Astron. Astrophys. **561**, 48 (2014).
- 54. C. von Essen, M. Mallonn, C. C. Borre, V. Antoci, K. G. Stassun, S. Khalafinejad and G. Tautvaivsiene,

arXiv preprint arXiv:2004.10767 (2020).

- 55. J. N. Winn, M. J. Holman, G. Torres, P. McCullough, C. Johns-Krull, D. W. Latham, A. Shporer, T. Mazeh, et al., Astrophys. J. **683**, 1076 (2008).
- S. W. Yee, J. N. Winn, H. A. Knutson, K. C. Patra, S. Vissapragada, M. M. Zhang, M. J. Holman, A. Shporer, et al., Astrophys. J., Lett. 888, 5 (2019).
- G. Zhou, D. D. R. Bayliss, L. Kedziora-Chudczer, C. G. Tinney, J. Bailey, G. Salter and J. Rodriguez, Mon. Not. R. Astron. Soc. 454, 3002 (2015).

РОДИТЕЛЬСКИЕ ЗВЕЗДЫ ПЛАНЕТ НА ДИАГРАММЕ ГЕРЦШПРУНГА-РАССЕЛА

© 2021 г. А. А. Арсентьева¹, И. И. Шевченко^{1,2*}

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия ²Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 09.06.2021 г. После доработки 17.07.2021 г.; принята к публикации 05.08.2021 г.

Проведенный нами статистический анализ (на основе тестов Колмогорова—Смирнова) распределений масс и радиусов планет у звезд разных классов обнаруживает их существенные различия в зависимости от класса родительских звезд. Эти различия могут быть объяснены (1) долговременной динамической эволюцией планетных систем, (2) долговременной физической эволюцией родительских звезд, (3) исходными различиями в структуре систем. Тесты Колмогорова—Смирнова показывают на высоком уровне значимости, что в процессе перехода звезды с главной последовательности на ветвь красных гигантов имеет место дезинтеграция ее планетной системы, по меньшей мере частичная. Приведены оценки характерного времени динамической дезинтеграции для различных архитектур планетных систем. Из сопоставления оценок характерных времен физической и динамической эволюции мы заключили, что дезинтеграция внутренних областей планетных систем носит в основном физический (поглощение звездной атмосферой), а не динамический (распад в рамках задачи N тел) характер. Что же касается внешних частей планетных систем, то их дезинтеграция может носить как чисто динамический (собственная дезинтеграция, тесные сближения со звездами-соседями), так и смешанный физико-динамический характер (а именно, физическое уничтожение внутренней составляющей системы может инициировать динамический распад внешней части).

Ключевые слова: планетные системы, экзопланеты, диаграмма Герцшпрунга—Рассела, задача N тел, дезинтеграция планетных систем, динамический хаос, вековые резонансы, резонансы средних движений.

DOI: 10.31857/S0320010821080015

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе мы проводим статистический анализ (на основе теста Колмогорова— Смирнова) распределений масс и радиусов планет у звезд разных классов. Данный анализ важен для определения характерных времен динамической и физической эволюции (времен частичной или полной дезинтеграции) планетных систем у одиночных звезд исходно разных масс и разной металличности, поскольку различия наблюдаемых распределений могут быть обусловлены долговременной динамической эволюцией планетных систем, долговременной физической эволюцией родительских звезд, а также, разумеется, и исходными различиями в структуре систем.

Анализ расположения родительских звезд планет на диаграмме Герцшпрунга—Рассела ранее проводили Хаули и Райд (2003) (см. рис. 3 в их работе) и Фишер и Валенти (2005) (см. рис. 11 и 12 в их работе). В частности, для звезд, имеющих планеты, была выявлена тенденция располагаться в верхней части главной последовательности (ГП); чем выше металличность звезды, тем больше вероятность обнаружения у нее планеты. При проведении статистического анализа Хаули и Райд (2003) использовали данные The Extrasolar Planets Encyclopaedia (exoplanet.eu); Фишер и Валенти (2005) — данные о 1040 системах, наблюдавшихся в Обсерватории Кек, Ликской обсерватории и Англо-австралийской обсерватории в рамках California&Carnegie и Англо-австралийского проектов поиска планет.

В настоящем исследовании при анализе планетных систем звезд разных классов нас прежде всего интересуют характерные времена дезинтеграции. Исходя из аналогии с предполагаемыми долговременными процессами дезинтеграции в Солнечной системе (Ласкар, 1989, 2008; Литвик, Ву, 2011; Батыгин, Лафлин, 2015; Батыгин и др., 2015), мы рассматриваем отдельно процессы дезинтеграции

^{*}Электронный адрес: i.shevchenko@spbu.ru



Рис. 1. Зависимость "эффективная температура—абсолютная звездная величина в полосе V" для звезд с планетами (610 планет). Цветом градуирована масса планеты (в единицах массы Юпитера) в логарифмическом масштабе.

внутренней планетной системы (образуемой планетами Земной группы) и внешней планетной системы (образуемой планетами-гигантами). Причины распада для этих двух компонентов системы могут носить совершенно различный как физический, так и динамический характер.

