

СОДЕРЖАНИЕ

Том 46, номер 11, 2020

Оценка температуры реликтового излучения по линиям атомов C I и молекул CO в межзвездной среде ранних галактик

В. В. Клименко, А. В. Иванчик, П. Петижан, П. Нотердам, Р. Шриананд 763

Измерение масс сверхмассивных черных дыр в ядрах двух активных галактик методом фотометрического эхокартирования

Е. А. Малыгин, Е. С. Шабловинская, Р. И. Уклеин, А. А. Гроховская 774

Эволюционный статус пульсирующих переменных типа W Vir

Ю. А. Фадеев 783

Уединенный факельный узел: фонтанная магнитная структура и температурный профиль

А. А. Соловьев 792

Влияние полярных корональных дыр на характеристики солнечного ветра в минимуме активности между 24 и 25 солнечными циклами

А. В. Борисенко, С. А. Богачёв 802

Возможность существования захваченной радиации у Меркурия

А. Т. Лукашенко, А. С. Лаврухин, И. И. Алексеев, Е. С. Беленькая 814

Долговременная динамика планетезималей в хаотических зонах планет

Т. В. Демидова, И. И. Шевченко 827

ОЦЕНКА ТЕМПЕРАТУРЫ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО ЛИНИЯМ АТОМОВ СИ И МОЛЕКУЛ СО В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ РАННИХ ГАЛАКТИК

© 2020 г. В. В. Клименко^{1*}, А. В. Иванчик¹, П. Петижан², П. Нотердам², Р. Шриананд³

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

²Институт астрофизики Парижа, Париж, Франция

³Международный университет астрономии и астрофизики, Пуна, Индия

Поступила в редакцию 27.10.2020 г.

После доработки 27.10.2020 г.; принята к публикации 27.10.2020 г.

Увеличение температуры реликтового излучения (РИ) с ростом космологического красного смещения $T_{\text{СМВ}} = T_0(1+z)$ предсказывается в рамках стандартной космологической Λ CDM модели. К настоящему времени имеется два метода, которые позволяют непосредственно проверить эту зависимость и, что не менее важно, получить независимую оценку температуры реликтового излучения T_0 в современную эпоху. Первый основан на эффекте Сюняева–Зельдовича для скопления галактик, однако этот метод ограничен красными смещениями $z \lesssim 1$, и с помощью него можно измерять лишь отклонения от стандартного закона. Второй метод основан на анализе населенностей энергетических уровней атомов и молекул, наблюдающихся в абсорбционных спектрах квазаров. Этот метод позволяет непосредственно измерять $T_{\text{СМВ}}(z)$. Получены новые оценки $T_{\text{СМВ}}(z_i)$ в интервале красных смещений $1.7 \leq z_i \leq 3.3$ на основе анализа населенностей вращательных уровней молекул СО и уровней тонкой структуры атомов нейтрального углерода СИ в 15 абсорбционных системах с учетом возбуждения столкновениями и радиативной накачки. Учет столкновительной накачки при анализе населенностей вращательных уровней молекул СО приводит к систематическому уменьшению ранее полученных оценок $T_{\text{СМВ}}(z_i)$ (для некоторых систем величина эффекта составляет $\sim 10\%$). Используя данные измерений $T_{\text{СМВ}}(z)$ в скоплениях галактик и абсорбционных системах СО и СИ в спектрах квазаров мы получили ограничение на параметр $\beta = +0.010 \pm 0.013$, характеризующий отклонение от стандартного закона эволюции температуры реликтового излучения: $T_{\text{СМВ}} = T_0(1+z)^{1-\beta}$, а также независимую оценку температуры реликтового излучения в современную эпоху $T_0 = 2.719 \pm 0.009$ К, которая хорошо согласуется с оценкой орбитальных измерений $T_0 = 2.7255 \pm 0.0006$ К.

Ключевые слова: космология, ранняя Вселенная, межзвездная среда, спектры квазаров.

DOI: 10.31857/S0320010820110030

ВВЕДЕНИЕ

Родившись в первые мгновения Большого Взрыва, реликтовое излучение (РИ) играет определяющую роль в постинфляционной динамике расширения Вселенной на раннем этапе ее эволюции. Через доли секунды после завершения инфляционной стадии Вселенная переходит на радиационно-доминированную стадию, во время которой темп ее расширения определяется релятивистским веществом (в основном это фотоны и

нейтрино), плотность энергии которого существенно превышает энергию всех других форм материи (барионное вещество, темная материя и темная энергия). Только приблизительно через 50 тыс. лет после Большого Взрыва (см., например, Горбунов, Рубаков, 2016) нерелятивистская материя (темная материя и барионы) начинает преобладать в плотности энергии и изменять темп расширения Вселенной, переводя его в стадию доминирования нерелятивистской материи.

Помимо динамики расширения Вселенной, реликтовое излучение играет определяющую роль еще в двух физических процессах, являющихся

*Электронный адрес: slava.klimenko@gmail.com

космологическими маркерами в эволюции Вселенной. Это первичный нуклеосинтез, начавшийся приблизительно через 180 с (3 мин) после Большого Взрыва и длившийся чуть более трех часов¹, а также процесс первичной рекомбинации водородно-гелиевой плазмы, протекавший через 380 тыс. лет после Большого Взрыва. Оба эти процесса протекают в существенно разные космологические эпохи, для их описания используется ядерная физика в первом случае и атомная во втором, для каждого из них имеются наблюдательные данные, позволяющие получать независимые оценки для ключевых космологических параметров.

Таким образом, исследование реликтового излучения и его влияния на различные физические процессы, протекающие в разные космологические эпохи, является мощным инструментом изучения Вселенной. В настоящее время три ключевых свойства реликтового излучения привлекают особое внимание, поскольку их изучение дает важную космологическую информацию. Это (i) непосредственно планковский спектр чернотельного излучения (Фиксен и др., 1996) и его возможные искажения, (ii) угловая анизотропия температуры реликтового излучения (Планк коллаборация, 2020), а также (iii) его поляризация, исследования которой могут привести к обнаружению первичных гравитационных волн. Еще одним немаловажным предсказанием стандартной космологической модели является зависимость температуры реликтового излучения от космологического красного смещения z :

$$T_{\text{СМВ}} = T_0(1 + z), \quad (1)$$

где $T_0 = 2.7255 \pm 0.0006$ К — современное значение температуры РИ (Фиксен, 2009). В такой форме этот закон выполняется с момента начала первичного нуклеосинтеза и до настоящего времени. Его справедливость косвенно подтверждается многочисленными согласующимися с теорией наблюдениями, имеющими отношение как к первичному нуклеосинтезу, так и к первичной рекомбинации, однако прямых наблюдений, подтверждающих этот закон для этих эпох, пока не существует. Кроме того, имеются различные варианты расширения стандартной космологической модели, в которых возможно отклонение зависимости температуры РИ от стандартного закона (формула (1)) (см., например, Фризе и др., 1987; Матиясек, 1995).

В настоящей работе мы фокусируем свое внимание на возможности проверки стандартного закона эволюции температуры РИ, а также на спо-

собах независимой оценки современного значения температуры реликтового излучения T_0 .

ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Наблюдательные проявления реликтового излучения были обнаружены задолго до предсказания Гамовым и его учениками Альфером и Херманом (1946, 1948) самого этого явления. Изучая молекулы CN в межзвездной среде нашей Галактики, МакКеллар в 1940 г. с обнаружил, что не все молекулы CN находятся в основном энергетическом состоянии (как это первоначально предполагалось для разряженной холодной среды), а часть молекул находится в возбужденном состоянии, как если бы они возбуждались тепловым излучением с температурой $T \sim 3$ К. Лишь много позже, когда Пензиас и Вилсон в 1965 г. открыли реликтовое излучение, стало ясно, что именно это излучение пронизывает все космическое пространство и возбуждает молекулы. В 1993 г. Рос и Меер выполнили более точные измерения возбуждения молекул CN в межзвездной среде нашей Галактики и получили оценку $T_0 = 2.729^{+0.023}_{-0.031}$ К, которая хорошо согласуется с самой точной на сегодняшний день оценкой, полученной с помощью космических экспериментов COBE/FIRAS и WMAP: $T_0 = 2.7255 \pm 0.0006$ К (Фиксен, 2009). Однако эти измерения температуры реликтового излучения выполнены “здесь” и “сейчас”, т.е. в Солнечной системе и в современную эпоху ($z = 0$). Для измерения закона эволюции температуры РИ $T_{\text{СМВ}} = T_0(1 + z)$ в настоящее время используются два независимых метода.

Первый метод основан на эффекте Сюняева—Зельдовича (SZ-эффект) для скоплений галактик (Зельдович, Сюняев, 1969) и был предложен через 10 лет после предсказания SZ-эффекта в работах Фаббри и др. (1978) и Рефаели (1980). Не смотря на то, что скопление галактик находится на разных космологических красных смещениях z_i , искажение спектра реликтового излучения, вызванное взаимодействием фотонов РИ с горячим газом электронов, в рамках стандартной космологической модели является z -независимым. Это происходит по тому, что зависимость от частоты ν как планковского спектра, так и его искажения, вызванного SZ-эффектом, определяется через безразмерный параметр x :

$$x = \frac{h\nu(z_i)}{kT(z_i)} = \frac{h\nu_0(1 + z_i)}{kT_0(1 + z_i)} = \frac{h\nu_0}{kT_0}, \quad (2)$$

который является z -независимым в рамках стандартной космологической модели, где изменение частоты фотона и температуры РИ пропорционально одному и тому же фактору $(1 + z)$. Однако в

¹ Процессы, определившие начальные условия для первичного нуклеосинтеза, — отщепление нейтрино, электрон-позитронная аннигиляция, уменьшение относительной концентрации нейтронов — протекали немного раньше с 0.1 с после Большого Взрыва.

рамках нестандартных космологических сценариев SZ-искажения планковского спектра могут стать z -зависимыми. Рассмотрим отклонения эволюции температуры РИ от стандартного закона (1), которые могут быть параметризованы в виде, предложенном Лима и др. (2000):

$$T(z) = T_0(1+z)^{1-\beta}, \quad (3)$$

при том, что зависимость частоты, являющаяся более общим свойством, определяемым Общей Теорией Относительности, $\nu(z) = \nu_0(1+z)$ сохраняется. Это приводит к z -зависимости спектральной формы SZ-искажения вследствие $x(z)$ -зависимости:

$$x = \frac{h\nu_0(1+z_i)}{kT_0(1+z_i)^{1-\beta}} = \frac{h\nu_0}{kT_0}(1+z)^\beta. \quad (4)$$

На этом основан метод поиска возможных отклонений от стандартного закона (1). Более того, как в рамках стандартного закона, так и его возможных отклонений, SZ-эффект позволяет (как это было отмечено в работах Фаббри и др., 1978, и Рефаели, 1980) независимо оценивать современное значение температуры РИ T_0 , благодаря спектральным особенностям SZ-искажения. В частности, существует критическое значение безразмерного параметра $x_0 = 3.830$, для которого искажение планковского спектра равно нулю. Таким образом, если при наблюдении скопления галактик удастся измерить длину волны λ_0 , на которой нет искажения, это позволяет измерить и значение $T_0 = hc/(3.830k\lambda_0)$ (Фаббри и др., 1978).

В последнее время в связи с увеличением наблюдательной статистики по скоплениям галактик выполняется много работ по проверке стандартного закона (1) эволюции температуры РИ (см., например, Баттистелли и др., 2002; Луззи и др., 2009; Хуриер и др., 2014; Луззи и др., 2015; Августидис и др., 2016). В нашей работе мы также будем использовать данные по SZ-эффекту.

Второй метод основан на анализе населенностей энергетических уровней атомов и молекул, наблюдающихся в абсорбционных спектрах квазаров, и был предложен еще раньше, чем первый в 1968 г. Бакаллом и Вольфом. Этот метод позволяет непосредственно измерять $T_{\text{СМВ}}(z)$ (см., например, Шриананд и др., 2000). Наиболее удобными элементами в этом методе являются энергетические уровни тонкой структуры атомарного С I и вращательные уровни молекул СО (Сильва, Вегас, 2002; Шриананд и др., 2008; Нотердам и др., 2011).

Каждый из описанных методов обладает своими преимуществами и недостатками. Измерения $T_{\text{СМВ}}(z)$ в скоплениях галактик имеют высокую статистику числа систем, однако ограничены диапазоном красных смещений $z \leq 1$, для которого

отклонение $T_{\text{СМВ}}(z)$ от стандартного закона невелико. Напротив, измерения $T_{\text{СМВ}}(z)$ с помощью анализа линий поглощения атомов и молекул в спектрах квазаров соответствуют красным смещениям $z \sim 2-3$, на которых возможное отклонение от стандартного закона может быть более существенным. Однако вероятность обнаружить молекулярные системы в спектрах квазаров оказывается довольно невысокой $\sim 4\%$ (Балашев, Нотердам, 2018) вследствие компактности молекулярных облаков (например, в сравнении с атомарными абсорбционными облаками). При этом для анализа таких систем необходимы спектры с хорошим отношением сигнала к шуму, полученные на спектрографах с высоким разрешением. В настоящий момент линии поглощения молекул СО с $z \sim 2$ обнаружены в шести спектрах квазаров (Нотердам и др., 2011, 2018). Линии поглощения С I в спектрах квазаров высокого разрешения обнаружены в 20 абсорбционных системах с большим красным смещением. Трудность в оценке $T_{\text{СМВ}}(z)$ представляет учет систематических эффектов, связанных с неопределенностью физических условий в абсорбционных системах, которые часто не удается хорошо измерить. Поэтому для большинства абсорбционных систем С I были поставлены только верхние пределы на значение $T_{\text{СМВ}}(z)$. В работе Клименко и Балашева (2020) было показано, что согласованный анализ возбуждения уровней тонкой структуры С I и вращательных уровней молекул Н₂ позволяет более надежно определять физические условия (интенсивность УФ-фона, концентрацию газа, кинетическую температуру) в абсорбционных системах.

В завершение этого раздела еще раз обратим внимание на то обстоятельство, что оба этих метода позволяют независимым способом получать оценку современного значения температуры реликтового излучения T_0 , на что обращалось внимание в ранних работах и иногда упускается из виду в более поздних. Это можно сделать, экстраполируя зависимость $T(z)$ к нулевому красному смещению ($z = 0$), т.е. рассматривая T_0 в качестве свободного параметра при подгонке данных с помощью закона $T(z) = T_0(1+z)^{1-\beta}$ (для $\beta = 0$ и $\beta \neq 0$).

Увеличение статистики по скоплениям галактик и абсорбционным системам потенциально позволит определять T_0 с точностью, сравнимой или даже лучше, чем это делается “здесь” и “сейчас”.

В этой работе мы представляем новые измерения $T_{\text{СМВ}}(z)$ в абсорбционных системах С I и СО с $z > 1.7$, полученные с учетом поправки на столкновительную (для С I и СО) и радиативную накачку межзвездным УФ-излучением (для С I), а также независимую оценку современного значения температуры реликтового излучения T_0 .

Таблица 1. Измерения населенностей уровней тонкой структуры C I и вращательных уровней CO в абсорбционных системах в спектрах квазаров J0857+1855, J1047+2057, J1705+3543

Параметр	J0857+1855	J1047+2057	J1705+3543
z	1.7293	1.7738	2.0377
$\log N(\text{C I})$	$13.90^{+0.10}_{-0.10}$		$14.57^{+0.06}_{-0.06}$
$\log N(\text{C I}^*)$	$13.67^{+0.08}_{-0.08}$		$14.49^{+0.05}_{-0.05}$
$\log N(\text{C I}^{**})$	$13.23^{+0.07}_{-0.07}$		$13.98^{+0.05}_{-0.05}$
$\log N(\text{CO}, J = 0)$	$13.08^{+0.08}_{-0.08}$	$14.53^{+0.21}_{-0.21}$	$13.46^{+0.06}_{-0.06}$
$\log N(\text{CO}, J = 1)$	$13.01^{+0.08}_{-0.08}$	$13.63^{+0.18}_{-0.18}$	$13.75^{+0.09}_{-0.09}$
$\log N(\text{CO}, J = 2)$	$12.91^{+0.08}_{-0.08}$	$14.19^{+0.10}_{-0.09}$	$13.37^{+0.10}_{-0.10}$
$\log N(\text{CO}, J = 3)$	$12.30^{+0.22}_{-0.54}$	$13.23^{+0.11}_{-0.11}$	$13.36^{+0.16}_{-0.16}$

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Для измерений температуры реликтового излучения мы выбрали 15 абсорбционных демпфированных Лайман α систем (DLAs) с большими красными смещениями $z > 1.7$, которые имеют высокие лучевые концентрации молекулярного водорода ($\log N(\text{H}_2) > 18$) и ассоциированные линии поглощения C I. В шести DLA системах были линии поглощения молекул CO (Нотердам и др., 2011, 2018). Список систем представлен ниже в табл. 2 и 3. Наблюдения были выполнены с помощью спектрографов высокого разрешения UVES (Деккер и др., 2000) на телескопе ESO VLT-UT2 в Чили и HIRES (Вогт и др., 1994) на телескопе Кекс в Гавайях. Параметры наблюдений и первичный анализ спектров описаны в работах Нотердам и др. (2018) (J 0000+0048), Клименко и др. (2015) (B 0528–2508), Балашев и др. (2010) (для J 0812+3208, Кекс), Гуимарес и др. (2012) (J 0816+1446), Балашев и др. (2017) (J 0843+0221), Нотердам и др. (2011) (J 0857+1855, J 1047+2057, J 1705+3543), Балашев и др. (2011) (J 1232+0815), Нотердам и др. (2010) (J 1237+ B10647), Шриананд и др. (2008) (J 1439+1118), Леду и др. (2003) (B 1444+0126), Ранжан и др. (2018) (J 1513+0352), Йоргенсон и др. (2010) (J 2100–0641, Кекс), Нотердам и др. (2015) (J 2140–0321). Для большинства DLA систем мы используем измеренные населенности вращательных уровней молекул H_2 и CO и уровней тонкой структуры C I. Дополнительно мы определили параметры абсорбционных систем C I и CO в DLA системах J 0857+1855, J 1047+2057, J 1705+3543. Результаты измерений

представлены в табл. 1. Для анализа абсорбционных систем мы используем стандартную процедуру сравнения наблюдаемого и синтетического спектров, описанную в наших предыдущих работах (см., например, Балашев и др., 2019; Клименко и др., 2020).

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

Известно, что нейтральный углерод и молекулярный водород являются индикаторами холодного газа в диффузной фазе межзвездной среды (см., например, Шриананд и др., 2005; Балашев и др., 2019). Наблюдения показывают, что C I был обнаружен только в абсорбционных системах, где присутствует молекулярный водород (H_2), т.е. переход C II/C I происходит в области, где водород уже преимущественно в молекулярной фазе. Физически это может быть вызвано поглощением молекулами H_2 ионизирующих C I фотонов с энергией < 13.6 эВ (ионизационный потенциал C I 11.26 эВ) в линиях переходов лаймановской и вернеровской серий, и также повышенной концентрацией газа в молекулярном облаке H_2 . Поэтому мы считаем, что H_2 и C I пространственно связаны, а населенности их энергетических уровней соответствуют одним и тем же физическими условиями в МЗС.

В молекулярных облаках с лучевой концентрацией $\log N(\text{H}_2) > 18$ нижние вращательные уровни H_2 $J = 0, 1, 2$, как правило, термализованы ($T_{0-2}^{\text{exc}}(\text{H}_2) \simeq T_{\text{kin}}$), и их населенности определяются тепловым балансом МЗС, который, в основном, зависит от значения интенсивности УФ-фона и концентрации газа. Однако для моделирования населенностей уровней H_2 необходимо рассчитывать перенос УФ-излучения в линиях и согласованно решать уравнения теплового и химического балансов. Для этого мы используем сетку численных моделей молекулярных облаков, рассчитанную в работе Клименко и Балашев (2020) с применением кода PDR Meudon (Ле Пети и др., 2006). Пример расчета показан на рис. 1. Оказывается, что возбуждение уровней тонкой структуры C I имеет почти ортогональную зависимость от параметров среды (интенсивности УФ-фона и концентрации) по сравнению с зависимостью для нижних вращательных уровней H_2 . Совместный анализ населенностей H_2 и C I снимает вырождение по параметрам, что позволяет надежно определить концентрацию газа и УФ-фон в молекулярном облаке. Для оценки кинетической температуры мы используем температуру возбуждения H_2 , рассчитанную для первых трех вращательных уровней. Анализ моделей PDR Meudon показывает хорошее согласие этих параметров в экранированной от УФ-излучения части молекулярного облака.