При анализе статистики систем мы используем базу данных exoplanet.eu (Шнайдер и др., 2011). Отметим, что сейчас также популярна база данных об экзопланетах, поддерживаемая в Кал-Texe (CIT). Функциональность и полнота обеих баз (exoplanet.eu и CIT) сопоставимы, но база exoplanet.eu имеет более давнюю историю разработки, поэтому проще сравнивать результаты с выводами более ранних работ. Кроме того, достоинствами базы exoplanet.eu являются удобная навигация по сайту, поддержка различных языков, а также высокая оперативность работы команды сайта.

Экзопланеты разделяем по типам следующим образом (Гауди и Сигер, 2005, Стевенс и Гауди, 2013): (1) субземли — планеты с массой меньше 0.1 массы Земли, (2) земли — от 0.1 до 2 масс Земли, (3) сверхземли — от 2 до 10 масс Земли, (4) нептуны — от 10 до 100 масс Земли, (5) юпитеры — от 100 до 1000 масс Земли, (6) сверхюпитеры — от 1000 до 4000 масс Земли, (7) коричневые карлики — больше 4000 масс Земли. Горячими юпитерами традиционно называем юпитеры, чья большая полуось орбиты меньше 0.1 а.е. или же орбитальный период меньше 10 сут.

БАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ

Рассмотрим зависимости параметров экзопланет от параметров их родительских звезд. Для построения диаграмм используем только те экзопланеты, для которых известны отображаемые на диаграммах параметры, согласно базе данных exoplanet.eu (Шнайдер и др., 2011). Используемые далее выборки построены на основе этой базы данных. В случае юпитеров потребуем еще знание больших полуосей орбит (или же орбитальных периодов), чтобы иметь возможность идентифицировать горячие юпитеры.

На рис. 1 представлена построенная нами для звезд выборки диаграмма Герцшпрунга— Рассела — зависимость "эффективная температура — абсолютная звездная величина в полосе V". Типы планет обозначены символами, значения которых указаны в поле рисунка. Помимо звезд ГП, на диаграмме присутствуют белые карлики, субгиганты и красные гиганты. Масса планеты градуирована в цветовой шкале. Из графика следует, что в направлении вверх по ГП массы планет в среднем растут, т.е. они коррелируют с массой звезды; данная корреляция известна, она выявлена Фишером и Валенти (2005).

На рис. 2 по осям отложены масса и радиус планеты. Из графика следует, что изначально обе величины растут вместе до некоторых пороговых значений, дальше (после перехода от ледяных гигантов к газовым) радиус при увеличении массы остается примерно постоянным (т.е. соответственно растет плотность). Данная особенность зависимости "масса—радиус" выявлена уже давно и имеет теоретическое объяснение; см. Вейсс и др. (2013).

Построим диаграмму Герцшпрунга—Рассела для планет, у которых известны эффективная температура и абсолютная звездная величина их родительских звезд. Таких планет 1335 (рис. 3). На рис. 3 приведены все системы из базы данных, для которых известны температура и абсолютная звездная величина родительской звезды. В сравнении с рис. 1 здесь дополнительно требуется знание



Рис. 2. Зависимость "масса-радиус" для экзопланет (864 планеты); масса и радиус даны в единицах массы и радиуса Юпитера.



Рис. 3. Зависимость "эффективная температура-абсолютная звездная величина в полосе V" для звезд с планетами (1335 планет).

массы планеты для определения ее типа, поэтому выборка в данном случае получается меньше.

Как и следовало ожидать, подавляющее большинство звезд выборки (~90%) принадлежит ГП, почти все остальные — звезды-гиганты и белые карлики. На рис. З большинство родительских звезд на ГП принадлежит не классу М и даже не классу К, а классам F и G, хотя, как известно, красные карлики, безотносительно к наличию у них планет, в Галактике наиболее многочисленны. Причиной данного различия может быть наблюдательная селекция, имеющая место из-за трудностей обнаружения планет у неярких звезд.

На рис. 4 показано распределение родительских звезд по эффективной температуре и звездной величине в полосе V. Распределение показано для той же выборки, что и на рис. 3, но отмечены области родительских звезд трех типов: ветвь красных гигантов и две области ГП, соответствующие спектральным классам F-G и K-M.

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО МАССАМ, РАДИУСАМ И ВОЗРАСТАМ

На рис. 5 на всех панелях по горизонтальным осям отложена масса планеты (в единицах массы Юпитера), по вертикальным — количество планет соответствующей массы. На рис. 5а отображены планеты звезд ветви красных гигантов. Их количество невелико, и судить об их распределении сложно. На рис. 56 отображены планеты звезд ГП классов К-М. На рис. 5в представлены планеты



Рис. 4. То же, что на рис. 3, но с выделением части классов родительских звезд: MS — главная последовательность (ГП), RGB — ветвь красных гигантов (звезды со 158 планетами), FG — звезды ГП классов F и G (с 434 планетами), KM — звезды ГП классов K и M (с 274 планетами).



Рис. 5. Распределение планет по массе (масса в единицах массы Юпитера): (а) — 6 планет красных гигантов, (б) — 123 планеты звезд ГП классов К-М, (в) — 264 планеты звезд ГП классов F-G. Вертикальная ось — количество планет соответствующей массы.

звезд ГП классов F–G. На рис. 56,в имеется резкий пик, отвечающий планетам относительно малой массы.

На рис. 6 на всех панелях по горизонтальной оси отложен радиус планеты (в единицах радиуса Юпитера), по вертикальной — количество планет соответствующего радиуса. На рис. 6а представлены планеты звезд ветви красных гигантов. Распределение имеет пик в области ~1.2 радиуса Юпитера. На рис. 6б отображены планеты звезд ГП классов К-М. Основной пик распределения расположен в области ~0.2, меньший пик — в области ~1 (в радиусах Юпитера). На рис. 6в представлены планеты звезд ГП классов F-G. Распределение, очевидно, является бимодальным, с пиками при ~0.2 и ~1.5 (в радиусах Юпитера). Отметим, что используемая выборка определяется знанием раз-

меров выявленных планет у звезд заданного типа; наблюдательная селекция может дать перевес в сторону планет с большим размером. Однако объяснение бимодальности не столь очевидно. Вопрос о том, может ли таким образом проявляться переход от каменистых планет к газовым гигантам, требует отдельного рассмотрения.

Отношения количеств "крупных" и "меньших" планет для каждого из распределений показано в табл. 1. Разделение произведено по минимуму наблюдаемого распределения. Значения этих отношений различаются для разных классов звезд; но "крупных" планет обычно меньше, чем "меньших". Отметим, что оценки, приведенные в табл. 1, как и далее в табл. 2 и 3, получены для выборок по классам звезд, отображенных на рис. 4; берутся



Рис. 6. Распределение планет по физическому радиусу (радиус в единицах радиуса Юпитера): (а) — 17 планет красных гигантов, (б) — 131 планета звезд ГП классов К-М, (в) — 258 планет звезд ГП классов F-G. Вертикальная ось — количество планет соответствующего радиуса.

подвыборки с известными значениями масс и радиусов планет.

Результаты тестов Колмогорова—Смирнова для распределений планет по массам приведены в табл. 2, по радиусам — в табл. 3 (описание методики для проведения тестов см. в статье Стефенса, 1974). Параметр *D* (тестовая статистика) определяется как максимум модуля разности ку-

Таблица 1. Отношение количеств "крупных" и "меньших" планет

Классы звезд	По массам	По радиусам
RGB	0.500	6.50
F-G	0.073	2.69
K-M	0.696	0.31

Таблица 2. Результаты теста Колмогорова-Смирнова для распределений планет по массам

Пара	D	p
RGB-FG	0.7424	8.197×10^{-4}
RGB-KM	0.7236	1.618×10^{-3}
FG-KM	0.4359	7.327×10^{-15}

Таблица 3. Результаты теста Колмогорова—Смирнова для распределений планет по радиусам

Пара	D	p
RGB-FG	0.3390	3.871×10^{-2}
RGB-KM	0.7984	1.656×10^{-10}
FG-KM	0.5293	0.0

мулятивных распределений рассматриваемых нами выборок, нормированный на единицу. Значение p является вероятностью того, что сравниваемые распределения одинаковы. Если вычисленное значение D меньше некоторого порогового значения, или же вычисленное значение p больше некоторого порогового значения, гипотеза одинаковых распределений не может быть отвергнута. В качестве порогового значения (критерия значимости) берем стандартное значение 0.05. Как следует из табл. 2, нулевая гипотеза (равенство распределений) неверна ни для одной из рассмотренных нами пар распределений.

Характерные времена пребывания звезд на ГП, в зависимости от начального спектрального класса звезды, приведены в табл. 4. Времена пребывания звезд в областях на рис. 4 (хвост ГП включает спектральные классы В—А) указаны в табл. 5. Распределения принадлежащих этим областям звезд по возрастам приведены на рис. 7; при этом оценки возрастов взяты из каталога exoplanet.eu. В целом имеется соответствие между возрастами и спектральными классами представленных звезд.

Светимость и температура звезд, вышедших на ГП, зависят от начальной массы звезды; время пребывания звезды на ГП определяется ее дальнейшей эволюцией. Эволюция звезд и ее начальные условия определяют наблюдаемое распределение звезд по спектральным классам (Ледрю, 2001). На ГП большинство звезд имеют класс М; среди белых карликов преобладает класс А, среди звездгигантов преобладает класс К. Времена пребывания на ГП для звезд разных спектральных классов (от О до М) охватывают диапазон от миллионов до десятков триллионов лет (Саларис, Кассизи, 2005; Иванов, 2018). Когда запас водорода исчерпан, последующая фаза горения гелия (на стадии красного гиганта), как известно, длится несколько миллионов лет. На стадии красного гиганта вся внутренняя планетная система (пример внутренней системы система скальных планет в Солнечной системе, от Меркурия до Марса) может быть поглощена



Рис. 7. Распределение родительских звезд по возрасту (возраст в млрд лет): (а) — 141 звезда ГП классов К–М, (б) — 353 звезды ГП классов F–G, (в) — 16 звезд ГП классов В–А, (г) — 98 красных гигантов. Вертикальная ось — количество звезд соответствующего возраста.