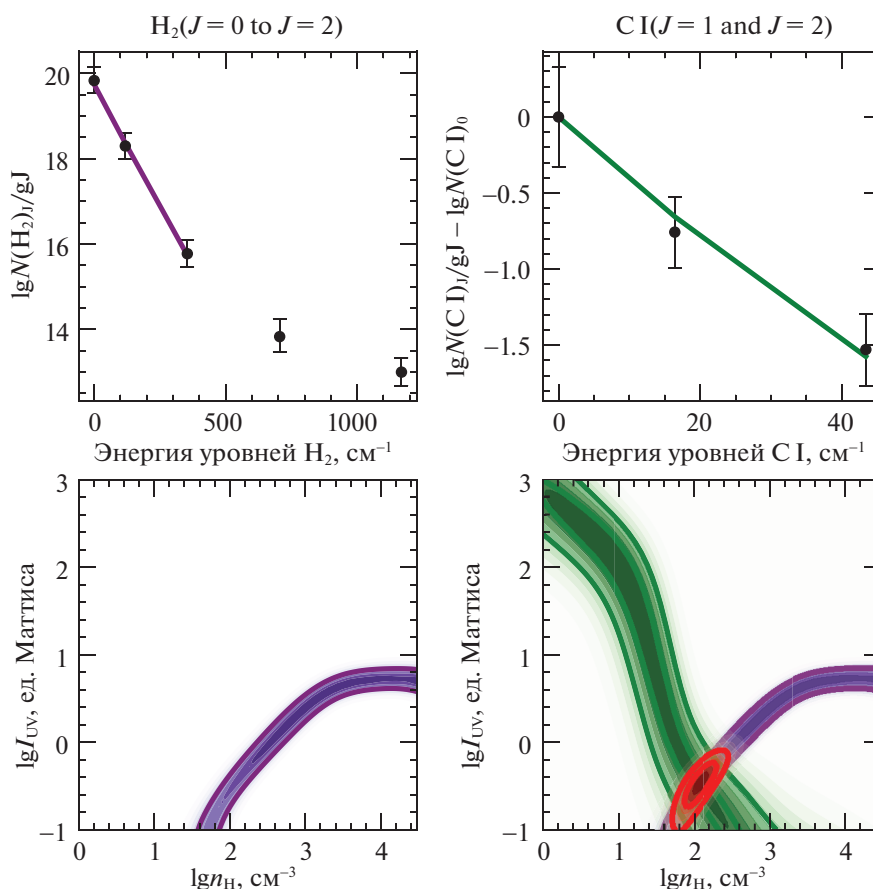


Рис. 1. Иллюстрация метода определения физических условий в молекулярном облаке H_2 с $z = 2.626443$ в спектре QSO J 0812+3208 на основе анализа населенностей вращательных уровней молекул H_2 и уровней тонкой структуры атомов C I . На верхних панелях кружками показаны наблюдаемые населенности уровней H_2 (левая панель) и C I (правая панель). Фиолетовой и зеленой линиями показаны модельные населенности уровней для H_2 и C I , соответственно. На нижних панелях фиолетовым и зеленым контурами показаны ограничения на интенсивность УФ-фона и концентрацию газа, полученные из анализа населенностей уровней H_2 и C I . Красным контуром на правой нижней панели показано итоговое ограничение физических условий с помощью совместного анализа населенностей уровней H_2 и C I .

В исследовании физических условий с помощью численного моделирования (Клименко, Балашев, 2020) сложно аккуратно учесть зависимость населенностей уровней C I от температуры реликтового излучения, и мы использовали некоторое среднее значение температуры реликтового излучения для исследуемой выборки. Поскольку возбуждение реликтовым излучением в плотной межзвездной среде ($n_{\text{H}} \sim 100 \text{ cm}^{-3}$) не является главным механизмом возбуждения уровней C I (см., например, Сильва, Вегас, 2002), такое приближение дает хорошую оценку физических условий. Предполагая, что молекулы CO находятся в той же области, что и атомы C I , мы можем использовать значения концентрации газа и температуры, полученные в работе Клименко и Балашева (2020), в качестве априорных распределений для оценки столкновительной накачки вращательных уровней молекул CO .

Населенности уровней тонкой структуры C I зависят как от концентрации газа и интенсивности УФ-фона, так и от температуры реликтового излучения. Поэтому для определения $T_{\text{СМВ}}$ мы выполнили независимый расчет населенностей уровней C I с учетом вариации всех трех параметров.

НАСЕЛЕННОСТИ УРОВНЕЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ АТОМОВ C I

Модель, описывающая возбуждение уровней C I , имеет пять свободных параметров: концентрация газа, кинетическая температура, интенсивность УФ-излучения, температура реликтового излучения и населенность основного уровня C I ($J = 0$). Мы используем модель однородного облака, в котором атомы C I сталкиваются с H , H_2 и He , облучаются направленным УФ- и изотропным реликтовым излучениями. Столкновительные коэффициенты для C I взяты из работ Шредер и др.

Таблица 2. Список абсорбционных систем $\text{H}_2/\text{C I}$ с большими красными смещениями в спектрах квазаров, для которых был выполнен анализ физических условий и измерения температуры реликтового излучения

QSO	z_{abs}	$T_{02}(\text{H}_2)$, К	$\log n_{\text{H}}$, cm^{-3}	$\log I_{\text{UV}}$, поля Матиса	$T_{\text{СМВ}}(\text{C I})$, К
J0000+0048	2.5255	97^{+4}_{-4}	$1.49^{+0.25}_{-0.70}$	<1	$11.1^{+1.5}_{-6.6}$
B0528–2505	2.8111	166^{+8}_{-8}	$2.49^{+0.07}_{-0.11}$	$1.15^{+0.15}_{-0.15}$	<20
J0812+3208	2.6264	52^{+3}_{-3}	$2.55^{+0.16}_{-0.18}$	$0.04^{+0.21}_{-0.23}$	<20
	2.6263	110^{+5}_{-5}	$1.79^{+0.24}_{-0.49}$	$-0.13^{+0.26}_{-0.30}$	$10.8^{+1.4}_{-3.3}$
J0816+1446	3.2874	80^{+6}_{-5}	$1.77^{+0.45}_{-0.80}$	$-0.08^{+0.39}_{-0.50}$	$15.2^{+1.0}_{-4.2}$
J0843+0221	2.7866	123^{+8}_{-8}	$1.94^{+0.12}_{-0.10}$	$1.83^{+0.12}_{-0.13}$	<16
J1232+0815	2.3377	64^{+4}_{-4}	$2.03^{+0.17}_{-0.18}$	$-0.13^{+0.40}_{-0.37}$	<9.4
J1237+0647	2.6896	178^{+102}_{-50}	$1.19^{+0.18}_{-0.17}$	$0.87^{+0.18}_{-0.15}$	<13.8
J1439+1118	2.4184	117^{+15}_{-17}	$0.98^{+0.20}_{-0.25}$	$0.68^{+0.20}_{-0.24}$	<13.7
B1444+0126	2.0870	172^{+32}_{-23}	$2.16^{+0.27}_{-0.26}$	$0.59^{+0.25}_{-0.25}$	<10.5
J1513+0352	2.4636	89^{+4}_{-4}	$1.95^{+0.16}_{-0.36}$	$0.40^{+0.40}_{-0.69}$	$8.0^{+4.0}_{-4.0}$
J2100–0641	3.0915	84^{+3}_{-3}	$2.02^{+0.15}_{-0.93}$	<–0.10	$12.9^{+3.3}_{-4.5}$
J2140–0321	2.3399	83^{+5}_{-4}	$2.93^{+0.23}_{-0.18}$	$1.54^{+0.20}_{-0.21}$	<20

Примечание. В столбцах слева направо приведены координаты квазара, значения красного смещения абсорбционной системы, температура возбуждения H_2 , концентрация газа, интенсивность ультрафиолетового межзвездного фона, температура реликтового излучения, определенная с помощью анализа населенностей уровней тонкой структуры C I.

(1991), Стаемлеор, Фловер (1991) и Абрахамсон и др. (2005). Мы также пренебрегаем учетом эффекта самоэкранирования УФ-излучения в линиях C I, которые обычно оптически тонкие. Анализ населенностей вращательных уровней H_2 дает независимое ограничение кинетической температуры, концентрации газа и интенсивности УФ-излучения (рис. 1). Поэтому мы используем ограничения, полученные на основе анализа населенностей уровней H_2 в работе Клименко и Балашев (2020), в качестве априорных распределений для концентрации газа, кинетической температуры и интенсивности УФ-излучения. Значения параметров и их статистические неопределенности определялись методом Монте-Карло по схеме марковских цепей. Результаты анализа систем C I приведены в табл. 2. Для девяти систем температура реликтового излучения определяется с неопределенностью около 2–4 К, в трех системах можно поставить только верхние пределы. В абсорбционных системах J 1439+1118 и B 1444+0126 измеренные населенности уровней C I не описываются нашей моделью, по-

этому они не используются для дальнейшей оценки зависимости $T_{\text{СМВ}}$ от красного смещения.

Дополнительно мы проверили, что анализ населенностей уровней H_2 и C I в абсорбционных системах в нашей галактике дает оценку температуры реликтового излучения $T_{\text{СМВ}}^0 = 1\text{--}4$ К с неопределенностью 2–3 К. Согласие с оценкой $T_{\text{СМВ}}^0 = 2.7255$ К (Фиксен, 2009) и небольшое значение статистической ошибки подтверждают надежность нашего метода.

НАСЕЛЕННОСТИ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛ CO

В абсорбционных системах с большим красным смещением $z \sim 2$ прямое возбуждение вращательных уровней молекул CO фотонами реликтового излучения значительно выше темпа столкновительной накачки, поэтому температура возбуждения нижних вращательных уровней $T_{\text{exc}}(\text{CO})$ близка к температуре реликтового излучения $T_{\text{СМВ}}$ (Шриананд и др., 2008) и может быть использована для оценки $T_{\text{СМВ}}(z)$ (Нотердам и др., 2011).

Таблица 3. Список абсорбционных систем CO с большим красным смещением

Имя	z	$T_{0-J}^{\text{exc}}(\text{CO}), \text{K}$	$T_{\text{СМВ}}(z), \text{K}$	$\log n_{\text{H}}, \text{cm}^{-3}$	$T_{02}(\text{H}_2), \text{K}$	$T_{\text{СМВ}}(\text{CO}), \text{K}$
J0000+0048	2.5244	$9.85^{+0.71}_{-0.56}$	9.6	$1.31^{+0.24}_{-0.42}$	97^{+4}_{-4}	$9.81^{+0.67}_{-0.61}$
J0857+1855	1.7294	$8.9^{+1.5}_{-1.2}$	7.4	$2.31^{+0.70}_{-0.20}$	100	$7.9^{+1.7}_{-1.4}$
J1047+2057	1.7738	$6.87^{+0.70}_{-0.70}$	7.5	<2.5	100	$6.6^{+1.2}_{-1.1}$
J1237+0647	2.6896	$10.5^{+0.81}_{-0.62}$	10.1	$1.27^{+0.14}_{-0.10}$	178^{+102}_{-57}	$10.35^{+0.78}_{-0.65}$
J1439+1118	2.4184	$9.09^{+0.85}_{-0.69}$	9.3	$0.90^{+0.15}_{-0.18}$	107^{+33}_{-20}	$9.04^{+0.86}_{-0.70}$
J1705+3543	2.0377	$9.1^{+1.8}_{-1.4}$	8.3	$2.21^{+0.17}_{-0.68}$	100	$8.6^{+1.9}_{-1.4}$

Примечание. Слева направо приведены значения красного смещения абсорбционной системы, температура возбуждения CO, температура реликтового излучения, концентрация газа, температура возбуждения H₂, оценка температуры реликтового излучения с помощью анализа населенностей вращательных уровней молекул CO с учетом столкновительной накачки.

Однако мы показали, что учет столкновительной накачки может приводить к небольшому, но систематическому увеличению $T_{\text{exc}}(\text{CO})$ по сравнению с $T_{\text{СМВ}}(z)$ (Соболев и др., 2015), что важно учитывать при измерении отклонения температуры реликтового излучения от стандартного закона на больших красных смещениях ($T_{\text{СМВ}}^0 \times (1+z)$).

Мы используем метод Монте-Карло по схеме марковских цепей, в котором оценки n_{H} и T_{kin} из работы Клименко и Балашев (2020) учитываются в качестве априорных распределений. Наша модель имеет четыре свободных параметра: концентрацию газа, кинетическую температуру, температуру реликтового излучения и населенность основного уровня CO ($J = 0$). Модель предполагает однородное распределение молекул по облаку и учитывает два механизма возбуждения вращательных уровней молекул CO: столкновениями с H, H₂, He и прямым возбуждением фотонами реликтового излучения. Значения столкновительных коэффициентов CO взяты из работ Волкер и др. (2015), Янг и др. (2016), Цеччи-Пестеллини и др. (2002). Мы выполнили измерения $T_{\text{СМВ}}(z)$ в шести известных абсорбционных системах CO с большим красным смещением. Результаты представлены в табл. 3.

В системах J 0857+1855, J 1047+2057 и J 1705+3543 красное смещение $z \leq 2$, поэтому линии поглощения H₂ не попадают в диапазон длин волн спектрографов VLT/UVES. Для оценки физических условий в этих системах мы использовали анализ населенностей уровней CI. Кинетическая температура полагалась равной характерной температуре в холодной диффузной среде (100 K). Полученные оценки концентрации газа n_{H} приведены в табл. 3. На рис. 2 мы сравниваем температуру возбуждения молекул CO и оценку

температуры реликтового излучения, измеренную с учетом поправки на возбуждение уровней CO столкновительной накачкой. Отличие $T_{\text{СМВ}}(\text{CO})$ от $T_{\text{exc}}(\text{CO})$ оказывается существенным и для J 0857+1855 и J 1705+3543 составляет ~10%. С учетом коррекции новые значения $T_{\text{СМВ}}(\text{CO})$ показывают лучшее согласие с предсказанием стандартной модели.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения температуры реликтового излучения в абсорбционных системах CI и CO с большим красным смещением приведены в табл. 4. На рис. 3 показаны эти измерения в зависимости от красного смещения вместе с другими оценками, полученными с помощью анализа эффекта Сюняева–Зельдовича для скоплений галактик (Баттистелли и др., 2002; Луззи и др., 2009; Хуриер и др., 2014) и анализа линий поглощения молекул в линзирующей галактике с $z = 0.89$ в спектре квазара PKS 1830-211 (Мюллер и др., 2013).

Прямые измерения $T_{\text{СМВ}}(z)$ в абсорбционных системах CO и CI хорошо согласуются с предсказанием стандартной космологической модели. Оценки с помощью анализа населенностей уровней тонкой структуры CI имеют большую статистическую неопределенность, чем оценки с помощью анализа населенностей вращательных уровней молекул CO. Это связано с более слабой зависимостью населенностью уровней CI от температуры реликтового излучения.

Используя выражение $T_{\text{СМВ}}(z) = T_0(1+z)^{1-\beta}$ (с $T_0 = 2.7255 \pm 0.0006$, Фиксен, 2009), мы определяем значение параметра β для разных выборок данных. Результаты представлены в табл. 5. Измерения по CI и CO на большом красном смещении

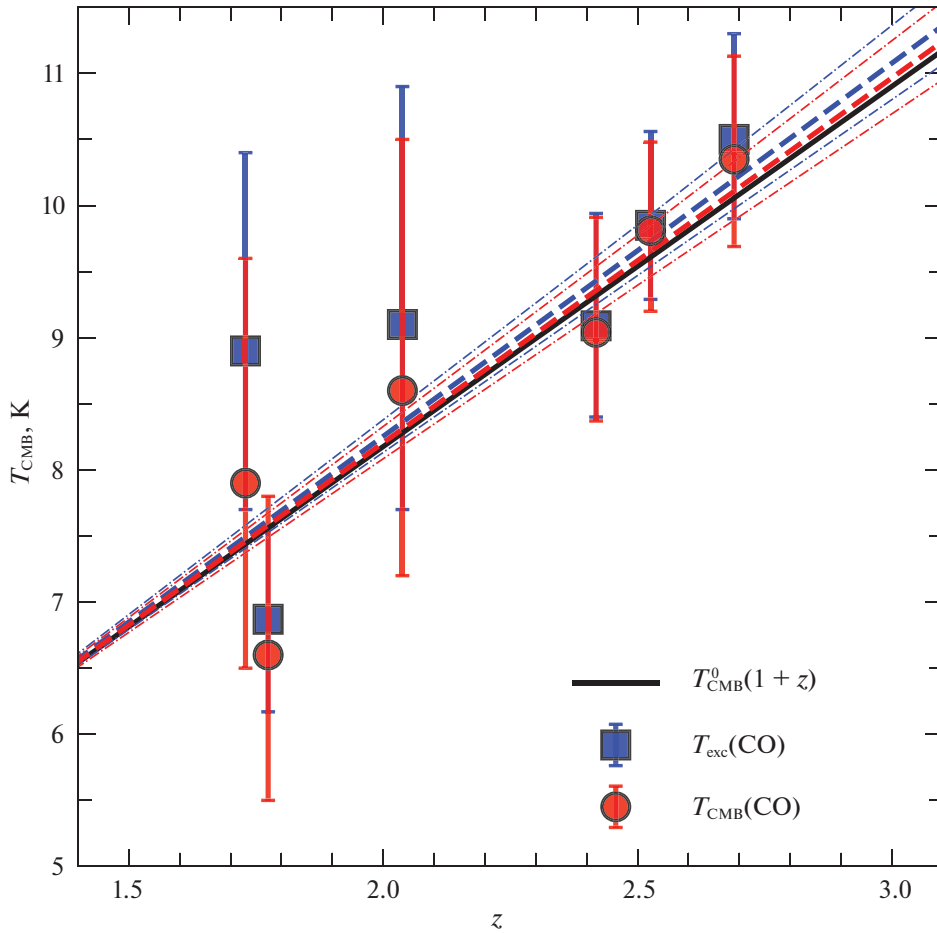


Рис. 2. Сравнение температуры возбуждения молекул CO ($T_{\text{exc}}(\text{CO})$, синие квадратики) и нашей оценки температуры реликтового излучения ($T_{\text{CMB}}(\text{CO})$, красные кружки), вычисленной с помощью анализа населенностей вращательных уровней CO с учетом столкновительного возбуждения. Сплошной черной линией показан линейный закон роста температуры реликтового излучения согласно стандартной космологической ΛCDM модели. Синей и красной пунктирными линиями показаны зависимости $T_{\text{CMB}}(z) = T_0(1+z)^{1-\beta}$ для нестандартных космологических моделей, построенные по данным анализа измерений $T_{\text{exc}}(\text{CO})$, $\beta = -0.019 \pm 0.028$ (синяя кривая), и $T_{\text{CMB}}(\text{CO})$, $\beta = -0.007 \pm 0.030$ (красная кривая).

согласуются со стандартным законом в пределах погрешности измерения $\beta = -0.015^{+0.030}_{-0.028}$. Измерения $T_{\text{CMB}}(z)$ по скоплениям галактик дают положительное значение $\beta = 0.013 \pm 0.017$. Совместная оценка с помощью измерений двумя методами дает ограничение $\beta = 0.010 \pm 0.013$. Наша оценка чуть выше оценки, $\beta = 0.006 \pm 0.013$, полученной в работе Хуриер и др. (2014), что связано с разницей в данных по молекулам CO. Систематический эффект, связанный с учетом столкновительного возбуждения молекул CO, имеет величину сравнимую со статистической неопределенностью оценки β : $\beta = -0.007^{+0.030}_{-0.031}$ против $\beta = -0.019^{+0.028}_{-0.029}$ для данных по молекулам CO с учетом коррекции без ее учета. Это приводит к эффективному увеличению

новой оценки β по сравнению с оценкой Хуриер и др. (2014).

Независимая оценка T_{CMB} для $z = 0$

Экстраполируя зависимость $T(z)$ к нулевому красному смещению ($z = 0$), т.е. рассматривая T_0 в качестве свободного параметра при подгонке данных с помощью стандартного закона $T(z) = T_0(1+z)$, мы получили независимую оценку температуры реликтового излучения в современную эпоху: $T_0 = 2.719 \pm 0.009$ K, которая хорошо согласуется с самой точной на сегодняшний день оценкой, полученной с использованием спутниковых наблюдений $T_0 = 2.7255 \pm 0.0006$ K (Фиксен, 2009). Результаты представлены в табл. 6.

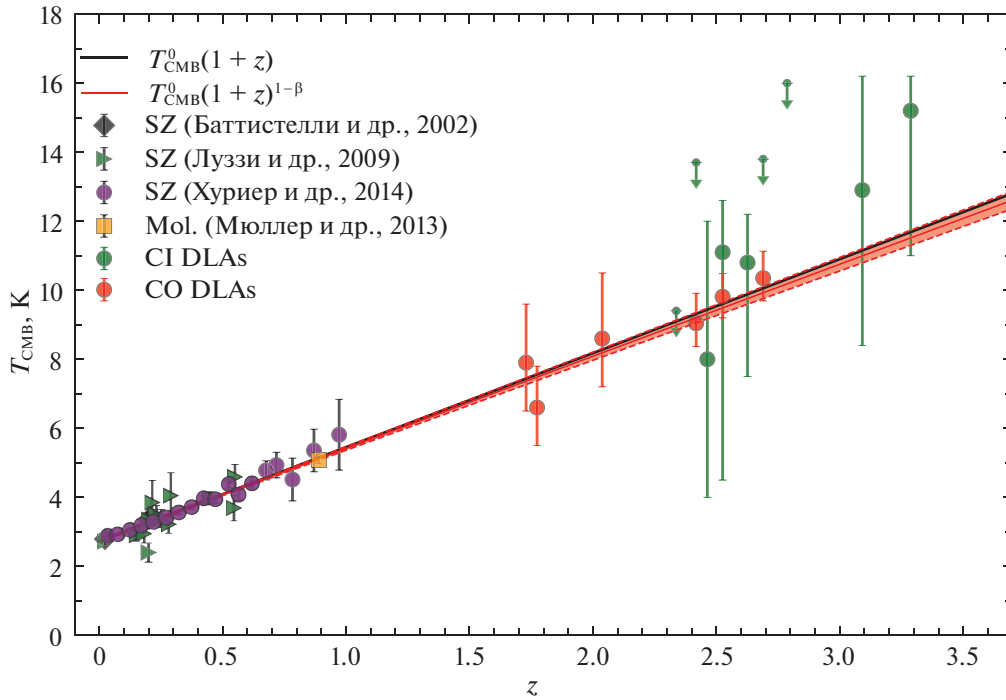


Рис. 3. Измерения температуры реликтового излучения в зависимости от красного смещения. Зеленые треугольники, фиолетовые кружки и черные ромбы показывают измерения на основе анализа эффекта Сюняева–Зельдовича для скоплений галактик (Луззи и др., 2009; Хуриер и др., 2014; Баттистелли и др., 2002). Оранжевая точка — измерения по молекулам в галактике на $z=0.89$ (Мюллер и др., 2013). Зеленые и красные кружки — измерения в абсорбционных системах CI и CO в спектрах квазаров (эта работа). Черная сплошная линия показывает изменение температуры реликтового излучения, согласно стандартной Λ CDM модели. Красной пунктирной линией и затемненной областью показано изменение $T_{\text{CMB}}(z)$ от z для альтернативной космологической модели $T_0(1+z)^{1-\beta}$ для параметра $\beta = 0.010 \pm 0.013$.

Ограничение на уравнение состояния темной энергии

В рамках альтернативной космологической модели отклонение зависимости температуры реликтового излучения с красным смещением от линейного закона может быть вызвано образованием и разрушением фотонов при распаде темной энергии (см., например, Лима, 2011). Жезер и др. (2011) применили эту феноменологическую модель для описания измерений температуры реликтового излучения и получили оценку на параметр эффективного уравнения состояния темной энергии $p = w_{\text{eff}}\rho$, $\omega_{\text{eff}} = -0.97 \pm 0.03$. Используя выражение (22) из работы Жезер и др. (2011) и новые данные измерений температуры реликтового излучения в скоплениях и абсорбционных системах, получено ограничение $\omega_{\text{eff}} = -0.991^{+0.014}_{-0.012}$. Дополнительно использовано предположение, что адиабатический индекс равен каноническому значению $\gamma = 4/3$, и ограничения на параметры $T_0 = 2.72548 \pm 0.00057$ (Фиксен, 2009) $\Omega_{\text{m}0} = 0.315 \pm 0.007$ (Планк коллаборация, 2020). Наша оценка согласуется с другими оценками $\omega_{\text{eff}} = -0.996 \pm 0.025$ (Нотердам и др., 2011) и 0.995 ± 0.011 (Хуриер и др., 2014).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены измерения температуры реликтового излучения в абсорбционных системах CO и CI с большими красными смещениями в спектрах квазаров. В сравнении с предыдущими измерениями нами учтен эффект столкновительной накачки вращательных уровней CO. Показано, что температура возбуждения молекул CO систематически превышает температуру реликтового излучения, для некоторых систем разница достигает 1 К. Учет эффекта дает лучшее согласие измерений температуры реликтового излучения со стандартной космологической моделью (параметр отклонения $\beta = -0.004^{+0.049}_{-0.059}$). Для систем атомарного углерода CI измерены температуры реликтового излучения с учетом влияния столкновительной и радиативной накачек. Показано, что согласованный анализ населенностей уровней тонкой структуры CI и вращательных уровней молекул H_2 хорошо определяет физические условия в межзвездной среде: концентрацию газа, температуру и интенсивность УФ-фона, что позволяет аккуратно учесть вклады столкновительной и радиативной

Таблица 4. Измерения температуры реликтового излучения $T_{\text{СМВ}}$ в абсорбционных системах С I и С O с большим красным смещением

QSO	z_{abs}	$T_{\text{СМВ}}(\text{C I}), \text{K}$	$T_{\text{СМВ}}(\text{C O}), \text{K}$
J0857+1855	1.7293		$9.8^{+0.7}_{-0.6}$
J1047+2057	1.7738		$6.6^{+1.2}_{-1.1}$
J1705+3543	2.0377		$8.6^{+1.9}_{-1.4}$
J1232+0815	2.3377	<9.4	
J2140–0321	2.3399	<20	
J1439+1117	2.4184	<13.7	$9.04^{+0.9}_{-0.7}$
J1513+0352	2.4636	$8.0^{+4.0}_{-4.0}$	
J0000+0048	2.5255	$11.1^{+1.5}_{-6.6}$	$9.8^{+0.7}_{-0.6}$
J0812+3208	2.6264	<20	
	2.6263	$10.8^{+1.4}_{-3.3}$	
J1237+0647	2.6896	<13.8	$10.4^{+0.7}_{-0.7}$
J0843+0221	2.7866	<16	
B0528–2505	2.8111	<20	
J2100–0641	3.0915	$12.9^{+3.3}_{-4.5}$	
J0816+1446	3.2874	$15.2^{+1.0}_{-4.2}$	

накачек уровней тонкой структуры С I. Статистическая неопределенность оценки $T_{\text{СМВ}}(z)$ этим методом оказывается в 2–3 раза выше, чем для оценок с помощью анализа населенностей вращательных уровней С O. В то же время число известных абсорбционных систем С I на больших красных смещениях значительно выше числа известных систем С O.

Используя данные измерений $T_{\text{СМВ}}(z)$ в системах С I и С O в спектрах квазаров и данные измерений в скоплениях галактик на $z < 1$ для закона эволюции температуры реликтового излучения $T_{\text{СМВ}}(z) = T_0(1+z)^{1-\beta}$, получено ограничение на $\beta = +0.010 \pm 0.013$. Данная оценка позволяет получить строгое ограничение на параметр эффективного уравнения состояния распадающейся темной материи ($\omega_{\text{eff}} = -0.991^{+0.014}_{-0.012}$). В предположении стандартного закона $T(z) = T_0(1+z)$ получена независимая оценка температуры реликтового излучения в современную эпоху: $T_0 = 2.719 \pm 0.009 \text{ K}$.

Таблица 5. Ограничения на параметр β , характеризующий отклонение температуры реликтового излучения от стандартного закона эволюции температуры $T_{\text{СМВ}} = (2.7255 \pm 0.0006) \times (1+z)^{1-\beta}$

Данные	β	Ссылка
CO	$-0.007^{+0.030}_{-0.031}$	[a]
CI	$-0.077^{+0.130}_{-0.075}$	[a]
CI + CO	$-0.015^{+0.030}_{-0.028}$	[a]
SZ	$0.013^{+0.017}_{-0.017}$	[b, c, d]
Mol	$0.023^{+0.031}_{-0.032}$	[e]
Mol + SZ + CI	$0.014^{+0.014}_{-0.015}$	[a, b, c, d, e]
Mol + SZ+CO	$0.011^{+0.014}_{-0.013}$	[a, b, c, d, e]
Mol + SZ + CI+CO	$0.010^{+0.013}_{-0.013}$	[a, b, c, d, e]

Примечание. Обозначения: [a] — эта работа, [b] — Батистелли и др. (2002), [c] — Луззи и др. (2009), [d] — Хуриер и др. (2014), [e] — Мюллер и др. (2013).

Таблица 6. Результаты измерений локальной температуры реликтового излучения на $z = 0$ с помощью данных обсерватории COBE/FIRAS (Фиксен, 1996, 2009) и независимая оценка $T_{\text{СМВ}}^0$ по измерениям $T_{\text{СМВ}}(z)$ в скоплениях галактик и абсорбционных системах в спектрах квазаров в предположении стандартного закона эволюции $T_{\text{СМВ}}(z)$

Данные	$T_{\text{СМВ}}(z = 0), \text{K}$	β
Фиксен (1996)	2.728 ± 0.004	
Фиксен (2009)	2.7255 ± 0.0006	
Mol + SZ + CI + CO	2.719 ± 0.009	0
Mol + SZ + CI + CO + Фиксен (2009)	2.7255 ± 0.0006	0.010 ± 0.013

Примечание. В нижней строке приведена итоговая оценка параметров закона эволюции $T_{\text{СМВ}}(z)$ с учетом всех данных измерений температуры реликтового излучения.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 18-12-00301).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абгралл и др. (H. Abgrall, E. Roueff, and Y. Viala), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **50**, 505 (1982).
2. Абрахамсон и др. (E. Abrahamsson, R.V. Krems, and A. Dalgarno), *Astrophys. J.* **654**, 1172 (2007).
3. Августидис и др. (A. Avgoustidis, R.T. Génova-Santos, G. Luzzi, et al.), *Phys. Rev. D* **93**, 043521 (2016).
4. Альфер, Херман (R.A. Alpher and R.C. Herman), *Phys. Rev.* **74**, 1737 (1948).
5. Бакалл, Вольф (J.N. Bahcall and R.A. Wolf), *Astrophys. J.* **152**, 701 (1968).

6. Балашев С.А., Иванчик А.В., Варшалович Д.А., Письма в Астрон. журн. **36**, 803 (2010) [S.A. Balashev, A.V. Ivanchik, D.A. Varshalovich, Astron. Lett. **36**, 761 (2010)].
7. Балашев и др. (S.A. Balashev, P. Petitjean, A.V. Ivanchik, et al.), MNRAS **418**, 357 (2011).
8. Балашев и др. (S.A. Balashev, P. Noterdaeme, H. Rahmani, et al.), MNRAS **470**, 2890 (2017).
9. Балашев, Нотердам (S.A. Balashev and P. Noterdaeme), MNRAS, **478**, 7 (2018).
10. Балашев и др. (S.A. Balashev, V.V. Klimenko, P. Noterdaeme, et al.), MNRAS **490**, 2668 (2019).
11. Баттистелли и др. (E.S. Battistelli, M. De Petris, L. Lamagna, et al.), Astrophys. J. **580**, L101 (2002).
12. Волкер и др. (K.M. Walker, L. Song, B.H. Yang, et al.), Astrophys. J. **811**, 27 (2015).
13. Вогт и др. (S.S. Vogt, S.L. Allen, B.C. Bigelow, et al.), Proc. SPIE **2198**, 362 (1994).
14. Гамов (G. Gamow), Phys. Rev. **70**, 572 (1946).
15. Горбунов Д.С., Рубаков В.А., *Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва* (М.: ЛЕНАНД, 2016).
16. Гуимарес и др. (R. Guimar+res, P. Noterdaeme, P. Petitjean, et al.), Astrophys. J. **143**, 147 (2012).
17. Деккер и др. (H. Dekker, S. D'Odorico, A. Kaufer, et al.), Soc. Photo-Optic. Instrumentat. Eng. (SPIE) Conf. Ser. **4008**, 534 (2000).
18. Жезер и др. (P. Jetzer, D. Puy, M. Signore, et al.), Gener. Relat. Gravitat. **43**, 1083 (2011).
19. Зельдович, Сюняев (Ya.B. Zeldovich and R.A. Sunyaev), Astrophys. Space Sci. **4**, 301 (1969).
20. Йоргенсен и др. (R.A. Jorgenson, A.M. Wolfe, and J.X. Prochaska), Astrophys. J. **722**, 460 (2010).
21. Клименко и др. (V.V. Klimenko, S.A. Balashev, A.V. Ivanchik, et al.), MNRAS **448**, 280 (2015).
22. Клименко, Балашев (V.V. Klimenko and S.A. Balashev), MNRAS **498**, 1531 (2020).
23. Клименко и др. (V.V. Klimenko, P. Petitjean, and A.V. Ivanchik), MNRAS **493**, 5743 (2020).
24. Леду и др. (C. Ledoux, P. Petitjean, and R. Srianand), MNRAS **346**, 209 (2003).
25. Ле Пети и др. (F. Le Petit, C. Nehme, J. Le Bourlot, and E. Roueff), Astrophys. J. Suppl. Ser. **164**, 506 (2016).
26. Лима и др. (J.A.S. Lima, A.I. Silva, and S.M. Viegas), MNRAS **312**, 747 (2000).
27. Луззи и др. (G. Luzzi, M. Shimon, L. Lamagna, et al.), Astrophys. J. **705**, 1122 (2009).
28. Луззи и др. (G. Luzzi, D. Génova-Santos, C.J.A.P. Martins, et al.), J. Cosmol. Astropart. Phys. **09**, 011 (2015).
29. МакКеллар (A. McKellar), Publ. Astron. Soc. Pacific **52**, 187 (1940).
30. Матиясек (J. Matyjasek), Phys. Rev. D **51**, 4154 (1995).
31. Нотердам и др. (P. Noterdaeme, P. Petitjean, C. Ledoux, et al.), Astron. Astrophys. **523**, 17 (2010).
32. Нотердам и др. (P. Noterdaeme, P. Petitjean, R. Srianand, et al.), Astron. Astrophys. **526**, L7 (2011).
33. Нотердам и др. (P. Noterdaeme, R. Srianand, H. Rahmani, et al.), Astron. Astrophys. **577**, 24 (2015).
34. Нотердам и др. (P. Noterdaeme, J.K. Krogager, S.A. Balashev, et al.), Astron. Astrophys. **597**, 82 (2018).
35. Пензиас, Вилсон (A.A. Penzias and R.W. Wilson), Astrophys. J. **142**, 419 (1965).
36. Планк коллаборация и др. (Planck Collaboration, et al.), Astron. Astrophys. **641**, A6 (2020).
37. Ранжан и др. (A. Ranjan, P. Noterdaeme, J.K. Krogager, et al.), Astron. Astrophys. **618**, 184 (2018).
38. Рефаели (Y. Rephaeli), Astrophys. J. **241**, 858 (1980).
39. Рос, Мееп (K.C. Roth and D.M. Meyer), Astrophys. J. **413**, L67 (1993).
40. Сильва, Вера (A.I. Silva and S.M. Viegas), MNRAS **329**, 135 (2002).
41. Стэмлер, Фловвер (V. Staemmler and D.R. Flower), J. Phys. B: At.Mol. Opt. Phys. **24**, 2343 (1991).
42. Соболев и др. (A.I. Sobolev, A.V. Ivanchik, D.A. Varshalovich, et al.), J. Phys.: Conf. Ser. **661**, 012013 (2015).
43. Фаббри и др. (R. Fabbri, F. Melchiorri, and V. Natale), Astrophys. Space Sci. **59**, 223 (1968).
44. Фиксен и др. (D.J. Fixsen, E.S. Cheng, J.M. Gales, et al.), Astrophys. J. **473**, 576 (1996).
45. Фиксен (D.J. Fixsen), Astrophys. J. **707**, 916 (2009).
46. Фризе и др. (K. Freese, F.C. Adams, J.A. Frieman, et al.), Nucl. Phys. B **287**, 797 (1987).
47. Хуриер и др. (G. Hurier, N. Aghanim, M. Douspis, et al.), Astron. Astrophys. **561**, 12 (2014).
48. Чеччи-Пестеллини и др. (C. Cecchi-Pestellini, E. Bodo, and N. Balakrishnan), Astrophys. J. **571**, 1015 (2002).
49. Шредер и др. (K. Schroder, V. Staemmler, M.D. Smith, et al.), J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **24**, 2487 (1991).
50. Шриананд и др. (R. Srianand, P. Petitjean, and C. Ledoux), Nature **408**, 931 (2000).
51. Шриананд и др. (R. Srianand, P. Petitjean, C. Ledoux, et al.), MNRAS **362**, 549 (2005).
52. Шриананд и др. (R. Srianand, P. Noterdaeme, C. Ledoux, and P. Petitjean), Astron. Astrophys. **482**, L39 (2008).
53. Янг и др. (B. Yang, N. Balakrishnan, P. Zhang, et al.), J. Chem. Phys. **145**, 034308 (2016).

ИЗМЕРЕНИЕ МАСС СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР В ЯДРАХ ДВУХ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК МЕТОДОМ ФОТОМЕТРИЧЕСКОГО ЭХОКАРТИРОВАНИЯ

© 2020 г. Е. А. Малыгин^{1*}, Е. С. Шабловинская¹, Р. И. Уклеин¹, А. А. Гроховская¹

¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

Поступила в редакцию 01.09.2020 г.

После доработки 07.10.2020 г.; принята к публикации 27.10.2020 г.

Представлены результаты многолетнего фотометрического мониторинга двух активных ядер галактик — 2MASX J08535955+7700543 ($z \sim 0.106$) и VII Zw 244 ($z \sim 0.131$), исследуемых методом эхокартирования в среднеполосных фильтрах. Для оценки размера области формирования широких линий проведен анализ кривых блеска посредством кода JAVELIN. Ширины эмиссионных линий измерены с помощью спектральных данных, полученных на 6-м телескопе БТА САО РАН. В статье даны оценки масс сверхмассивных черных дыр $\lg(M/M_\odot)$, равные соответственно $7.398^{+0.153}_{-0.171}$ и $7.049^{+0.068}_{-0.075}$.

Ключевые слова: активные ядра галактик, сверхмассивные черные дыры, фотометрическое эхокартирование, спектроскопия.

DOI: 10.31857/S0320010820110054

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных характеристик галактик является масса сверхмассивной черной дыры (СМЧД), находящейся в ее центре. Сейчас известно, что массы СМЧД коррелируют как со светимостью родительской галактики, так и с дисперсией скоростей звезд в ней (Гейхардт и др., 2000; Феррарез и Мэррит, 2000). Также изучается эволюционная связь между СМЧД и сфероидальными звездными компонентами (балджами) галактик, а также с галактическими темными гало (см., например, Засов и др., 2017, и ссылки внутри). Измерения масс СМЧД в ядрах достаточно близких галактик проводятся с помощью изучения динамики звезд, газа и мазерных источников в гравитационном поле черной дыры. Однако в активных ядрах галактик (АЯГ) окооядерная область пространственно неразрешима и засвечена центральным источником, из-за чего прямое исследование динамики гравитируемого вещества невозможно.