расширяющейся атмосферой родительской звезды и дезинтегрирована (Шредер, Смит, 2008). Поэтому характерное время частичной дезинтеграции системы в данном случае не превышает по порядку величины характерное время, которое требуется звезде для выхода на ветвь красных гигантов, а время существования внутренней системы — возраста звезды при сходе с ГП. Характерные времена пребывания звезд на ГП, в зависимости от начального спектрального класса звезды, приведены в табл. 4.

ХАРАКТЕРНЫЕ ВРЕМЕНА ДИНАМИЧЕСКОЙ ДЕЗИНТЕГРАЦИИ

В целом сценарии динамического распада планетных систем могут иметь разнообразный характер (Шевченко, 2020). Но ограниченное время жизни планет может иметь и физическую причину. В нашей системе Солнце, как известно, находится на полпути своей эволюции на ГП. Его возраст составляет около 4.5 млрд лет; осталось около 5 млрд лет до эпохи, когда Солнце покинет ГП и станет красным гигантом (Рибас, 2010). Это превращение будет иметь фатальные последствия для внутренней области Солнечной системы, так как атмосфера красного гиганта частично поглотит эту зону, возможно, включая орбиту Земли. Более того, светимость Солнца возрастет в сотни раз,

Таблица 4. Характерные времена пребывания звезд на ГП

Спектральный класс	Время пребывания на ГП, лет
0	$< 10^{6}$
В	10^{7}
А	10^{8}
F	10^{9}
G	10^{10}
K	10^{11}
М	$> 10^{11}$

Таблица 5. Времена пребывания звезд внутри избранных областей диаграммы Герцшпрунга—Рассела

Область	К-М	F-G	В-А	RGB
Время пребывания, лет	$\gtrsim 10^{11}$	$10^9 - 10^{10}$	10^{8}	10^{6}

катастрофически затрагивая даже те планеты, которые не будут поглощены солнечной атмосферой.

С другой стороны, существует вероятность того, что эта область (включая зону потенциальной обитаемости), когда наступит эпоха красного гиганта, уже будет очищена от планет. Прежде всего это касается судьбы Меркурия: он может покинуть систему первым, согласно данным численных экспериментов Ласкара (1994, 2008) и Ласкара и Гастино (2009). Ласкар и Гастино (2009) путем численного интегрирования системы на космогонических шкалах времени (миллиарды лет) показали, что существуют будущие взаимностолкновительные траектории Венеры, Земли и Марса. Таким образом, в результате тесных сближений вся внутренняя часть Солнечной системы может быть дезинтегрирована на шкале времени в несколько миллиардов лет.

В системах, включающих горячие юпитеры и нептуны, физическая дезинтеграция внутренней подсистемы (в данном случае планет-гигантов) может протекать много быстрее из-за приливного сжатия орбит; например, оставшееся время жизни планеты-сверхгиганта горячего юпитера WASP-12b до его поглощения родительской звездой оценивается всего в ~3 млн лет (Тернер и др., 2021).

В системах с архитектурой, подобной строению Солнечной системы (с внутренней подсистемой относительно некрупных скальных планет), распад внутренней подсистемы может носить чисто динамический характер, обусловленный перекрытием вековых резонансов (Ласкар, 1989; Литвик, Ву, 2011; Батыгин и др., 2015). Вековые резонансы представляют собой резонансы между скоростями изменения долготы перицентра или долготы восходящего узла планеты со скоростями орбитальной прецессии другого, возмущающего, тела.

Накачка эксцентриситета орбиты Меркурия до критического значения, влекущего пересечения его орбиты с орбитой Венеры, может произойти из-за вхождения планеты в вековой резонанс с Юпитером (Ласкар, 2008). Согласно аналитической модели вековых резонансов, предложенной Батыгиным и др. (2015) для описания хаоса в движении Меркурия, характерное время динамического распада внутренней системы (характерное время хаотической диффузии Меркурия по эксцентриситету) составляет ~ 10^8-10^9 лет, что на один-два порядка меньше, чем следует из численного интегрирования уравнений движения в полной задаче. Последнее объясняется, скорее всего, упрощенным характером модели, см. статью Батыгина и др. (2015).

Сценарий внутреннего распада, обусловленного перекрытием вековых резонансов с внешними планетами, может быть адекватным для многих

планетных систем, в которых относительно малые (скальные) планеты находятся во внутренней области системы, а планеты-гиганты — во внешней части, как это имеет место в нашей Солнечной системе. Вековые резонансы планеты с двумя внешними планетами-гигантами могут взаимодействовать и перекрываться в той или иной степени в зависимости от значений параметров системы (Литвик, Ву, 2011). Медленный распад системы инициируется при вхождении планет в область хаоса в зоне перекрытия вековых резонансов в фазовом пространстве (Литвик, Ву, 2011). Литвик и Ву (2011) нашли, что вековые взаимодействия между планетами даже при малых их эксцентриситетах и наклонах приводят к хаосу, который не может быть описан линейной вековой теорией. Модель Литвика и Ву основана на разложении гамильтониана задачи до четвертого порядка по эксцентриситетам и наклонам и до первого порядка по отношениям больших полуосей. Исходя из расположения и ширины резонансов в фазовом пространстве, можно оценить степень их взаимодействия или перекрытия. Анализ взаимодействия резонансов в фундаментальных моделях позволяет получить оценки размеров областей хаоса в фазовом пространстве, ляпуновских времен и характерных времен хаотической диффузии — времен распада системы (о методике оценок см. Шевченко, 2008, 2020).