Одним из наиболее надежных методов измерения масс центральных черных дыр в АЯГ является световое эхокартирование (reverberation mapping, Блэндфорд и МакКи 1982) центральных областей. Масса определяется в предположении вириализации газа, излучающего в области формирования

широких линий (broad line region, BLR):

$$M_{\text{SMBH}} = f \times (R_{\text{BLR}} v_{\text{line}}^2 G^{-1}), \quad (1)$$

где G — гравитационная постоянная, R_{BLR} — размер BLR, v_{line} — скорость газа в BLR, излучающего исследуемую линию, а f — безразмерный фактор порядка единицы, зависящий от структуры и кинематики BLR, а также наклона системы относительно наблюдателя (см., например, Петерсон и др., 2004). Размер BLR определяется как $R_{\text{BLR}} \equiv ct$, где c — скорость света, t — запаздывание во времени излучения в исследуемой эмиссионной линии, формирующейся в BLR-области, относительно континуального излучения аккреционного диска (Петерсон, 1993). Чаще всего для эхокартирования используется линия H β 4861 Å (Бентц и др., 2013), хотя, например, в пионерской работе (Черепашук и Лютый, 1973) исследование проводилось в линии H α 6563 Å. Для более далеких галактик исследуется задержка излучения в линиях Mg II 2798 Å (Хомаюни и др., 2020; Заячек и др., 2020) и C IV 1549 Å (Шэнь и др., 2019).

Для уверенного определения задержки между кривыми блеска в линии и в континууме необходимо проводить продолжительный мониторинг АЯГ (порядка нескольких лет для характерных размеров $R_{\text{BLR}} \sim 0.02$ пк), что является непростой

*Электронный адрес: male@sao.ru

Таблица 1. Характеристики исследуемых АЯГ. В таблице слева направо даны: название объекта, координаты на эпоху J2000, звездная величина в полосе V , красное смещение z , эмиссионная линия, в которой проводится эхокартирование, и используемые для этого фильтры из набора SED, где число соответствует центральной длине волны пропускания фильтра

Объект	Координаты (RA, Dec, J2000)	V	z	Линия	Фильтры (line + cont)
2MASX J08535955+7700543	$08^{\text{h}}53^{\text{m}}59^{\text{s}}.4 + 77^{\circ}00'55''$	17.0	0.106	$\text{H}\alpha$	SED725 SED700
VII Zw 244	$08^{\text{h}}44^{\text{m}}45^{\text{s}}.3 + 76^{\circ}53'09''$	15.7	0.131	$\text{H}\beta$	SED550 SED525

задачей в смысле затрат телескопного времени. На фоне спектрального метода в последнее десятилетие набирает популярность метод фотометрического эхокартирования в средне- или узкополосных фильтрах (Хаас и др., 2011).

С 2018 г. в рамках программы эхокартирования проводится фотометрический мониторинг выборки АЯГ преимущественно на 1-м телескопе Цейсс-1000 САО РАН (Комаров и др., 2020). В этой статье мы представляем результаты наблюдений для двух наиболее ярких галактик с широкими линиями из исследуемой выборки (Уклеин и др., 2019) — 2MASX J08535955+7700543 (далее — J0853+77) и VII Zw 244: их кривые блеска и обнаруженные задержки переменности излучения. Для оценки скоростей газа на БТА были получены спектральные данные. Результатом работы является измерение масс центральных СМЧД в ядрах двух исследуемых галактик, причем ранее для этих объектов проводилась оценка $M_{\text{СМВН}}$ лишь на основе косвенных методов.

НАБЛЮДЕНИЯ

Характеристики исследуемых галактик приведены в табл. 1. Наблюдения проводились с помощью телескопов САО РАН: 1-м Цейсс-1000 и 6-м БТА. Первый использовался для ежемесячных фотометрических наблюдений, на БТА проводилась спектроскопия, а также было получено несколько фотометрических наблюдательных эпох.

Фотометрия

Наблюдения каждого объекта подразумевают использование двух интерференционных светофильтров: один соответствует области широкой эмиссионной линии бальмеровской серии, другой — континууму в области, близкой к линии. В эксперименте используются среднеполосные фильтры с характерными ширинами полос пропускания $\sim 250 \text{ \AA}$. Область спектрального диапазона

изучаемых галактик, охватываемая используемыми фильтрами, проиллюстрирована на рис. 3.

За время мониторинга на 1-м телескопе последовательно использовались 3 прибора, устанавливаемых в фокусе Кассегрена:

- MaNGaL (Моисеев и др., 2020) + Andor iKon-M 934/Andor Neo sCMOS (2560×2160);
- MMPP (Емельянов и Фатхуллин, 2019) + Eagle V (2048×2048);
- StoP (Афанасьев и др., 2021) + Andor iKon-L 936 (2048×2048).

Для получения дополнительных фотометрических данных осуществлялись наблюдения на БТА с помощью редуктора SCORPIO-2 (Афанасьев, Моисеев, 2011) + E2V 42-90/E2V 261-84.

На рис. 1 приведена гистограмма, иллюстрирующая количество наблюденных эпох для каждого объекта исследования на различных приборах. Для галактики J0853+77 всего получено 36 эпох наблюдений, для VII Zw 244 получено 30 эпох. Продолжительность мониторинга для J0853+77 и VII Zw 244 составляет 814 и 610 дней соответственно.

Методика фотометрических наблюдений детально изложена в статье Малыгин и др. (2020). Полученные кривые блеска АЯГ изображены на рис. 2 (слева).

Спектроскопия на БТА

VII Zw 244. Спектр низкого разрешения VII Zw 244 был получен 9 октября 2019 г. на 6-м телескопе БТА с использованием SCORPIO-1 (Афанасьев и Моисеев, 2005) в режиме длинной щели для обновления предыдущих спектральных данных, полученных более 25 лет назад в работе Боросон и Грин (1992). Более того, спектр Боросон

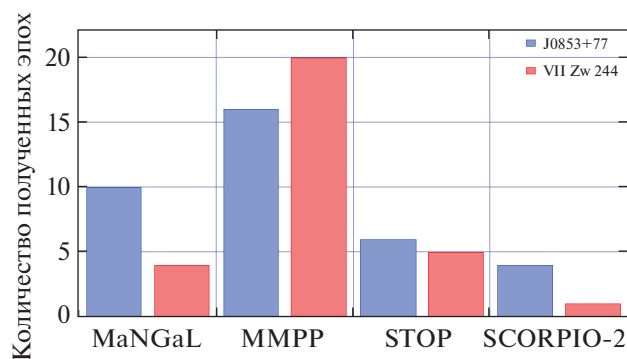


Рис. 1. Количество полученных фотометрических данных с помощью различных приборов.

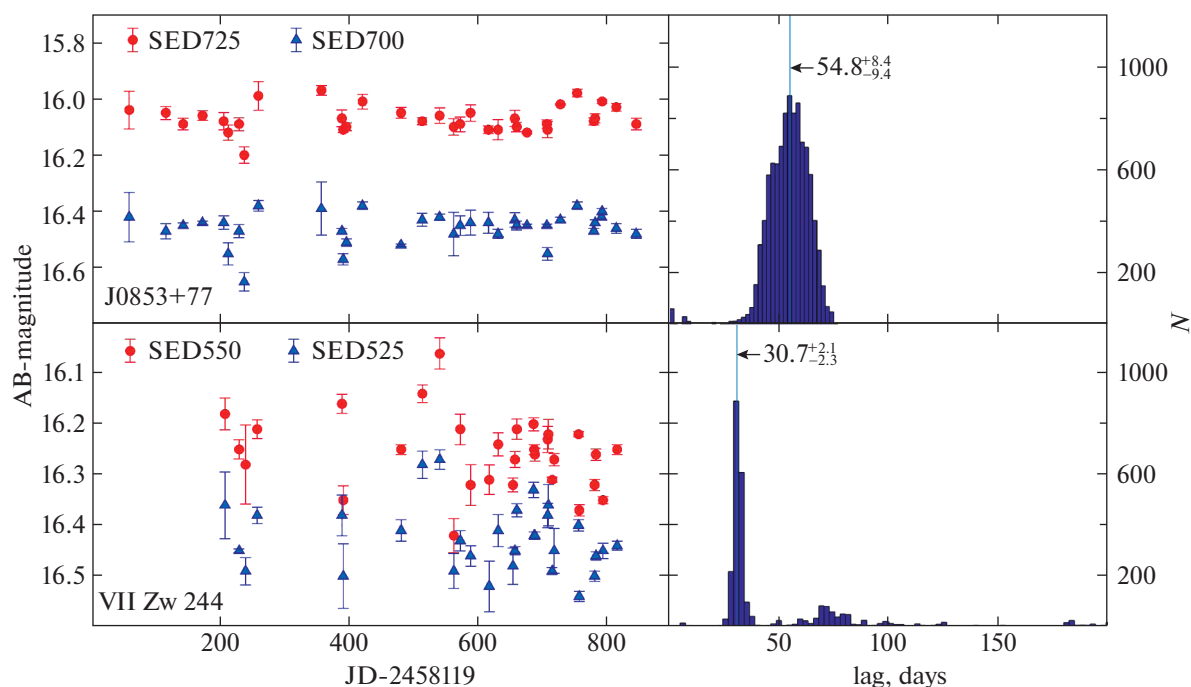


Рис. 2. Кривые блеска (слева) и соответствующие распределения задержек τ (справа) для J0853+77 и VII Zw 244. Синие треугольники отражают фотометрические измерения AB-величин континуума возле линии, красные кружки соответствуют фотометрическим измерениям AB-величин спектральной области, в которой находится широкая эмиссионная линия бальмеровской серии. Отсчет юлианских дат начинается с 1 января 2018 г.

и Грин (1992) указан в диапазоне 4070–5883 Å; в данной статье спектр расширен на диапазон 3800–7700 Å.

Спектр получен со щелью шириной 1'' и решеткой VPHG 550G. Обратная дисперсия 2.1 Å/пиксель и инструментальный профиль FWHM 10 Å. Для калибровки спектра использовался адаптер первичного фокуса БТА (Афанасьев и др., 2017). Спектр сравнения по He–Ne–Ar лампе и плоские поля были сняты в одном и том же положении телескопа. Были получены 3 экспозиции по 5 мин. Спектрофотометрический стандарт G191B2B наблюдался в ту же ночь,

чтобы скорректировать кривую чувствительности используемого ПЗС E2V42-40 на аналогичных зенитных расстояниях и минимизировать эффекты спектрального пропускания атмосферы. Для учета потерь света на щели и дальнейшей оценки полного потока был снят бесщелевой спектр объекта.

Полученный спектр VII Zw 244 представлен на рис. 3 (снизу).

2MASX J08535955+7700543. Спектр активной галактики J0853+77 был снят 6 ноября 2019 г. на БТА с помощью редуктора SCORPIO-2 с ПЗС E2V42-90 в режиме длинной щели для обновления спектральных данных, полученных в работе Вэй и др. (1999) более 20 лет назад.

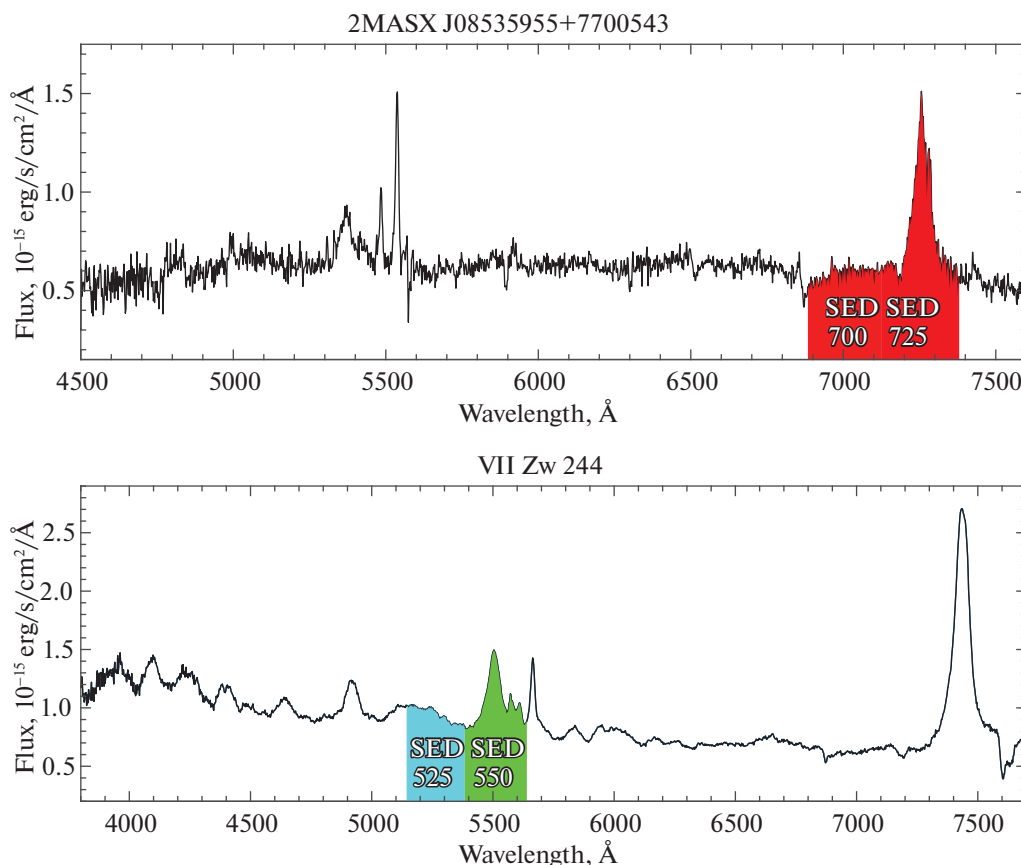


Рис. 3. Спектры J0853+77 и VII Zw 244, полученные на БТА. Поверх нанесены полосы пропускания используемых фильтров.

Спектр получен со щелью шириной $2''$ и решеткой VRHG 940@600 (обратная дисперсия $1.16 \text{ \AA/пиксель}$) в спектральном диапазоне 4500–7600 $\text{\AA}$. Было получено 4 экспозиции по 15 мин. Спектр сравнения и плоские поля сняты также с помощью адаптера первичного фокуса. Кривая чувствительности матрицы исправлялась по наблюдениям стандарта G191B2B. Спектр представлен на рис. 3 (сверху).

При анализе профиля линии $\text{H}\alpha$ точность спектральных данных оказалась недостаточной (см. ниже), поэтому в дополнение к спектральным данным были использованы спектрополяриметрические данные, полученные 3 марта 2020 г. с помощью редуктора SCORPIO-2. В режиме спектрополяриметрии в пучок вводились решетка VRHG1026@735 и двойная призма Волластона, и на детекторе одновременно регистрировались спектры в четырех направлениях поляризации — 0° , 90° и 45° , 135° . Для подавления второго порядка решетки использовался блокирующий фильтр GS-17. Ширина щели составляла $2''$. В том же положении телескопа были сняты кадры плоских

полей, спектра сравнения и 3-точечного теста для исправления геометрии поля. Наблюдения проводились в серии из 10 экспозиций ($300 \text{ с} + 9 \times 600 \text{ с}$). Длительная суммарная экспозиция позволила добиться после сложения всех направлений поляризации высокого отношения сигнал–шум как в линиях, так и в континууме для наблюдаемого объекта. Эти спектральные данные использованы для декомпозиции профиля и представлены на рис. 5 (справа).

ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Фотометрические данные

Для лучшей фотометрической точности, необходимой для исследований переменности АЯГ, мы использовали метод дифференциальной фотометрии относительно локальных стандартов в поле зрения объекта. Независимая обработка каждого кадра (см. детали в работе Уклеин и др., 2019) обеспечивает характерную погрешность фотометрических измерений $0^{\text{m}}01\text{--}0^{\text{m}}03$. Вторичные стандарты приведены в статье (Уклеин и др., 2019). Кривые

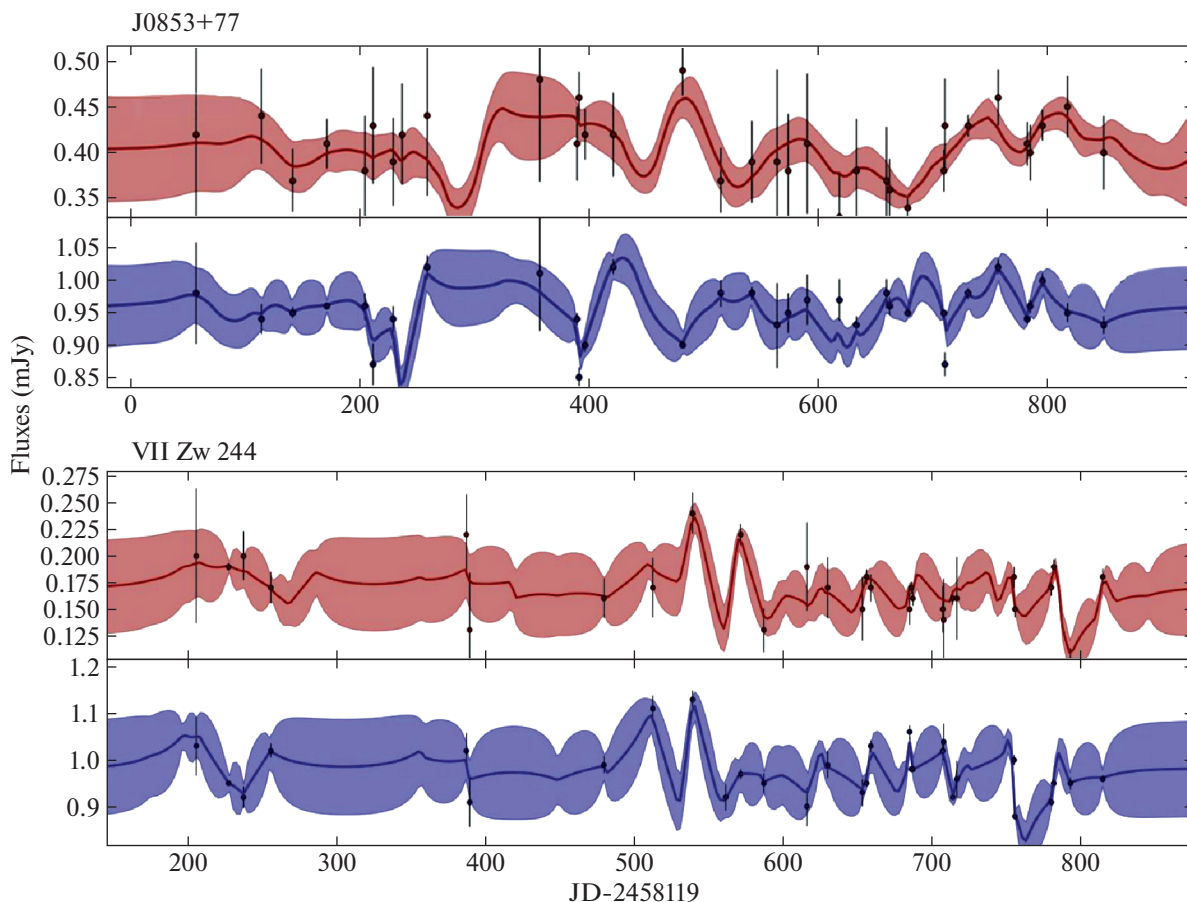


Рис. 4. Моделирование кривых блеска методом JAVELIN для J0853+77 и VII Zw 244. Черными точками отмечены исходные наблюдательные данные с интервалами ошибок. Красные кривые описывают наиболее вероятную модель изменения излучения в эмиссионной линии с вычитанным континуумом, синие кривые — наиболее вероятную модель изменения излучения в континууме. Области, обозначенные бледно-красным и бледно-синим, соответствуют областям допустимых значений для моделей кривых блеска. Отсчет юлианских дат начинается с 1 января 2018 г.

блеска в континууме и линии для VII Zw 244 и J0853+77 представлены на рис. 2 (слева).

Для оценки временной задержки между двумя кривыми блеска для каждого объекта был применен метод с использованием кода JAVELIN (Цзу и др., 2016; Юй и др., 2020), реализованного на языке программирования Python. Полученные результаты в виде гистограмм представлены на рис. 2 (справа), где N — частота встречаемости наборов значений параметров при МСМС-сэмплировании. При моделировании использовалось 10 000 наборов значений параметров. Моделирование кривых блеска приведено на рис. 4. Полученные значения задержек составляют $\tau = 54.8^{+8.4}_{-9.4}$ дней для J0853+77 и $\tau = 30.7^{+2.1}_{-2.3}$ дней для VII Zw 244.