Оценим масштаб времени для высвобождения планет за счет перекрытия вековых резонансов в системе. За характерное время хаотической диффузии орбиты планеты примем время, за которое ее эксцентриситет изменяется на ~ 1 . В качестве модели взаимодействия вековых резонансов примем модель Литвика и Ву (2011) (в плоской постановке задачи). Оценим характерное время T_d хаотической диффузии орбиты планеты, находящейся в перекрывающихся резонансах с двумя внешними планетами с существенно бо́льшими массами и с параметрами орбит Юпитера и Сатурна.

Таким образом, большие полуоси орбит "Юпитера" и "Сатурна" (далее без кавычек) суть $a_{\rm J} = 7.778 \times 10^{13}$ см и $a_{\rm S} = 1.427 \times 10^{14}$ см, эксцентриситеты орбит $e_{\rm J} = 0.048$ и $e_{\rm S} = 0.055$. Орбиту пробной планеты полагаем исходно круговой, ее большая полуось $a_{\rm pl} = 5 \times 10^{13}$ см.

За скорости прецессии линий апсид внешних планет примем реальные фундаментальные частоты для Юпитера и Сатурна: $g_{\rm J} = 9.63 \times 10^{-4}/360 \times 2\pi = 0.0000168$ рад/год, $g_{\rm S} = 6.10 \times 10^{-3}/360 \times 2\pi = 0.000106$ рад/год; см. раздел 7.3 и формулу (7.38) в книге Мюррея и Дермотта (2009).

Скорость прецессии линии апсид пробной планеты дается выражением

$$\gamma = 0.75 \mu_{\rm J} \alpha^3 (\mathcal{G}m_{\rm Sun}/a_{\rm pl}^3)^{1/2} \tag{1}$$

(см. п. 3.1 и формулу (15) в статье Литвика, Ву, 2011). Здесь $m_{\rm Sun}$ — масса родительской звезды, $\mu_{\rm J}$ — масса главной возмущающей планеты (Юпитера) в единицах массы центральной звезды. Пусть $m_{\rm Sun} = 2 \times 10^{33}$ г (равна массе Солнца), $\mu_{\rm J} =$ = 0.001 (как у реального Юпитера). Имеем $\gamma =$ = 0.000205 рад/год.

Безразмерные параметры модели Литвика и Ву (2011) определяются как

$$\Delta_{\rm J} = (\gamma - g_1)/\gamma, \quad \Delta_{\rm S} = (\gamma - g_2)/\gamma, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{\rm J} = 1.25e_{\rm J}, \quad \varepsilon_{\rm S} = 1.25(a_{\rm S}/a_{\rm J})e_{\rm S},$$

где $g_1 = g_J, g_2 = g_S$ (см. п. 3.2, формулы (24), (27) и рис. 2 в статье Литвика, Ву, 2011). Эти параметры в рассматриваемом случае принимают численные значения $\Delta_J = 0.918, \Delta_S = 0.482, \varepsilon_J = 0.06, \varepsilon_S =$ = 0.126. Также определим параметр α , равный отношению больших полуосей пробной планеты и Юпитера: $\alpha = a_{\rm pl}/a_J$. Имеем $\alpha = 0.643$.

Расстояние между взаимодействующими резонансами по частоте суть $\Omega = g_2 - g_1$. Полуширина нелинейного резонанса по частоте равна $2\omega_0$, где ω_0 — частота малых колебаний на резонансе (см. Чириков, 1979), вычисляемая по формуле

$$\omega_0 = 2\varepsilon_{\rm J}^{1/2} (2\Delta_{\rm J})^{1/4} \tag{3}$$

(Литвик, Ву, 2011). Введем параметр адиабатичности $\lambda = \Omega/\omega_0$, характеризующий степень перекрытия резонансов (Шевченко, 2020). Находим $\Omega = 0.0000897$ рад/год, $\omega_0 = 0.570$ рад/год, $\lambda =$ = 0.000157. Также введем обозначение $\varepsilon = \varepsilon_{\rm J} =$ = 0.06.

Согласно Шевченко (2011, 2020), в мультиплете, состоящем из минимального числа (двух) перекрывающихся резонансов, характерное время хаотической диффузии составляет

$$T_{\rm d} = \frac{4\lambda}{W^2|\Omega|} \ln \frac{32e}{\lambda W},\tag{4}$$

где

$$W = 4\pi\varepsilon\lambda^2 \exp(\pi\lambda/2)/\sinh(\pi\lambda) \tag{5}$$

(подробнее см. Шевченко (2020), п. 4.2, формула (4.14)). Отсюда находим W = 0.0000377 и $T_{\rm d} \approx \approx 1.2 \times 10^{11}$ лет. Таким образом, $T_{\rm d}$ оказывается чрезвычайно большим, на порядок превосходя современный возраст Вселенной.