Спектральные данные

Спектральные данные VII Zw 244 и J0853+77 обработаны с использованием пакета, реали-

зованного в среде IDL¹ и предоставленного С.Н.Додоновым. Обработка данных подразумевает: учет bias, удаление следов космических частиц, коррекцию плоского поля, калибровку длин волн, вычитание линий ночного неба, коррекцию за пропускание атмосферы и спектрографа по спектрофотометрическим стандартам и извлечение в одномерный спектр.

Для наиболее корректной привязки абсолютных значений потоков спектры сворачивались с кривыми пропускания фильтров, используемых в фотометрических наблюдениях. Получаемые синтетические потоки в фильтрах калибровались на реальные фотометрические наблюдения, имеющие более высокую точность, чем спектральные, в смысле абсолютных значений. Таким образом, было достигнуто полное согласие абсолютных значений

¹ Interactive Data Language, <https://www.harrisgeospatial.com/Software-Technology/IDL>

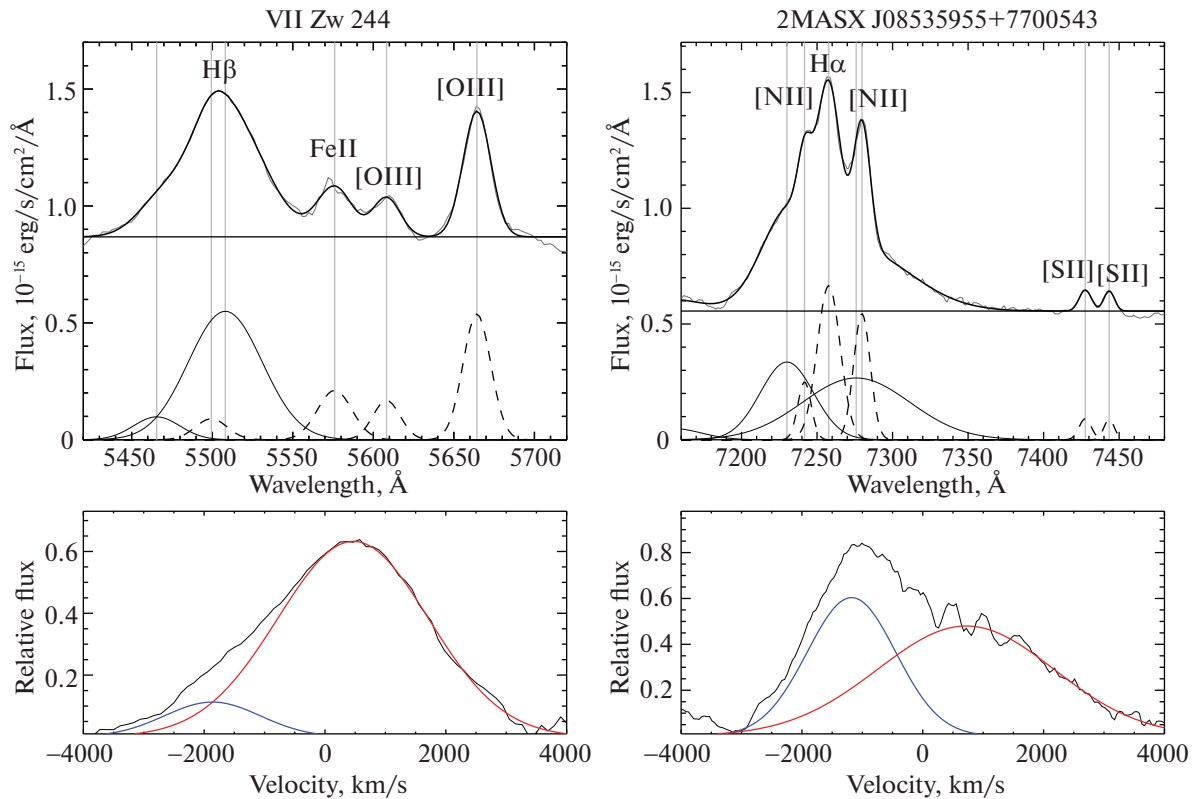


Рис. 5. Декомпозиция профилей наблюдаемых эмиссионных линий. Верхняя панель: область линии $H\beta$ в спектре галактики VII Zw 244 и разложение области на гауссовы компоненты (слева) и область линии $H\alpha$ в спектре галактики J0853+77 и разложение на гауссовы компоненты (справа). Узкие компоненты линий [OIII], FeII и $H\beta$ для VII Zw 244 и линий [NII] и $H\alpha$ показаны пунктиром. Нижняя панель: профиль линии $H\beta$ в спектре галактики VII Zw 244 (слева) и линии $H\alpha$ в спектре галактики J0853+77 (справа) с вычтенными узкими компонентами. Красными и синими линиями показаны широкие гауссовы профили, смещенные в сторону положительных и отрицательных скоростей соответственно.

потоков, измеренных и в фотометрических, и в спектроскопических наблюдениях.

Для анализа профиля линии $H\alpha$ в спектре J0853+77 использованы интегрированные спектрополяриметрические данные, дающие более высокое отношение сигнал–шум. Редукция данных включает стандартную процедуру для длиннощелевой спектроскопии: учет bias, плоского поля, геометрической коррекции вдоль и поперек щели, вычитания ночного неба, спектральной чувствительности прибора и спектральной калибровки длин волн. Метод наблюдений и редукция данных детально описаны в Афанасьев и Амирханян (2012).

После редукции полученных данных все 4 направления поляризации были сложены для получения интегрального распределения энергии по длинам волн. Однако исправление дисперсионной кривой и привязка спектра к абсолютным единицам оказались неудовлетворительными, из-за чего полный спектр не приводится. Данный спектр используется для анализа профиля линии $H\alpha$ (рис. 5). Абсолютные значения потоков восстановлены так же, как и в случае спектральных данных.

ОЦЕНКА МАСС СМЧД

Для оценки масс необходимо оценить скорости газа в BLR-области. Для этого первым шагом в анализе профиля эмиссионных линий было вычитание всех узких компонент и получение чистой широкой компоненты $H\alpha$ для J0853+77 и $H\beta$ для VII Zw 244. Анализ профиля проведен методом мультигауссовой декомпозиции.

Разложенный профиль $H\alpha$ для J0853+77 показан на рис. 5 (правая панель сверху). Как видно из рисунка, профиль наблюдаемой эмиссионной линии состоит из двух узких линий дублета [NII], узкой компоненты $H\alpha$ и широкой компоненты $H\alpha$, описываемой двумя гауссовыми функциями. Итоговый профиль широкой компоненты за вычетом узких линий представлен на рис. 5 (правая панель внизу). Рассчитаем второй момент скорости $\langle v^2 \rangle$ по широкому профилю линии $H\alpha$:

$$\langle v^2 \rangle = \frac{\sum (v - \langle v \rangle)^2 \times f(v)}{\sum f(v)}, \quad (2)$$

где $f(\vartheta)$ — поток в линии в шкале скоростей ϑ , а первый момент скорости $\langle \vartheta \rangle$ определяется как

$$\langle \vartheta \rangle = \frac{\sum \vartheta \times f(\vartheta)}{\sum f(\vartheta)}. \quad (3)$$

Тогда, скорость вращения газа в BLR в наблюдаемой линии $H\alpha$ для J0853+77 принимаем равной

$$\vartheta_{H\alpha}^2 = \langle \vartheta^2 \rangle = 2.3 \times 10^6 \text{ км}^2/\text{с}^2.$$

Аналогичный анализ при помощи мультигауссовой декомпозиции был проделан и для наблюдаемой линии $H\beta$ в объекте VII Zw 244. Разложение профиля представлено на рис. 5 (левая панель вверху). Из профиля линии $H\beta$ вычтены узкие линии [OIII], FeII, а также вклад узкой компоненты $H\beta$. Итоговый широкий профиль, описываемый двумя гауссианами, представлен на рис. 5 (левая панель внизу). Второй момент скорости был рассчитан по формуле (2). Оценка скорости газа в линии $H\beta$ для VII Zw 244 равна

$$\vartheta_{H\beta}^2 = \langle \vartheta^2 \rangle = 1.9 \times 10^6 \text{ км}^2/\text{с}^2.$$

Теперь, определив скорость газа в области, излучающей наблюдаемую эмиссионную линию, и расстояние до излучающей области, определенное методом эхокартирования, оценим массу СМЧД для двух галактик по формуле (1). Безразмерный коэффициент f будем считать равным единице. Для галактики J0853+77 $M_{\text{СМВН}} \sim 2.5 \times 10^7 M_{\odot}$. Для галактики VII Zw 244 измерение показало $M_{\text{СМВН}} \sim 1.1 \times 10^7 M_{\odot}$.

До настоящей работы оценки масс СМЧД для данных объектов проводились лишь косвенными методами. Массу СМЧД в объекте J0853+77 оценили в статье Сю и Цхао (2007) по спектру из (Вэй и др., 1999), используя калибровочную зависимость “размер BLR—светимость” из статьи Каспи и др. (2000). Полученная оценка составила $M_{\text{СМВН}} \sim 1.7 \times 10^8 M_{\odot}$, что отличается от приведенной в данной работе в ~ 7 раз. Такое отличие можно объяснить двумя факторами. Первый из них — недостаточное качество спектра, использованного в статье Сю и Цхао (2007), что не позволило провести детальный анализ профилей линий и определить скорость газа с минимальной ошибкой. Также существенной может быть неопределенность, вносимая определением светимости по спектральным данным, от чего в нашей работе мы ушли благодаря привязке спектральных данных к фотометрическим.

В статье (Тилтон и Шал, 2013) оценка массы СМЧД в галактике VII Zw 244 также получена косвенно с использованием калибровки “размер BLR—светимость” из работы (Бентц и др., 2009) и по спектральным данным из статьи (Боросон

и Грин, 1992). Данная в статье оценка составила $M_{\text{СМВН}} = (6.7 \pm 1.5) \times 10^7 M_{\odot}$. Эта оценка хоть и разнится с полученной в нашей работе в ~ 6 раз, однако близка в пределах интервала ошибок. Вероятно, спектры, данные в статье (Боросон и Грин, 1992), также не позволили провести детальный анализ профиля $H\beta$.

Полученные характеристики исследованных в статье объектов — J0853+77 и VII Zw 244 — сведены в табл. 2. В таблице представлены значения задержки отклика в эмиссионных линиях τ , равные размеру области BLR в световых днях, скорость газа $\vartheta_{\text{line}}^2$, определенная по анализу профилей линий, а также оценки масс в единицах $\lg(M/M_{\odot})$, полученные в данной статье $M_{\text{СМВН}}$ и в более ранних работах иных авторов $M_{\text{СМВН}}^{\text{calib}}$.

Эмпирическая зависимость “размер BLR—светимость” является одной из целей проведения программ по эхокартированию галактик. Светимость активного ядра при этом определяется либо в эмиссионной линии, либо на некоторой эффективной длине волны в континууме, свободном от эмиссионных линий. В табл. 2 приводится светимость двух исследованных галактик на длине волны 5100 Å. Поток f_{λ} был интегрирован в диапазоне 5000–5200 Å в системе отсчета галактики и поделен на ширину окна интегрирования для получения монохроматической светимости. Предварительно из спектра в этой области было вычтено остаточное влияние профилей $H\beta$, FeII и приблизительно постоянного [OIII]. Тогда светимость определяется как

$$\lambda L_{5100} = 4\pi D^2 f_{\lambda},$$

где D — расстояние до АЯГ. Постоянная Хаббла бралась равной $H_0 = 67.4$ (км/с)/Мпк. Вклад галактики-подложки не вычитался. Светимость галактик составила $\lambda L_{5100} = 0.87 \times 10^{44}$ эрг/с для J0853+77 и $\lambda L_{5100} = 1.67 \times 10^{44}$ эрг/с для VII Zw 244. По полученным оценкам светимости на 5100 Å были даны оценки болометрических светимостей галактик. Значение болометрической поправки BC было взято из статьи (Ричардс и др., 2006): $BC = 9.26$. Оценки светимостей для галактик составили $L_{\text{bol}} \approx 8.1 \times 10^{44}$ эрг/с для J0853+77 и $L_{\text{bol}} \approx 15.5 \times 10^{44}$ эрг/с для VII Zw 244, что составило для галактик $0.27 L_{\text{Edd}}$ и $1.17 L_{\text{Edd}}$ (L_{Edd} — Эддингтоновская светимость) соответственно. Стоит отметить, что такое значение доли болометрической светимости от Эддингтоновской, во-первых, априори завышено из-за невычитенного вклада родительской галактики, а во-вторых, зависит от выбранного значения BC . К примеру, используя значение $BC = 7.79$ из статьи (Кравчик и др., 2013), оценки светимостей получаются

Таблица 2. Оценки параметров центральных областей АЯГ. В таблице слева направо даны: название объекта, задержка отклика в эмиссионной линии τ в днях, квадрат скорости газа $\vartheta_{\text{line}}^2$, измеренный по профилю эмиссионной линии, светимость объекта на длине волны $5100 \text{ \AA}$ λL_{5100} , полученная оценка массы СМЧД M_{SMBH} и оценка массы СМЧД $M_{\text{SMBH}}^{\text{calib}}$, данная в статьях *Сю и Цхао (2007) и **Тилтон и Шал (2013)

Объект	τ , дни	$\vartheta_{\text{line}}^2$, $10^6 \text{ км}^2/\text{с}^2$	λL_{5100} , 10^{44} эрг/с	M_{SMBH} , $\lg(M/M_{\odot})$	$M_{\text{SMBH}}^{\text{calib}}$, $\lg(M/M_{\odot})$
J0853+77	$54.8^{+8.4}_{-9.4}$	2.3	0.87	$7.398^{+0.153}_{-0.171}$	8.228*
VII Zw 244	$30.7^{+2.1}_{-2.3}$	1.9	1.67	$7.049^{+0.068}_{-0.075}$	$7.825^{+0.087}_{-0.109}$ **

равными $0.22L_{\text{Edd}}$ для J0853+77 и $0.98L_{\text{Edd}}$ для VII Zw 244, что особенно критично в случае второй галактики. Однако в целом значения болометрической светимости для исследованных объектов получаются большими и близкими к критическим, что вызывает интерес к более тщательному исследованию АЯГ J0853+77 и VII Zw 244.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мониторинг галактик J0853+77 и VII Zw 244 в течение более двух лет на телескопах CAO РАН с применением анализа JAVELIN позволил оценить размеры BLR-областей в ядрах этих активных галактик: $R_{\text{BLR}} = c\tau$, равные $54.8^{+8.4}_{-9.4}$ и $30.7^{+2.1}_{-2.3}$ св. дней или $0.046^{+0.007}_{-0.008}$ и $0.026^{+0.002}_{-0.002}$ парсеков соответственно. По спектроскопическим данным, полученным на 6-м телескопе БТА CAO РАН, были оценены скорости газа в BLR-областях. На основе новых наблюдательных данных были сделаны оценки масс сверхмассивных черных дыр в центрах галактик 2MASX J08535955+7700543 и VII Zw 244, равные $\lg(M/M_{\odot}) = 7.398^{+0.153}_{-0.171}$ и $\lg(M/M_{\odot}) = 7.049^{+0.068}_{-0.075}$ соответственно.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 20-12-00030 “Исследование геометрии и кинематики ионизированного газа в ядрах активных галактик методами поляриметрии”. Авторы также благодарят В.Л. Афанасьева, А.Н. Буренкова и С.Н. Додонова за полезные дискуссии и замечания. Наблюдения на телескопах CAO РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (включая соглашение № 05.619.21.0016, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61919X0016).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Афанасьев, Амирханян (V.L. Afanasiev and V.R. Amirkhanyan), *Astrophys. Bull.* **67**, 438 (2012).
- Афанасьев и др. (V.L. Afanasiev, V.R. Amirkhanyan, A.V. Moiseev, R.I. Uklein, and A.E. Perepelitsyn), *Astrophys. Bull.* **72**, 458 (2017).
- Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *Astron. Lett.* **31**, 194 (2005).
- Афанасьев, Моисеев (V. Afanasiev and A. Moiseev), *Baltic Astron.* **20**, 363 (2011).
- Афанасьев и др. (V. Afanasiev, E. Shablovinskaya, R. Uklein and E. Malygin), *Astrophys. Bull.* **76**, in print (2021).
- Бентц и др. (M.C. Bentz, B.M. Peterson, H. Netzer, R.W. Pogge, and M. Vestergaard), *Astrophys. J.* **697**, 160 (2009).
- Бентц и др. (M.C. Bentz, K.D. Denney, C.J. Grier, et al.), *Astrophys. J.* **767**, 149 (2013).
- Блэндфорд, МакКи (R.D. Blandford and C.F. McKee), *Astrophys. J.* **255**, 419 (1982).
- Боросон, Грин (T.A. Boroson and R.F. Green), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **80**, 109 (1992).
- Вэй и др. (J.Y. Wei, D.W. Xu, X.Y. Dong, and J.Y. Hu), *AAPS* **139**, 575 (1999).
- Емельянов, Фатхуллин (E.V. Emelianov and T.A. Fatkhullin), 2019, <https://doi.org/10.23683/978-5-9275-3228-5-2019-223-228>
- Засов и др. (A.V. Zasov, A.S. Saburova, A.V. Khoperskov, and S.A. Khoperskov), *Phys. Uspekhi* **60**, 3 (2017).
- Заячек и др. (M. Zajaček, B. Czerny, M.L. Martinez-Aldama, M. Ralowski, A. Olejak, S. Panda, K. Hryniewicz, et al.), *Astrophys. J.* **896**, 146 (2020).
- Гехардт и др. (K. Gebhardt, R. Bender, G. Bower, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **539**, L13 (2000).
- Каспи и др. (S. Kaspi, P.S. Smith, H. Netzer, D. Maoz, B.T. Jannuzi, and U. Givon), *Astrophys. J.* **533**, 631 (2000).
- Комаров и др. (V.V. Komarov, A.S. Moskvitin, V.D. Bychkov, et al.), *Astrophys. Bull.* **75**, 547 (2020).
- Кравчик и др. (C.M. Krawczyk, G.T. Richards, S.S. Mehta, M.S. Vogeley, S.C. Gallagher, K.M. Leighly, N.P. Ross, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **206**, 4 (2013).
- Малыгин и др. (E. Malygin, R. Uklein, E. Shablovinskaya, A. Grokhovskaya, and A. Perepelitsyn), *CoSka* **50**, 328 (2020).

19. Моисеев и др. (A.V. Moiseev, A.E. Perepelitsyn, and D.V. Oparin), *Exp. Astron.* **50**, 199 (2020).
20. Петерсон (B.M. Peterson), *PASP* **105**, 247 (2013).
21. Петерсон и др. (B.M. Peterson, L. Ferrarese, K.M. Gilbert, S. Kaspi, M.A. Malkan, D. Maoz, D. Merritt, H. Netzer, et al.), *Astrophys. J.* **613**, 682 (2004).
22. Ричардс и др. (G.T. Richards, M. Lacy, L.J. Storrie-Lombardi, P.B. Hall, S.C. Gallagher, D.C. Hines, X. Fan, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **166**, 470 (2006).
23. Сю, Цхао (Y. Xu and X.-W. Cao), *CJAA* **7**, 63 (2017).
24. Тилтон, Шал (E.M. Tilton and J.M. Shull), *Astrophys. J.* **774**, 67 (2013).
25. Уклеин и др. (R.I. Uklein, E.A. Malygin, E.S. Shablovinskaya, A.E. Perepelitsyn, and A.A. Grokhovskaya), *Astrophys. Bull.* **74**, 388 (2019).
26. Феррарез, Мэррит (L. Ferrarese and D. Merritt), *Astrophys. J. Lett.* **539**, L9 (2000).
27. Хаас и др. (M. Haas, R. Chini, M. Ramolla, N.F. Pozo, C. Westhues, R. Watermann, V. Hoffmeister, and M. Murphy), *AAP* **535**, A73 (2011).
28. Хомаюни и др. (Y. Homayouni, J. Trump, K. Grier, Y. Shen, K. Brandt, G. Fonseca Alvarez, P. Green, J. Hernandez Santisteban, K. Ho, C. Kochanek, B. Li, D. Schneider, D. Starkey, K. Pan, and A. Oravetz), *Astrophys. J.* **901**, 55 (2020).
29. Цзу и др. (Y. Zu, C.S. Kochanek, S. Kozlowski, and B.M. Peterson), *Astrophys. J.* **819**, 122 (2016).
30. Черепашук, Лютый (A. Cherepashchuk and V. Lyutyi), *Astrophys. Lett.* **13**, 165 (1973).
31. Шэнь и др. (Y. Shen, C.J. Grier, K. Horne, W. N. Brandt, J.R. Trump, P.B. Hall, K. Kinemuchi, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **883**, L14 (2019).
32. Юй и др. (Z. Yu, C.S. Kochanek, B.M. Peterson, et al.), *MNRAS* **491**, 6045 (2020).

ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС ПУЛЬСИРУЮЩИХ ПЕРЕМЕННЫХ ТИПА W Vir

© 2020 г. Ю. А. Фадеев^{1*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 12.10.2020 г.

После доработки 16.10.2020 г.; принята к публикации 27.10.2020 г.

Проведены расчеты эволюции звезд населения II от главной последовательности до стадии белого карлика при начальном химическом составе звездного вещества $Y_0 = 0.25$, $Z_0 = 10^{-3}$ и начальной массе звезды $M_0 = 0.82 M_\odot$. Рассчитаны 12 эволюционных последовательностей AGB и post-AGB звезд при различных значениях параметра скорости потери массы ($0.01 \leq \eta_B \leq 0.12$) в формуле Блокера. Отдельные модели эволюционных последовательностей с массами $M = 0.536 M_\odot$, $0.530 M_\odot$ и $0.526 M_\odot$, в которых финальная тепловая вспышка стала причиной возникновения петли на диаграмме Герцшпрунга–Рассела, были использованы как начальные условия при решении уравнений гидродинамики, описывающих радиальные звездные пульсации. Показано, что для рассмотренных эволюционных последовательностей область неустойчивости относительно радиальных пульсаций в фундаментальной моде простирается на диаграмме Герцшпрунга–Рассела от области красных гигантов до эффективной температуры $T_{\text{eff}} \approx 6 \times 10^3$ К. Периоды пульсаций большинства гидродинамических моделей составляют от 15 до 50 сут, что находится в хорошем согласии с наблюдаемыми периодами звезд типа W Vir. Модели промежуточных спектральных классов с периодом $P > 50$ сут располагаются в верхней части диаграммы Герцшпрунга–Рассела в области полуправильных пульсирующих переменных. Таким образом, пульсирующие переменные типа W Vir являются маломассивными post-AGB звездами на стадии финальной тепловой вспышки гелиевого слоевого источника.

Ключевые слова: звездная эволюция, пульсации звезд, звезды — переменные и пекулярные, цефеиды населения II.

DOI: 10.31857/S0320010820110029

ВВЕДЕНИЕ

Пульсирующие переменные типа W Vir принадлежат к цефеидам второго типа населения и наблюдаются как среди звезд сферической составляющей галактического поля, так и в составе шаровых звездных скоплений. Характерные значения периода изменения блеска этих пульсирующих переменных составляют от 8 до 35 сут (Самусь и др., 2017). Примечательной особенностью звезд W Vir являются сильные эмиссионные линии водорода, возникающие при возрастании блеска (Джой, 1937). Расщепление линий поглощения металлов, наблюдаемое одновременно с водородной эмиссией, находит объяснение в рамках модели ударной волны, периодически распространяющейся в звездной атмосфере на стадии расширения ее внешних слоев (Абт, 1954; Уитни, 1956; Валлерстейн, 1959). Периодические ударные волны в

звездной атмосфере свидетельствуют о нелинейности радиальных колебаний большой амплитуды во внешних слоях пульсирующей звезды. Более сильные эффекты ударноволновой эмиссии наблюдаются в переменных типа RV Tau, которые являются продолжением звезд W Vir в сторону более длинных периодов и более высоких значений светимости (Валлерстейн, 2002).

По современным представлениям переменность типа W Vir возникает в маломассивных звездах с низким содержанием металлов, находящихся на эволюционной стадии двойного слоевого источника (Валлерстейн, Кокс, 1984). Согласно результатам эволюционных расчетов Шварцшильда и Херма (1970), такая звезда может на непродолжительное время покинуть асимптотическую ветвь гигантов (AGB) и переместиться на диаграмме Герцшпрунга–Рассела (ГР) в пределы полосы пульсационной неустойчивости цефеид. Из результатов более поздних расчетов следует, что необходимым условием образования петли эволюционно-

*Электронный адрес: fadeyev@inasan.ru

го трека на диаграмме ГР является возникновение тепловой вспышки гелиевого слоевого источника в момент времени, когда масса водородной оболочки уменьшается до значения $M_{\text{env}} \approx 0.02M$, где M — масса звезды (Гингольд, 1974, 1976; Свейгарт и др., 1974).

Все выполненные до сих пор исследования эволюционного статуса звезд W Vir основывались на результатах расчетов звездной эволюции, а заключение о возникновении радиальных пульсаций делалось из сопоставления положения эволюционного трека звезды на диаграмме ГР относительно границ полосы пульсационной неустойчивости цефеид и переменных типа RR Lyg. Например, Гингольд (1976) для этой цели использовал экстраполяцию результатов расчетов пульсационной неустойчивости переменных типа RR Lyg (Тагл, Ибен, 1972) в сторону более высоких значений светимости. С другой стороны, расчеты нелинейных пульсаций моделей звезд типа W Vir (Фадеев, Фокин, 1985; Бюхлер, Ковач, 1987; Ковач, Бюхлер, 1988; Фадеев, Мутсам, 1990; Сер и др., 1996; Смолец, 2016) проводились при отсутствии непосредственной связи между принятыми значениями массы и светимости гидродинамических моделей с результатами расчетов звездной эволюции, что также не позволяло уверенно определить эволюционный статус этих пульсирующих переменных. Как показано ниже, пульсационная переменность звезд W Vir в значительной степени зависит от соотношения массы и светимости, вследствие низкой плотности газа в оболочке пульсирующей звезды и значительного вклада поля излучения во внутренней энергии вещества. Более того, вариации массы звезды в пределах 4% сопровождаются приблизительно двукратным изменением ее светимости.

Целью данной работы является установление эволюционного статуса пульсирующих переменных типа W Vir на основе согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций. Общие принципы используемого подхода излагались в предыдущих статьях автора, посвященных исследованию классических цефеид (Фадеев, 2018) и post-AGB звезд (Фадеев, 2019а,б).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ЗВЕЗДНОЙ ЭВОЛЮЦИИ

В данной работе звездная эволюция рассматривалась от главной последовательности до стадии белого карлика со светимостью $L \sim L_{\odot}$ при начальных относительных массовых содержаниях гелия и более тяжелых элементов, соответствующих типичным шаровым звездным скоплениям: $Y_0 = 0.25$ (Саларис и др., 2004) и $Z_0 = 0.001$ (Кателан, 2004). Предполагалось, что масса звезды на начальной главной последовательности составляет

$M_0 = 0.82 M_{\odot}$, так что возраст рассматриваемых ниже моделей звезд W Vir составляет $t_{\text{ev}} = 1.244 \times 10^{10}$ лет.

Расчеты эволюционных последовательностей проводились с помощью программы MESA версии 12778 (Пакстон и др., 2019). При решении уравнений нуклеосинтеза использовалась сетка реакций ‘pp_cno_extras_o18_ne22.net’ с 26 изотопами от водорода ^1H до магния ^{24}Mg , связанными 81 реакцией. Скорости термоядерных реакций рассчитывались с использованием базы данных JINA ReacLib (Сайбурт и др., 2010). Конвективное перемешивание звездного вещества рассматривалось по теории Бём–Витензе (1958) при отношении длины пути перемешивания к шкале высот по давлению $\alpha_{\text{MLT}} = \Lambda/H_p = 2.0$. Дополнительное перемешивание на границах конвективной неустойчивости рассчитывалось по формуле Хервига (2000) при значениях параметров $f = 0.016$ и $f_0 = 0.004$. Расчеты эволюционной стадии термоядерного горения гелия в ядре проводились с использованием опции ‘conv_premix_avoid_increase’, что позволило почти полностью исключить резкие изменения центрального содержания гелия и избежать возникновения ложных петель эволюционного трека на диаграмме ГР. Скорость потери массы на стадии, предшествующей AGB, рассчитывалась по формуле Раймерса (1975) при значении параметра $\eta_R = 0.5$, тогда как на более поздних стадиях эволюции использовалась формула Блокера (1995). Приняв во внимание существующие неопределенности в наблюдательных оценках скорости потери массы на стадии AGB, мы рассчитали двенадцать эволюционных последовательностей при значениях параметра формулы Блокера $0.01 \leq \eta_B \leq 0.12$, распределенных с постоянным шагом $\Delta\eta_B = 0.01$.

Результаты эволюционных расчетов иллюстрируются на рис. 1, где показаны треки эволюционных последовательностей на стадиях AGB и post-AGB, рассчитанные при значениях параметра скорости потери массы в формуле Блокера $\eta_B = 0.03, 0.07$ и 0.1 . Следуя Миллеру Бертолами (2016), мы полагаем, что переход из стадии AGB в стадию post-AGB происходит при массе водородной оболочки $M_{\text{env}} \leq 0.01M$. На рис. 1 этот этап эволюции отмечен на каждом треке незаполненным кружком, тогда как заполненным кружком указан максимум генерации энергии гелиевого слоевого источника финальной тепловой вспышки.

Наибольший интерес для данной работы представляют эволюционные изменения в звезде, происходящие в интервале эффективных температур $4 \times 10^3 \text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 6 \times 10^3 \text{ K}$. Поэтому на рис. 2 эволюционные треки показаны в увеличенном масштабе для соответствующей области диаграммы ГР.

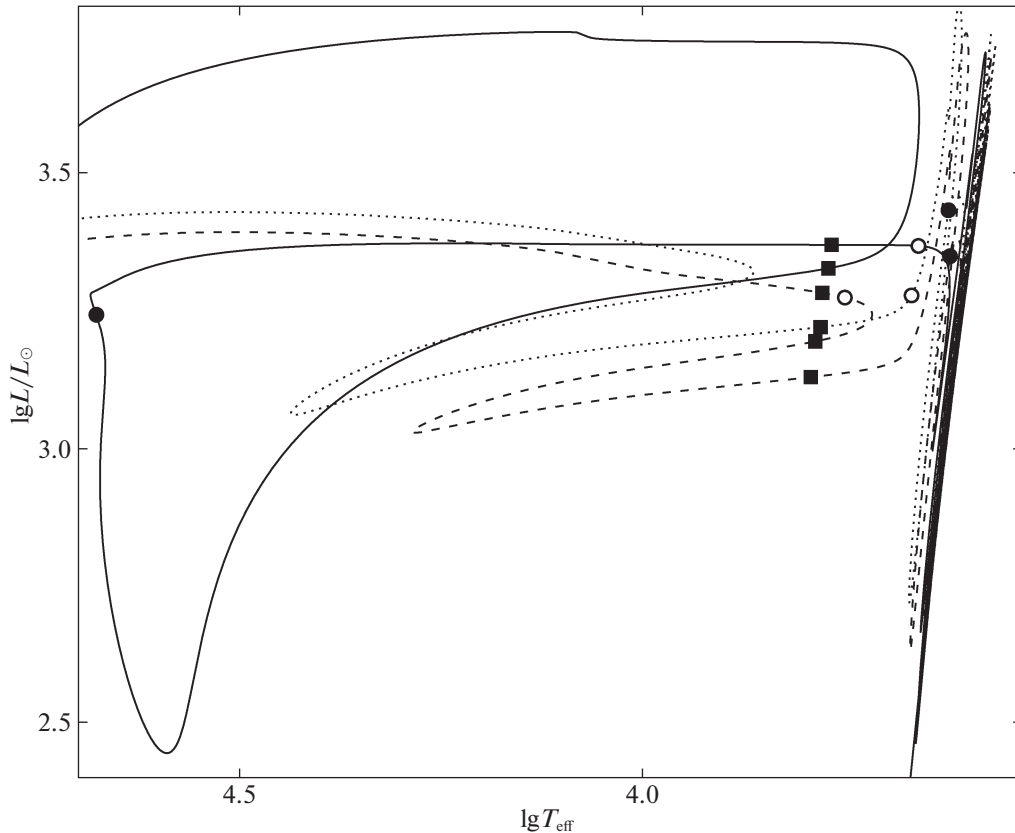


Рис. 1. Эволюционные треки звезд на диаграмме ГР при значениях параметра скорости потери массы $\eta_B = 0.1$ (сплошная линия), $\eta_B = 0.07$ (штриховая линия) и $\eta_B = 0.03$ (пунктирная линия). Заполненными кружками отмечены максимумы светимости гелиевого слоевого источника финальной тепловой вспышки, незаполненными кружками — начало стадии post-AGB, заполненными квадратами — голубая граница области пульсационной неустойчивости, определенная из гидродинамических расчетов.

Основные характеристики эволюционных моделей перечислены в табл. 1, где $n_{\text{ТР}}$ и $\langle \Delta t_{ip} \rangle$ — число тепловых вспышек на стадии AGB и средний ин-

Таблица 1. Основные характеристики эволюционных последовательностей

η_B	$n_{\text{ТР}}$	$\langle \Delta t_{ip} \rangle, 10^6 \text{ лет}$	$M/M_\odot$	$L/L_\odot$	$M_{\text{env}}^*/M_\odot$	
0.01	7	0.234	0.550	3342	0.009	
0.02	6	0.236	0.541	3093	0.005	
0.03	5	0.237	0.536	1883	0.025	
0.04	5	0.238	0.535	2818	0.004	
0.05	4	0.235	0.533	2637	0.062	—
0.06	3	0.376	0.531	2291	0.033	—
0.07	4	0.233	0.529	1866	0.035	
0.08	4	0.232	0.529	5448	0.020	—
0.09	4	0.237	0.528	2372	0.005	
0.10	4	0.236	0.528	2315	0.004	
0.11	4	0.235	0.527	2218	0.004	
0.12	3	0.233	0.526	2040	0.061	—

тервал времени между вспышками, M и L — масса и светимость звезды в начале стадии post-AGB при массе водородной оболочки звезды $M_{\text{env}} = 0.01M$, M_{env}^* — масса водородной оболочки в момент максимума светимости гелиевого слоевого источника. Знак ‘—’ в последней колонке таблицы означает отсутствие петли на диаграмме ГР, связанной с финальной тепловой вспышкой.

Уменьшение числа тепловых вспышек $n_{\text{ТР}}$ с ростом скорости потери массы связано с сокращением времени жизни звезды на стадии AGB. На рис. 3 показаны графики изменения светимости гелиевого слоевого источника L_{He} для эволюционных последовательностей $\eta_B = 0.01$ и $\eta_B = 0.1$, где для удобства графического представления время эволюции вдоль горизонтальной оси отсчитывается от момента времени $t_{\text{ТР}1}$ первой тепловой вспышки гелиевого слоевого источника. Из представленных на рис. 3 зависимостей видно, что при десятикратном увеличении скорости потери массы время жизни на стадии AGB сокращается приблизительно вдвое при почти неизменном среднем интервале времени между вспышками.

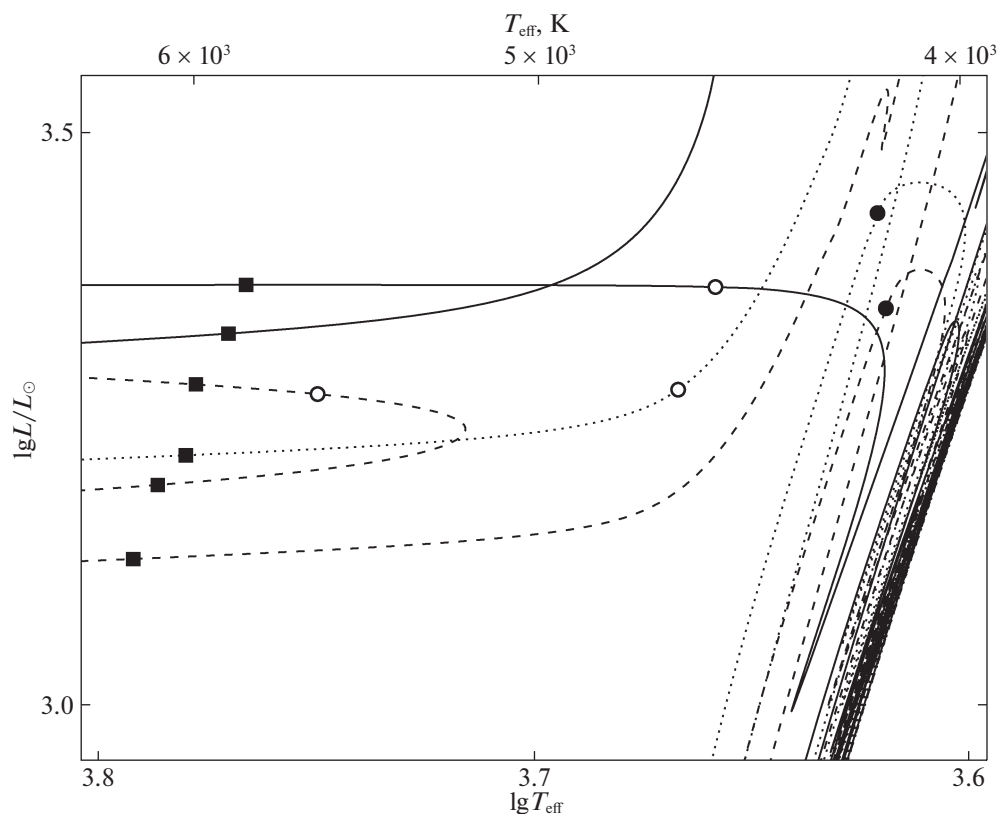


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но в увеличенном масштабе для области диаграммы ГР, ограниченной асимптотической ветвью гигантов и границей пульсационной неустойчивости.

Для возникновения петли эволюционного трека на стадии post-AGB необходимо, чтобы финальная тепловая вспышка гелиевого слоевого источника происходила при массе водородной оболочки $M_{\text{env}} \approx 0.02M$ (Гингольд, 1974). Как видно из табл. 1, результаты проведенных в данной работе расчетов находятся в согласии с этим условием, поскольку в трех эволюционных последовательностях ($\eta_B = 0.05, 0.06$ и 0.12), помеченных знаком '—', масса оболочки во время финальной тепловой вспышки оказывается значительно больше. Следует заметить, что при $\eta_B = 0.08$ масса оболочки в момент финальной тепловой вспышки составляет $M_{\text{env}} = 0.020M$, однако петля эволюционного трека простирается на диаграмме ГР только до эффективных температур $T_{\text{eff}} \approx 5000$ К. Поэтому в табл. 1 эта эволюционная последовательность помечена как не имеющая петли эволюционного трека. Данный случай иллюстрирует тот факт, что для образования протяженной петли эволюционного трека на диаграмме ГР, помимо достаточно малого значения массы водородной оболочки в момент финальной тепловой вспышки, необходимо выполнение ряда других условий. В частности, появление петли зависит от скорости изменения

массы водородной оболочки, скоростей изменения массовой координаты водородного и гелиевого слоевых источников, плотности и температуры в слое газа, где может произойти тепловая вспышка.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ЗВЕЗДНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ

В согласованных расчетах звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций отдельные модели эволюционной последовательности, описывающие строение звезды в гидростатическом равновесии, используются как начальные условия при решении уравнений радиационной гидродинамики. Система уравнений гидродинамики расширена транспортными уравнениями нестационарной турбулентной конвекции (Куфюс, 1986) и описана в более ранней статье автора (Фадеев, 2013).

При решении задачи Коши для уравнений гидродинамики предполагается, что роль начальных возмущений играют погрешности интерполирования, сопровождающие пересчет значений физических величин (радиус r , светимость L_r , давление P , температура T) эволюционной модели в лагранжеву систему координат гидродинамической модели.