Рассмотрим теперь модель с такими же параметрами $e_{\rm J} = 0.048$, $e_{\rm S} = 0.055$, $\varepsilon_{\rm J} = 0.06$, $\varepsilon_{\rm S} = 0.126$. $\varepsilon = 0.06$, $\alpha = 0.643$, $\gamma = 0.000205$, но с другими скоростями прецессий орбит внешних планет, а именно $g_1 = 0.85\gamma = 0.000175$ рад/год, $g_2 = 0.92\gamma = 0.000189$ рад/год. Данные g_1 и g_2 соответствуют модели, представленной на рис. 2 в статье Литвика и Ву (2011). Тогда находим

 $\Delta_{\rm J}=0.15, \ \Delta_{\rm S}=0.08, \ \Omega=0.0000144, \ \omega_0=0.363, \ \lambda=0.0000397.$ Отсюда W=0.00000952 и $T_{\rm d}pprox pprox 3.2 imes 10^{12}$ лет, что еще на порядок больше по сравнению с предыдущей моделью.

Мы видим, что в обоих рассмотренных нами модельных случаях процесса распада за счет перекрытия вековых резонансов характерное время динамической дезинтеграции оказывается на один—два порядка больше современного возраста Вселенной, поэтому данный процесс едва ли может конкурировать с процессами физической дезинтеграции внутренних областей планетных систем при сходе родительских звезд с ГП.

Обсудим теперь масштабы времени динамической дезинтеграции для внешних областей планетных систем, имея в виду как внешние подсистемы планет-гигантов, сходные с таковой в Солнечной системе, так и любые иные типы периферийных подсистем.

Согласно Мюррею и Хольману (1999), в нашей Солнечной системе собственная долговременная динамическая дезинтеграция внешней подсистемы планет-гигантов обусловлена перекрытием субрезонансов в мультиплетах, соответствующих трехтельным резонансам средних движений, прежде всего резонансу 3J-5S-7U между Юпитером, Сатурном и Ураном. При этом характерное время собственной динамической дезинтеграции (характерное время хаотической диффузии орбиты Урана по эксцентриситету) оценивается в ~ $10^{17}-10^{18}$ лет.

Как показали Цинк и др. (2020), время дезинтеграции внешней подсистемы за счет тесных сближений со звездами-соседями может составлять всего ~10¹⁰-10¹¹ лет, что много (на 7-8 порядков) меньше времени собственной дезинтеграции. Цинк и др. (2020) описали будущую судьбу планетгигантов Солнечной системы (Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна) после того, как Солнце покинет ГП. К этому времени Солнце потеряет около половины своей массы, вследствие чего орбиты планет-гигантов расширятся; ширина резонансов средних движений также увеличится, что может в итоге привести ко вхождению планет-гигантов в резонансные конфигурации. Увеличившаяся в размерах система становится более восприимчивой к межзвездным взаимодействиям. Близкие прохождения соседних звезд возмущают планетную систему, что в конечном итоге приводит ко входу системы в области хаоса (обусловленные перекрытием резонансов средних движений низких порядков) в фазовом пространстве и к последующему выбросу планет из системы.

Планеты, не поглощенные родительской звездой, а выброшенные из системы, становятся "свободными планетами" ("free-floating planets"). Аналогичные процессы должны происходить и в планетных системах других звезд. Поэтому по мере старения Галактики число свободных планет в ней должно расти. Согласно современным оценкам (Мроз и др., 2017), в настоящую эпоху в Галактике на одну свободную планету приходится в среднем 4 звезды ГП.

Отметим, что дезинтеграция внешних областей планетных систем может носить смешанный физико-динамический характер, а именно, физическое уничтожение внутренней составляющей системы может инициировать динамический распад внешней подсистемы. В самом деле, уничтожение внутренней части обнуляет квадрупольный момент системы "звезда — внутренние планеты", что резко меняет скорости апсидальной и узловой прецессий орбит внешних планет (о зависимости скорости прецессий от квадрупольного момента см., например, Мюррей, Дермотт, 2009). Это может вывести внешнюю подсистему из устойчивого состояния за счет (1) выхода из стабилизирующего резонанса средних движений (в случае исходно резонансной системы, такой, например, как TRAPPIST-1 или Kepler-90), (2) вхождения в хаотические области фазового пространства, ассоциированные с сепаратрисами резонансов средних движений (в системах как исходно резонансных, так и исходно нерезонансных), (3) захвата в вековые резонансы. Анализ этих возможностей выходит за рамки настоящего исследования; он будет проведен в дальнейшем.

Проведенные нами и описанные выше тесты Колмогорова-Смирнова показывают на высоком уровне значимости, что в процессе перехода звезды с ГП на ветвь красных гигантов имеет место дезинтеграция ее планетной системы, по меньшей мере частичная. С другой стороны, согласно табл. 4 и 5, для звезд классов О, В, А, F и G время пребывания на ГП существенно меньше характерного времени динамической дезинтеграции (если исходить из оценок последнего, полученных для Солнечной системы, а также из приведенных выше аналитических оценок). Характерное время эволюции на стадии красного гиганта еще много меньше. Поэтому можно с уверенностью сказать, что дезинтеграция внутренних компонент планетных систем носит в основном физический (поглощение звездной атмосферой), а не динамический (распад в рамках задачи N тел) характер.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ И ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ОБИТАЕМОСТЬ

Одна из важнейших характеристик экзопланетных систем — наличие планет в зоне потенциальной обитаемости. Брайсон и др. (2021) на базе каталога кандидатов планет Kepler DR25 и параметров родительских звезд на основе данных Gaia изучили частоту встречаемости скальных планет в зоне обитаемости у карликовых звезд ГП. (Под скальными здесь подразумеваются планеты с радиусами $0.5R_{\oplus} \leq r \leq 1.5R_{\oplus}$.) Границы зоны потенциальной обитаемости определены значениями потока излучения от звезды на поверхности планеты. Частота встречаемости определяется как приходящееся в среднем на одну звезду с температурой в диапазоне 4800-6300 К число скальных планет в зоне обитаемости. Заметим, что полнота и надежность использованных баз данных, а также частота встречаемости планет, зависят от значений эффективной температуры родительских звезд, поэтому выбор диапазона температур ограничен; анализ Брайсона и др. (2021) сосредоточен на солнцеподобных звездах. Брайсон и др. (2021) оценили данную частоту для карликовых звезд ГП и получили довольно высокие значения — от 0.37 до 0.6 для "консервативного" определения зоны обитаемости и от 0.58 до 0.88 для "оптимистичного" определения зоны обитаемости. С вероятностью 95% ближайший к нам карлик класса G или K со скальной планетой в зоне потенциальной обитаемости находится на расстоянии ближе ~6 пк от Солнца.

Вернемся к рис. З и выявим на нем планеты, находящиеся в зонах потенциальной обитаемости родительских звезд. Для вычисления внутреннего и внешнего радиусов зоны обитаемости используем формулы в модели Коппарапу и др. (2013):

$$d_{\rm HZ} = \left(\frac{L/L_{\odot}}{S_{\rm eff}}\right)^{1/2} \text{ a. e.,} \tag{6}$$

где L и L_{\odot} — светимости звезды и Солнца соответственно,

$$S_{\rm eff} = S_{\rm eff} + aT_{\star} + bT_{\star}^2 + cT_{\star}^3 + dT_{\star}^4, \quad (7)$$

где $T_{\star} = T_{\rm eff} - 5780$ К, а $T_{\rm eff}$ — эффективная температура звезды. Значения констант $a, b, c, d, S_{\rm eff\odot}$ различны для внутренней и внешней границ зоны потенциальной обитаемости; они приведены в статье Коппарапу и др. (2013).

Используя формулы (6) и (7), получаем диаграмму, представленную на рис. 8. Она включает 1276 объектов, из них звезд с планетами в зоне обитаемости оказывается 63. Из рис. 8 следует, что на ветви RGB звезды с планетами в зоне обитаемости практически отсутствуют, что неудивительно, поскольку, как определено выше, внутренние компоненты планетных систем у звезд на ветви RGB должны быть в основном дезинтегрированы.



Рис. 8. Зависимость "эффективная температура-абсолютная звездная величина в полосе V" для звезд с планетами. Всего 1276 планет, 63 из них (выделенные красным цветом) находятся в зоне потенциальной обитаемости родительской звезды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы провели статистический анализ (на основе тестов Колмогорова—Смирнова) распределений масс и радиусов планет у звезд разных классов. Данный анализ обнаруживает их существенные различия в зависимости от класса родительских звезд. Мы провели сравнение распределений по массам и радиусам планет у родительских звезд разных классов и показали, что выборки не принадлежат одному распределению.

На диаграмме Герцшпрунга-Рассела нами выделены классы звезд, имеющих планеты в зоне потенциальной обитаемости. Определена относительная доля планет (в нашей выборке) в зонах обитаемости у родительских звезд на ГП и вне ее. В нашей выборке частота встречаемости подобных планет оказывается равной ≈ 0.05 на ГП и ≈ 0.01 на ветви красных гигантов (вне зависимости от типа планет). Сушественное отличие данной оценки от приведенных выше оценок из работы Брайсона и др. (2021) обусловлено различием использованных выборок. У Брайсона и др. (2021) взята лишь малая область ГП, внутри которой и на нашем графике (рис. 8) наблюдается сгущение присутствия планет, находящихся в зоне обитаемости. Наша оценка основана на большей выборке, включающей области ГП, в которых планет в зоне обитаемости очень мало, потому оценка оказывается существенно ниже.

Проведенные нами тесты Колмогорова—Смирнова показывают на высоком уровне значимости, что в процессе перехода звезды с ГП на ветвь красных гигантов имеет место дезинтеграция ее планетной системы, по меньшей мере частичная.

Приведены оценки характерного времени динамической дезинтеграции для различных архитектур планетных систем. Из сопоставления оценок характерных времен физической и динамической эволюции следует вывод, что дезинтеграция внутренних компонент планетных систем носит в основном физический (поглощение звездной атмосферой), а не динамический (распад в рамках задачи N тел) характер.

Что же касается внешних областей, то их дезинтеграция может носить как чисто динамический (собственная дезинтеграция, тесные сближения со звездами-соседями), так и смешанный физикодинамический характер; а именно, физическое уничтожение внутренней составляющей системы может инициировать динамический распад внешней части.

Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания. Работа поддержана в рамках гранта 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039) "Теоретические и экспериментальные исследования формирования и эволюции внесолнечных планетных систем и характеристик экзопланет" Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Батыгин, Лафлин (K. Batygin and G. Laughlin), Proc. Nat. Acad. Sci. **112**, 4214 (2015).
- 2. Батыгин и др. (К. Batygin, А. Morbidelli, and M.J. Holman), Astrophys. J. **799**, 120 (2015).
- 3. Брайсон и др. (S. Bryson, M. Kunimoto, R.K. Kopparapu, J.L. Coughlin, W.J. Borucki, et al.), Astron. J. **161**, 36 (2021).
- 4. Вейсс и др. (L.M. Weiss, G.W. Marcy, J.F. Rowe, A.W. Howard, H. Isaacson, et al.), Astron. J. **768**, 14 (2013).
- 5. Гауди, Сигер (B.S. Gaudi and S. Seager), Astrophys. J. **623**, 472 (2005).
- 6. Иванов В.В., *Физика звезд* (СПб: Изд-во СПбГУ, 2018).

- 7. Коппарапу и др. (R.K. Kopparapu, R. Ramirez, J.F. Kasting, V. Eymet, T.D. Robinson, et al.), Astrophys. J. **765**, 16 (2013).
- 8. Ласкар (J. Laskar), Nature 338, 237 (1989).
- 9. Ласкар (J. Laskar), Astron. Astrophys. L9, 287 (1994).
- 10. Ласкар (J. Laskar), Icarus 196, 1 (2008).
- 11. Ласкар, Гастино (J. Laskar and M. Gastineau), Nature **459**, 817 (2009).
- 12. Ледрю (G. Ledrew), J. Royal Astron. Soc. Canada **95**, 32 (2001).
- 13. Литвик, By (Y. Lithwick and Y. Wu), Astrophys. J. **739**, 31 (2011).
- 14. Мроз и др. (Р. Мróz, А. Udalski, J. Skowron, R. Poleski, S. Kozłowski, et al.), Nature **548**, 183 (2017).
- Мюррей К., Дермотт С., Динамика Солнечной системы (М.: Физматлит, 2009) [С.D. Миггау, S.F. Dermott, Solar System Dynamics (Cambridge Univ. Press, 1999)].
- 16. Мюррей, Хольман (N. Murray and M. Holman), Science 283, 1877 (1999).
- 17. Рибас (I. Ribas), Solar and Stellar Variability Impact on Earth and Planets, Proc. IAU Symp. 264 (Ed. A.G. Kosovichev, A.H. Andrei, J.-P. Rozelot, Cambridge Univ. Press, p. 3, 2010).
- Саларис, Кассизи (M. Salaris and S. Cassisi), Evolution of Stars and Stellar Populations (John Wiley & Sons, 2005).

- 19. Стевенс, Гауди (D.J. Stevens and B.S.Gaudi), Publ. Astron. Soc. Pac. **125**, 933 (2013).
- 20. Стефенс (М.А. Stephens), J. Am. Stat. Assoc. **69**, 730 (1974).
- 21. Тернер и др. (J.D. Turner, A. Ridden-Harper, and R. Jayawardhana), Astron. J. **161**, 72 (2021).
- 22. Фишер, Валенти (D.A. Fischer and J. Valenti), Astrophys. J. **622**, 1102 (2005).
- 23. Хаули, Райд (S.L. Hawley and I.N. Reid), 12th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun (Ed. A. Brown, G.M. Harper, and T.R. Ayres, Univ. Colorado, 2003), p. 128.
- 24. Цинк и др. (J.K. Zink, K. Batygin, and F.C. Adams), Astron. J. **160**, 232 (2020).
- 25. Чириков (B.V. Chirikov), Phys. Rep. 52, 263 (1979).
- 26. Шевченко (I.I. Shevchenko), Phys. Lett. A **372**, 808 (2008).
- 27. Шевченко (I.I. Shevchenko), Astrophys. J. **733**, 39 (2011).
- 28. Шевченко (I.I. Shevchenko), *Dynamical Chaos in Planetary Systems* (Springer Nature, 2020).
- 29. Шнайдер и др. (J. Schneider, C. Dedieu, P. Le Sidaner, R. Savalle, and I. Zolotukhin), Astron. Astrophys. **532**, A79 (2011).
- 30. Шредер, Смит (К.-Р. Schröder and R.C. Smith), MNRAS **386**, 155 (2008).