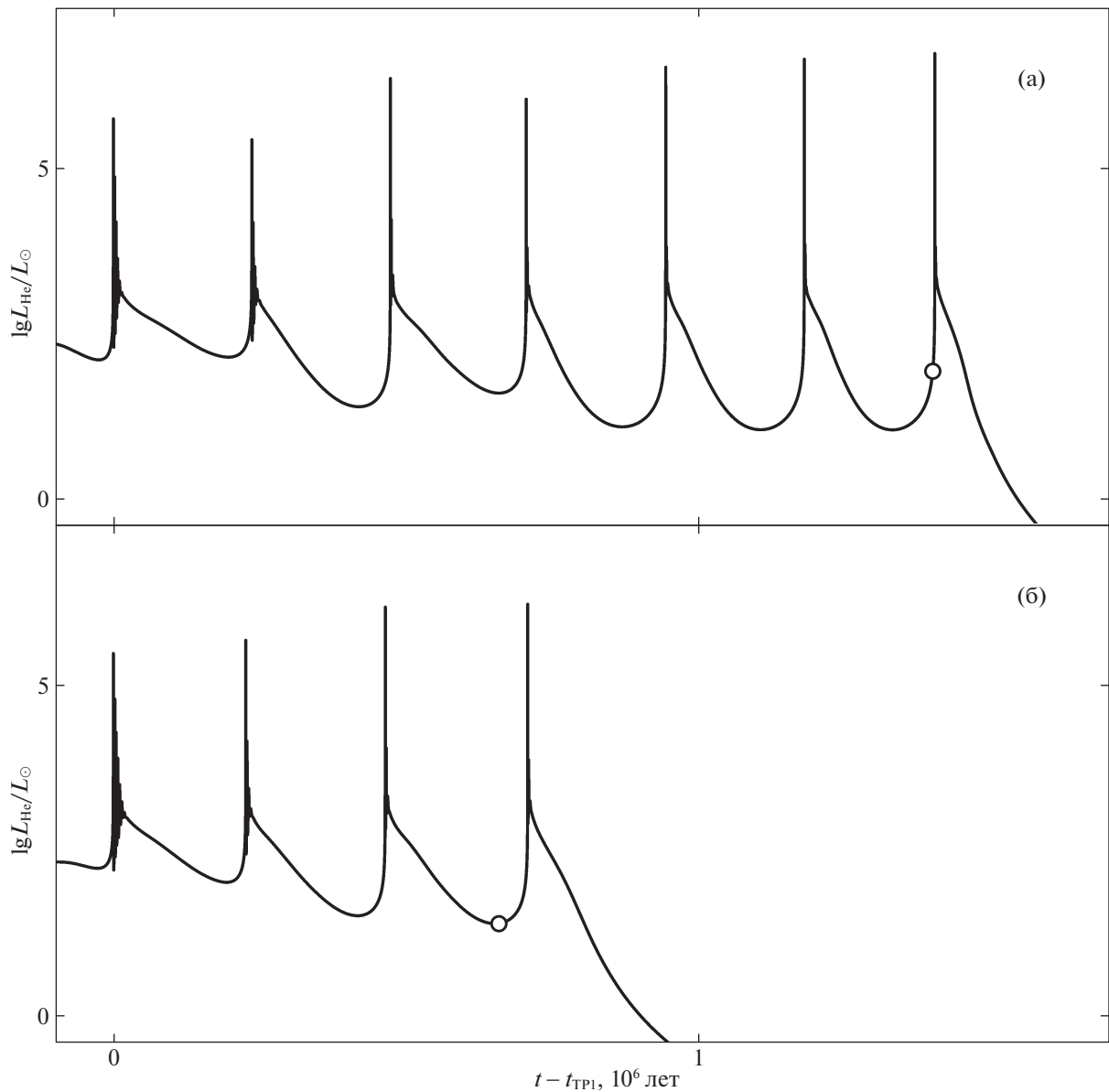


Рис. 3. Светимость гелиевого слоевого источника L_{He} на стадии AGB при значениях параметра скорости потери массы $\eta_B = 0.01$ (а) и $\eta_B = 0.1$ (б). Незаполненным кружком на графиках отмечен момент времени $M_{\text{env}} = 0.01M$, соответствующий началу стадии post-AGB. Время вдоль горизонтальной оси отсчитывается от первой тепловой вспышки в момент времени t_{TP1} .

Расчеты звездной эволюции на заключительной стадии AGB проводились при числе массовых зон $N_{\text{MESA}} \sim 10^4$, тогда как число лагранжевых узлов гидродинамических моделей составляло $N = 500$. Внутренняя граница гидродинамической модели определялась в слоях с лучистым переносом энергии, температурой газа $T \sim 10^6$ К и радиусом слоя $r \lesssim 0.05R$, где R — радиус внешней границы эволюционной модели. Гидродинамические расчеты проводились в предположении, что радиус и свети-

мость на внутренней границе остаются неизменными на всем отрезке решения задачи Коши.

Если звезда устойчива относительно радиальных колебаний, то решение уравнений гидродинамики описывает затухающие колебания и, как в случае пульсационной неустойчивости, амплитуда колебаний экспоненциально возрастает со временем. Основное отличие пульсирующих переменных типа W Vir от классических цефеид заключается в высоких темпах как затухания, так и роста амплитуды. Например, типичные значения

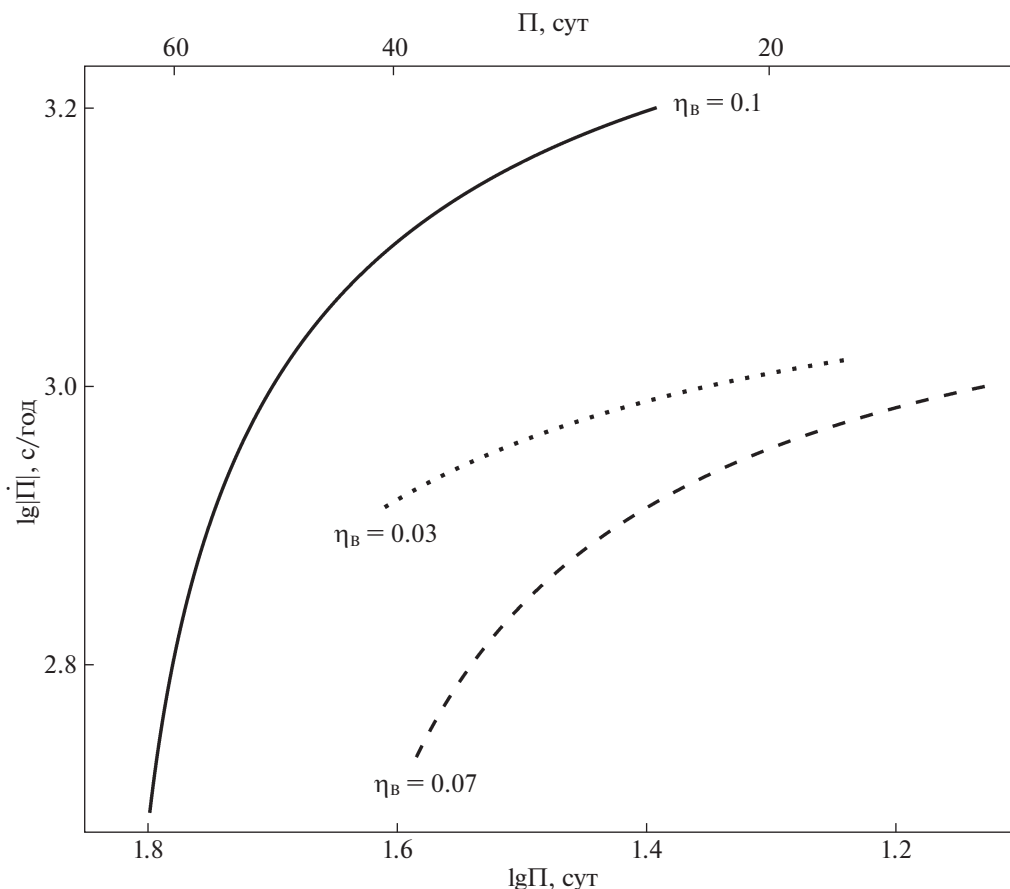


Рис. 4. Диаграмма период — скорость изменения периода для стадии эволюции от AGB до первого пересечения голубой границы пульсационной неустойчивости.

темпа роста кинетической энергии пульсационных движений моделей звезд W Vir составляют $\eta = \Pi d \ln E_{K, \max} / dt \approx 1$, где Π — период пульсаций, $E_{K, \max}$ — максимальное за период значение кинетической энергии.

Гидродинамические расчеты нелинейных звездных пульсаций были проведены для отдельных моделей звезд эволюционных последовательностей, рассчитанных при значениях параметра скорости потери массы $\eta_B = 0.03, 0.7$ и 0.1 . Анализ пульсационной неустойчивости показал, что область неустойчивости относительно радиальных колебаний в фундаментальной моде простирается от AGB до эффективных температур $T_{\text{eff}} \approx 6000$ К. Оценки T_{eff} , соответствующие границе пульсационной неустойчивости ($\eta = 0$), показаны на рис. 1 и 2.

Для установления эволюционного статуса звезд W Vir необходимо сопоставление теоретически рассчитанных значений периода пульсаций гидродинамических моделей с наблюдаемыми периодами изменения блеска. Как видно из рис. 1, при значении параметра $\eta_B = 0.03$ звезда лишь один

раз пересекает границу неустойчивости во время эволюции из области красных гигантов. Петля эволюционного трека, связанная с финальной тепловой вспышкой, оказывается недостаточно протяженной, и поворот эволюционного трека происходит при эффективной температуре $T_{\text{eff}} \approx 7300$ К до пересечения голубой границы области пульсационной неустойчивости. Гидродинамические модели эволюционных последовательностей $\eta_B = 0.07$ и $\eta_B = 0.1$ оказываются в пределах области пульсационной неустойчивости дважды: при эволюции от AGB и затем во время эволюции вдоль петли эволюционного трека, когда их эффективная температура падает ниже $T_{\text{eff}} \approx 6000$ К.

На рис. 4 приведена диаграмма период — скорость изменения периода для стадии эволюции от AGB до первого пересечения голубой границы полосы неустойчивости. Начальная точка каждого графика представляет собой гидродинамическую модель с эффективной температурой $T_{\text{eff}} \approx 5000$ К ($\eta_B = 0.03$ и 0.07) и $T_{\text{eff}} \approx 4500$ ($\eta_B = 0.1$). Эволюция вдоль кривых на рис. 4 слева направо

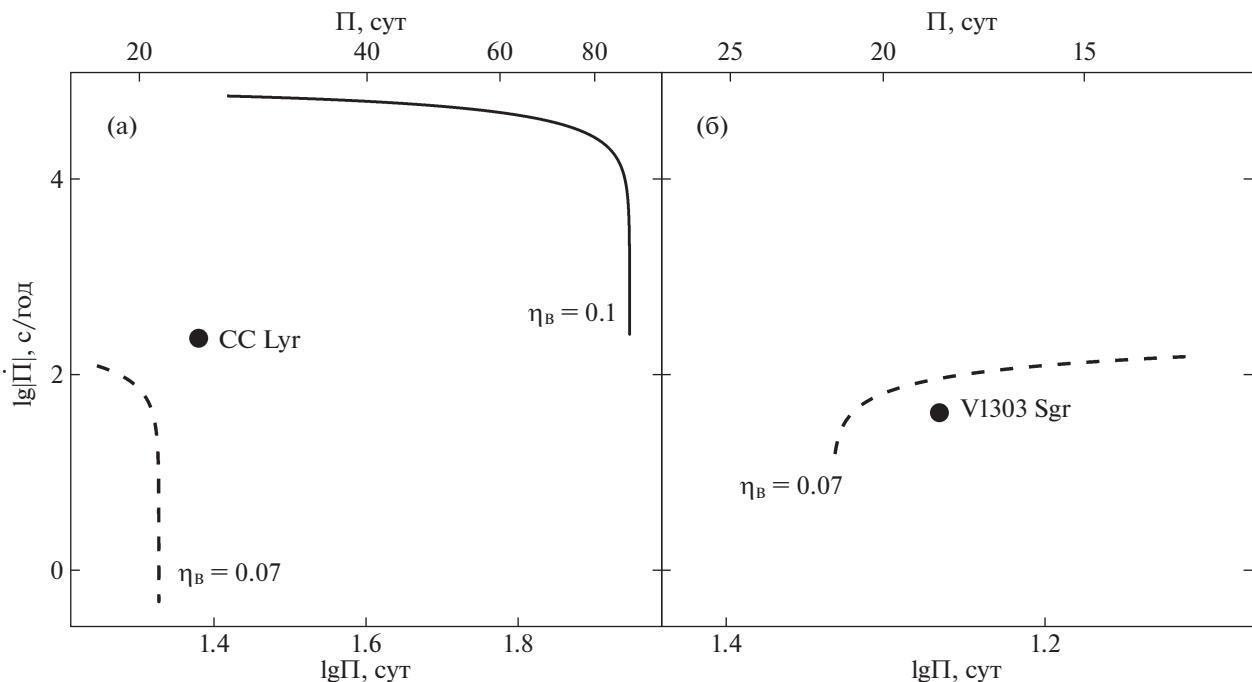


Рис. 5. Диаграммы период — скорость изменения периода после второго пересечения голубой границы полосы неустойчивости на стадии возрастания (а) и убывания (б) периода. Наблюдательные оценки P и $\dot{P}$ звезд CC Lyr и V1303 Sgr приведены по данным работ Бердникова и др. (2020) и Бартона (1986). Сплошной и штриховой линиями показаны эволюционные последовательности $\eta_B = 0.07$ и $\eta_B = 0.1$.

связана с уменьшением периода, а конечная точка каждого графика соответствует голубой границе пульсационной неустойчивости. Время эволюции возрастает от 2200 лет при $\eta_B = 0.03$ до 3200 лет при $\eta_B = 0.1$.

Изменения P и $\dot{P}$, связанные с эволюцией вдоль петлеобразного эволюционного трека после второго пересечения голубой границы пульсационной неустойчивости до достижения максимального периода, показаны на рис. 5а. В моделях эволюционной последовательности $\eta_B = 0.07$ период пульсаций увеличивается от $P = 17.6$ сут до $P = 21.2$ сут. Эти изменения происходят при массе водородной оболочки $M_{\text{env}} = 0.011M$ и продолжаются ≈ 5800 лет. В моделях эволюционной последовательности $\eta_B = 0.1$ масса оболочки уменьшается от $M_{\text{env}} = 4.3 \times 10^{-3}$ до $M_{\text{env}} \approx 10^{-3}$, а период радиальных пульсаций возрастает от 26.3 до 89 сут в течение 165 лет. Таким образом, звезда с массой $M = 0.526 M_{\odot}$ за полтора столетия из переменной типа W Vir превращается в полуправильную пульсирующую переменную.

Гидродинамические расчеты звездных пульсаций на стадии сокращающегося периода после второго пересечения границы пульсационной неустойчивости были проведены только для эволюционной

последовательности $\eta_B = 0.07$, поскольку при $\eta_B = 0.1$ периоды пульсаций значительно превосходят верхний предел периодов звезд W Vir. Результаты расчетов показаны на рис. 5б. Масса водородной оболочки изменяется от $M_{\text{env}} = 0.011M$ до $4.6 \times 10^{-3}M$, а период сокращается от 21.4 до 12.7 сут в течение $\approx 9 \times 10^3$ лет.

Нелинейность радиальных пульсаций переменных типа W Vir является причиной отсутствия строгой повторяемости изменений блеска, которая характерна для большинства классических цефеид. Это существенно затрудняет наблюдательные оценки скорости изменения периода, и до сегодняшних дней известно всего несколько звезд типа W Vir с измеренными значениями $\dot{P}$. Для сравнения результатов данной работы с наблюдениями мы выбрали две переменных типа W Vir с наиболее надежными $O-C$ диаграммами и определенными на их основе значениями скорости изменения периода. Одна из этих звезд CC Lyr с периодом $P = 24.01$ сут и скоростью возрастания периода $\dot{P} = 229.3$ с/год (Бердников и др., 2020) показана на рис. 5а, другая — V1303 Sgr с периодом $P = 18.45$ сут и скоростью сокращения периода $\dot{P} = -40$ с/год (Бартон, 1986) показана на рис. 5б. Положение наблюдательных оценок P и $\dot{P}$ отно-

сительно графиков на рис. 5 свидетельствует об отсутствии явного противоречия между теорией и наблюдениями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций позволяют уверенно заключить, что пульсирующие переменные типа W Vir являются звездами post-AGB, претерпевающими финальную тепловую вспышку гелиевого слоевого источника. Только в этом случае светимость звезды после оставления ею области красных гигантов находится в пределах $10^3 L_{\odot} \lesssim L \lesssim 2 \times 10^3 L_{\odot}$, а периоды радиальных пульсаций ($10 \text{ сут} \lesssim P \lesssim 50 \text{ сут}$) соответствуют периодам изменения блеска звезд W Vir. Необходимо заметить, что приведенные результаты подтверждают выводы Гингольда (1974) о тепловой вспышке непосредственно перед переходом звезды в стадию post-AGB как необходимом условии появления пульсационной переменности типа W Vir. Термин финальная тепловая вспышка появился позднее (Ибен, 1982; Шонбернер, 1983).

Перемещение звезды по диаграмме ГР после финальной тепловой вспышки обусловлено изменениями, которые происходят в тепловой шкале времени водородной оболочки звезды. Малая масса оболочки и значительный вклад поля излучения во внутренней энергии вещества являются причиной значительной скорости этих изменений. Наглядной иллюстрацией ускорения эволюции звезды являются гидродинамические модели эволюционной последовательности $\eta_B = 0.1$ после второго пересечения границы пульсационной неустойчивости. Подобным объектом, период пульсаций которого увеличивается на шкале времени $\sim 10^2$ лет, является V725 Sgr. В начале XX века эта пульсирующая переменная принадлежала к цефеидам населения II, тогда как в настоящее время превратилась в полуправильную пульсирующую переменную с периодом $80 \text{ сут} < P < 100 \text{ сут}$ (Перси и др., 2006).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абт (H.A. Abt), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **1**, 63 (1954).
- Бартон (A.S. Barton), *J. Am. Associat. Var. Star Observ.* **15**, 246 (1986).
- Бердников Л.Н., Якоб А.М., Пастухова Е.Н., Письма в Астрон. журн. **46**, 669 (2020) [L.N. Berdnikov, A.M. Yakob, and E.N. Pastukhova, *Astron. Lett.* **46**, 630 (2020)].
- Бём–Витензе (E. Böhm–Vitense), *Zeitschrift für Astrophys.* **46**, 108 (1958).
- Блокер (T. Blöcker), *Astron. Astrophys.* **297**, 727 (1995).
- Бюхлер, Ковач (J.R. Buchler and G. Kovacs), *Astrophys. J.* **320**, L57 (1987).
- Валлерстейн (G. Wallerstein), *Astrophys. J.* **130**, 560 (1959).
- Валлерстейн (G. Wallerstein), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **114**, 689 (2002).
- Валлерстейн, Кокс (G. Wallerstein and A.N. Cox), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **96**, 677 (1984).
- Гингольд (R.A. Gingold), *Astrophys. J.* **193**, 177 (1974).
- Гингольд (R.A. Gingold), *Astrophys. J.* **204**, 116 (1976).
- Джой (A.H. Joy), *Astrophys. J.* **86**, 363 (1937).
- Ибен (I. Iben), **260**, 821 (1982).
- Кателан (M. Catelan), *Astrophys. J.* **600**, 409 (2004).
- Ковач, Бюхлер (G. Kovacs and J.R. Buchler), *Astrophys. J.* **334**, 971 (1988).
- Куфюс (R. Kuhfuß), *Astron. Astrophys.* **160**, 116 (1986).
- Миллер Бертолами (M.M. Miller Bertolami), *Astron. Astrophys.* **588**, A25 (2016).
- Пакстон и др. (B. Paxton, R. Smolec, J. Schwab, A. Gautschi, L. Bildsten, M. Cantiello, A. Dotter, R. Farmer, J.A. Goldberg, A.S. Jermyn, S.M. Kanbur, P. Marchant, A. Thoul, R.H.D. Townsend, W.M. Wolf, M. Zhang, and F.X. Timmes), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **243**, 10 (2019).
- Перси и др. (J.R. Percy, A. Molak, H. Lund, D. Overbeek, A.F. Wehlau, and P.F. Williams), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **118**, 805 (2006).
- Раймерс (D. Reimers), *Problems in stellar atmospheres and envelopes* (Ed. B. Baschek, W.H. Kegel, G. Traving, New York: Springer-Verlag, 1975), p. 229.
- Сайбурт и др. (R.H. Cyburt, A.M. Amthor, R. Ferguson, Z. Meisel, K. Smith, S. Warren, A. Heger, R.D. Hoffman, T. Rauscher, A. Sakharuk, H. Schatz, F.K. Thielemann, and M. Wiescher), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **189**, 240 (2010).
- Саларис и др. (M. Salaris, M. Riello, S. Cassisi, and G. Piotto), *Astron. Astrophys.* **420**, 911 (2004).
- Самусь Н.Н., Казаровец Е.В., Дурлевич О.В., Киреева Н.Н., Пастухова Е.Н., *Астрон. журн.* **94**, 87 (2017) [N.N. Samus', E.V. Kazarovets, O.V. Durlevich, N.N. Kireeva, and E.N. Pastukhova, *Astron. Rep.* **61**, 80 (2017)].
- Свейгарт и др. (A.V. Sweigart, J.G. Mengel, and P. Demarque), *Astron. Astrophys.* **30**, 13 (1974).
- Сер и др. (T. Serre, Z. Kollath and J.R. Buchler), *Astron. Astrophys.* **311**, 845 (1996).
- Смолец (R. Smolec), *MNRAS* **456**, 3475 (2016).
- Тарл, Ибен (R.S. Tuggle and I. Iben), *Astrophys. J.* **178**, 455 (1972).
- Уитни (C. Whitney), *Annales d'Astrophysique* **19**, 142 (1956).

29. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 342 (2013) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. **39**, 306 (2013)].
30. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **44**, 851 (2018) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. **44**, 782 (2018)].
31. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **45**, 578 (2019a) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. **45**, 521 (2019a)].
32. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **45**, 706 (2019b) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. **45**, 655 (2019b)].
33. Фадеев, Фокин (Yu.A. Fadeyev and A.B. Fokin), Astrophys. Space Sci. **111**, 355 (1985).
34. Фадеев, Мутсам (Yu.A. Fadeyev and H. Muthsam), Astron. Astrophys. **234**, 188 (1990).
35. Хервиг (F. Herwig), Astron. Astrophys. **360**, 952 (2000).
36. Шварцшильд, Херм (M. Schwarzschild and R. Härm), Astrophys. J. **160**, 341 (1970).
37. Шонбернер (D. Schoenberger), Astrophys. J. **272**, 708 (1983).

УЕДИНЕННЫЙ ФАКЕЛЬНЫЙ УЗЕЛ: ФОНТАННАЯ МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА И ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ПРОФИЛЬ

© 2020 г. А. А. Соловьев^{1,2*}

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

Поступила в редакцию 26.07.2020 г.

После доработки 17.10.2020 г.; принята к публикации 27.10.2020 г.

На основе предложенной ранее стационарной 3D-модели солнечного факельного узла развит ее модифицированный вариант, в котором отражен уединенный характер факельного объекта: его магнитное поле резко ограничено в радиальном направлении. Температурный профиль факела, рассчитанный для стационарного состояния такой магнитной структуры, сопоставляется с фильтрограммой высокого разрешения, полученной в фотосферной линии $\text{TiO } 7057 \text{ \AA}$ на Big Bear Solar Observatory 19 июня 2017 г. на New Solar Telescope (с апертурой 1.6 м). Снимок изображает две близко расположенных очень темных микропоры с поперечником около 300 км каждая. Микропоры окружены веером тонких, светлых, радиально вытянутых волоконцев, напоминающим полутень солнечного пятна. Теоретически рассчитанный T-профиль факельного узла полностью воспроизводит эти морфологические особенности моделируемого объекта.

Ключевые слова: солнечная активность, факелы, факельные площадки, факельные узлы, магнитное поле, температурный профиль.

DOI: 10.31857/S0320010820110066

ВВЕДЕНИЕ

Солнечные факелы — одно из значительных проявлений солнечной активности. Они присутствуют на Солнце не только в активных областях вблизи пятен, но и в свободной фотосфере. Их магнитная природа несомненна, но напряженность магнитного поля в факелах значительно меньше, чем в пятнах. Видимо, с этим связан тот факт, что в активных областях они появляются раньше пятен и исчезают позже. Факелы плохо видны на диске, но отчетливо проявляются вблизи лимба. Основную роль в формировании факельных площадок как на уровне фотосферы, так и в хромосфере (plages) играют многочисленные, очень подвижные и эфемерные (время жизни 10–15–20 мин) факельные элементы гранулярных масштабов. Хотя яркость их относительно мала (на 1–3% процента выше фотосферной), число этих элементов достаточно велико для того, чтобы их вклад в общую светимость Солнца компенсировал (даже с небольшим избытком) ее дефицит, вызванный появлением темных пятен на фазе максимума солнечной активности. В свое время Пикельнер (1966) высказал идею, что относительно слабое

магнитное поле факельных областей играет роль своеобразной “магнитной смазки”. Оно подавляет мелкомасштабную турбулентность (мелкие вихри) и тем облегчает конвекцию в основных масштабах порядка 1 Мм. Этим и объясняется повышенная в среднем яркость факельных площадок на Солнце. Справедливость этой догадки подтверждается тем, что в настоящее время мелкомасштабные факельные элементы гранулярных масштабов хорошо описываются численными МГД расчетами в рамках представлений о магнитной конвекции (Келлер и др., 2004; Де Понтье и др., 2006; Бергер и др., 2007).

На фоне описанных выше мелкомасштабных факельных структур выделяются более крупные, устойчивые и долгоживущие (до 1 сут) магнитные образования — факельные узлы. Напряженность магнитного поля в них изменяется от 250–300 Гс (поле равномерного распределения) до 1000–1200 Гс. Статистическое исследование физических и морфологических свойств этих факельных структур проведено недавно в (Райхокайнен и др., 2019).

Стационарная 3D-модель солнечного факельного узла, предложенная в работе Соловьева, Киричека (2019) (далее для краткости будем называть ее Модель I), представляет факельный узел в виде

*E-mail: solov.a.a@mail.ru

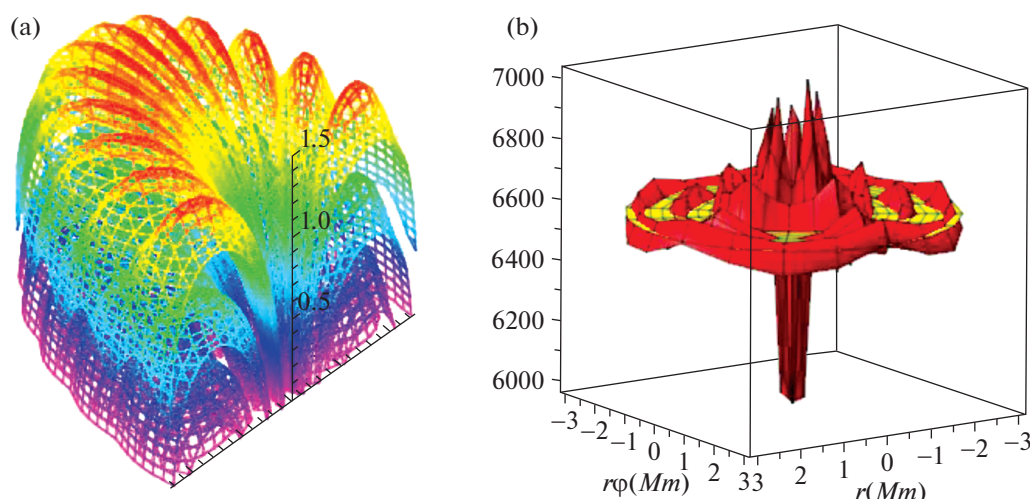


Рис. 1. а — Пример магнитной структуры факельного узла по Модели I в виде “фонтана” с тонкими струями. б — Температурный профиль факельного узла по модели I на уровне фотосферы (желтая плоскость) с магнитным полем $B = 1$ кГс в основании.

своеобразного магнитного фонтана, вдоль поднимающихся и спадающих дуг которого текут тонкие струйки горячей хромосферной плазмы. Модель I успешно описывает основные свойства следующих факельных образований:

- 1) тонкую волокнистую структуру факела;
- 2) центральное потемнение (микropору), яркость которого падает с ростом напряженности магнитного поля;
- 3) наличие в окрестности узла отдельных ярких факельных гранул;
- 4) повышенную в среднем яркость факела, по сравнению с яркостью фотосферы.

Пример магнитной структуры и температурного профиля факельного узла, рассчитанный по Модели I, приведен на рис. 1.

Все эти черты хорошо соответствуют наблюдательным данным.

Однако определенное ограничение этой модели состоит в том, что для описания радиального распределения магнитного поля факела в ней использовались функции Бесселя $J_0(kr)$, $J_1(kr)$. Эти функции удобны для математического описания, но они знакопеременны и довольно медленно убывают с расстоянием от центра системы.

Поэтому для описания факельного узла приходится ограничиваться только центральной частью распределения, до первого корня первой функции Бесселя $J_1(kr)$. Несмотря на то что в литературе имеются определенные свидетельства о квазипериодическом повторении уярчений в окрестности факелов (Литс и др., 2004), это явление все же следует рассматривать как исключение. Как показывают современные данные высокого разрешения, полученные на больших наземных телескопах

с использованием адаптивной оптики (анализ этих данных и снимки высокого разрешения можно найти в работе Соловье и др., 2019), факельные узлы, будучи достаточно устойчивыми и долгоживущими образованиями, являются уединенными магнитными структурами (Андич, 2013). На рис. 2 показан типичный пример факельной структуры, состоящей из двух темных микropор, каждая из которых окружена радиально вытянутыми волокнами по-

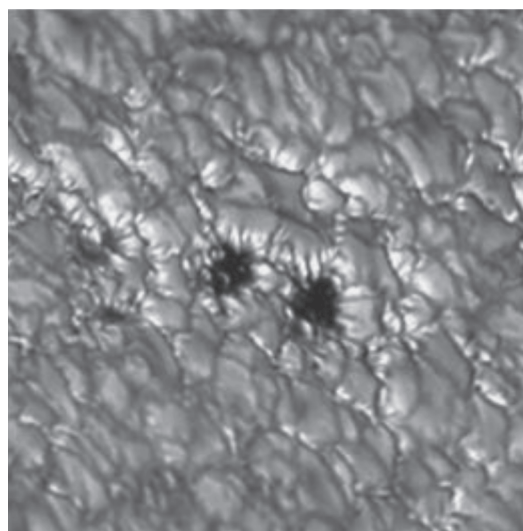


Рис. 2. Изображение спокойной фотосферы в линии $\text{TiO } 7057 \text{ \AA}$, полученное на Big Bear Solar Observatory в июне 2019 на New Solar Telescope (1.6 м). Два темных образования в центре — микropоры с поперечником около 300 км, окруженные тонкими, яркими, радиально вытянутыми волокнами (изображение взято с сайта: www.bbso.njit.edu/~vayur/NST_catalog/2017/06/19/images/bbso_tio_pcosr_20170619_170005.png)

вышенной яркости. Картина напоминает строение солнечного пятна: в центре располагается очень темная область — аналог тени пятна, на периферии имеется светлое кольцевое или полукольцевое окружение из радиально вытянутых ярких волокон, наподобие полутени солнечного пятна. Главное отличие от солнечного пятна в том, что поперечный масштаб всей этой факельной структуры в целом составляет всего около 1 Мм.

Из сказанного ясно, что для описания магнитных полей таких уединенных факельных образований осциллирующие и слабо спадающие по радиусу функции Бесселя не подходят, в этих случаях следует использовать другие, монотонно спадающие от центра функции, сохраняя ту же методологию расчета стационарных 3D моделей, что и в Модели I.

Построению именно таких конфигураций и посвящена данная работа.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ СТАЦИОНАРНОЙ МГД И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Уравнения идеальной МГД для стационарного состояния имеют вид:

$$\rho (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla P + (4\pi)^{-1} [\text{curl } \mathbf{B} \times \mathbf{B}] + \rho \mathbf{g}, \quad (1)$$

$$\text{div } (\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (2)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0, \quad (3)$$

$$P = \rho \mathcal{R} T \mu^{-1}. \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{B}$ — вектор напряженности магнитного поля, $\mathbf{V}$ — скорость элемента жидкости, а P , ρ , T , μ — давление, плотность массы, температура и средняя молярная масса газа соответственно.

Эта система является недоопределенной: в ней отсутствует уравнение переноса энергии, которое в фотосфере и хромосфере Солнца имеет чрезвычайно сложный и во многих отношениях неизвестный вид. Здесь при составлении теплового баланса элементов плазмы необходимо было бы учитывать лучистый перенос и в континууме, и в линиях (для нижней хромосферы, где наблюдается “мешанина” очень тонких крайне неоднородных волокон, эта задача на сегодня неразрешима), продольную и поперечную теплопроводность, волновой нагрев и охлаждение (МГД и акустические волны). А в области температурного минимума, где температура опускается до 4500 К, надо было бы учесть еще и джоулев нагрев плазмы электрическими токами.

Наш подход состоит в том, что для устойчивых долгоживущих образований (солнечные пятна,

поры, факелы, протуберанцы и т.п.) мы находим стационарные распределения давления, плотности, температуры и течений плазмы, соответствующие некоторой, наперед заданной магнитной структуре, которая, по нашим представлениям, достаточно близко отражает наблюдаемую магнитную конфигурацию моделируемого объекта. Если термодинамические характеристики, рассчитанные для этого объекта, достаточно хорошо отвечают его наблюдаемым свойствам, мы с уверенностью делаем вывод, что принятая магнитная структура и полученные именно для нее соответствующие равновесные параметры правильно отражают физическую природу моделируемого образования, а условия теплопереноса в нем (которые мы не умеем рассчитывать в виду чрезвычайной сложности этой задачи), очевидно, таковы, что полученного состояния они не нарушают. В противном случае вся исследуемая конфигурация была бы разрушена в течение нескольких минут, чего на деле не происходит. Разумеется, в реальных объектах идеального согласования условий равновесия и теплопереноса нет хотя бы по той причине, что конечная проводимость плазмы ведет к медленной диссипации магнитного поля, меняющей его напряженность и конфигурацию. В конечном итоге, рассогласование условий равновесия и теплопереноса приводит к разрушению и исчезновению данного магнитного элемента. Но до тех пор, пока он существует и отчетливо наблюдается, проявляя характерную для него структурную идентичность, мы можем утверждать, что особенности теплопереноса в нем соответствуют рассчитанным равновесным параметрам.

Более того, необходимо учесть, что, даже если бы мы умели решать уравнение теплопереноса, нам все равно пришлось бы вначале задать геометрию и тонкую структуру объекта, поскольку решать уравнение переноса энергии, не имея представления о его форме и хотя бы предварительном распределении термодинамических параметров в его объеме, просто невозможно. Но геометрическая форма и внутренняя структура элементов солнечной активности формируются именно магнитным полем! Таким образом, опять возникает необходимость задавать априори магнитную структуру моделируемого объекта и находить для нее равновесное распределение термодинамических параметров — это неизбежный этап исследования.

Таким образом, описанной выше постановкой задачи мы хотим подчеркнуть, что условия равновесия (или, в более общем случае, стационарности) являются первыми и необходимыми условиями самого существования таких долгоживущих устойчивых солнечных образований, как пятна, факелы, спокойные протуберанцы-волокна, поры, микропоры и т.п. Именно эти условия должны быть

положены в основу моделирования физической структуры этих активных солнечных образований.

Конечно, отсутствие в задаче уравнения переноса тепла приводит к тому, что система оказывается масштабно инвариантной — ее размеры и элементы тонкой структуры мы не вычисляем в ходе решения, а задаем независимо в согласии с наблюдениями. Но это естественная плата за то, чтобы сложная, нелинейная задача в целом оказалась разрешима аналитически.

УРАВНЕНИЕ СТАЦИОНАРНОГО БАЛАНСА СИЛ И НАТЯЖЕНИЙ

Система (1)–(4) после ряда преобразований приводит к уравнению стационарного баланса сил и натяжений в конфигурации магнитного поля и стационарно текущей высокопроводящей плазмы (Соловьев, Киричек, 2016, 2019) в виде

$$(1 - M_A^2)(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} + \mathbf{B}(\mathbf{B} \cdot \nabla(1 - M_A^2)) = 4\pi \nabla(P + \frac{B^2}{8\pi}) - 4\pi \rho \mathbf{g}. \quad (5)$$

Здесь предполагается, что скорость течений плазмы и вектор напряженности магнитного поля, благодаря высокой проводимости, связаны напрямую:

$$\mathbf{V} = M_A \frac{\mathbf{B}}{\sqrt{4\pi\rho}}, \quad (6)$$

где $M_A = V/V_A$ — альвеновское число Маха, отношение скорости элемента плазмы к альвеновской.

СТАЦИОНАРНОЕ СОСТОЯНИЕ ФАКЕЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Будем полагать, что магнитное поле факельного узла не скручено: имеются только две компоненты, каждая из которых зависит от всех трех пространственных переменных в цилиндрической системе координат (r, φ, z) :

$$\mathbf{B} = \{B_r(r, \varphi, z)\mathbf{e}_r, 0 \cdot \mathbf{e}_\varphi, B_z(r, \varphi, z)\mathbf{e}_z\}. \quad (7)$$

Ось z направим вертикально вверх, и тогда сила тяжести примет вид $\rho \mathbf{g} = -\rho g \mathbf{e}_z$. Для магнитного поля вида (7), с $B_\varphi = 0$, азимутальная составляющая уравнения (4) имеет очень простую форму:

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) = 0. \quad (8)$$

Отсюда после интегрирования по углу сразу следует:

$$P(r, \varphi, z) + \frac{B^2(r, \varphi, z)}{8\pi} = \Pi(r, z). \quad (9)$$

Очевидно, $\Pi(r, z)$ имеет смысл полного (газовое + магнитное) давления, не зависящего от угла поворота, но сохраняющего зависимость от r и z . Вдалеке от узла:

$$\Pi(\infty, z) = \frac{B_{ex}^2(z)}{8\pi} + P_{ex}(z), \quad (10)$$

где B_{ex} — напряженность внешнего по отношению к данной конфигурации магнитного поля, $P_{ex}(z)$ — газовое давление внешней среды, которая в среднем находится (несмотря на наличие макроскопической турбулентности) в состоянии, близком к гидростатическому равновесию:

$$\frac{\partial P_{ex}(z)}{\partial z} = -g\rho_{ex}(z). \quad (11)$$

Если добавить к $P_{ex}(z)$ малый динамический член $0.5\rho_{ex}(z)V_{super}^2$, то мы получим из (11) уравнение для $P_{ex}(z)$ и $\rho_{ex}(z)$, которое можно решить методом итераций, слегка тем самым скорректировав гидростатическую модель внешней среды. Расчеты показывают, однако, что возникающие таким образом поправки к распределению давления и плотности примерно на два порядка меньше исходных фотосферных величин.

Запишем далее две другие составляющие уравнения (4), подставив предварительно выражение (9) в его правую часть:

$$\begin{aligned} & \frac{(1 - M_A^2)}{4\pi} \left(B_z \frac{\partial B_z}{\partial z} + B_r \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) + \\ & + \frac{B_z}{4\pi} \left(B_z \frac{\partial(1 - M_A^2)}{\partial z} + B_r \frac{\partial(1 - M_A^2)}{\partial r} \right) = \\ & = g\rho(r, \varphi, z) + \frac{\partial \Pi(r, z)}{\partial z}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & \frac{(1 - M_A^2)}{4\pi} \left(B_z \frac{\partial B_r}{\partial z} + B_r \frac{\partial B_r}{\partial r} \right) + \\ & + \frac{B_r}{4\pi} \left(B_z \frac{\partial(1 - M_A^2)}{\partial z} + B_r \frac{\partial(1 - M_A^2)}{\partial r} \right) = \frac{\partial \Pi(r, z)}{\partial r}. \end{aligned} \quad (13)$$

Компоненты магнитного поля определим через функцию магнитного потока. Из условия соленидальности (3), которое в данной геометрии имеет вид

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r B_r = 0, \quad (14)$$

следует, что продольное и радиальное поля можно выразить через функцию потока $A(r, z) = \int_0^r b_z r dr$ и некоторую произвольную безразмерную функцию того же магнитного потока и угловой координаты $F(A, \varphi)$:

$$B_z(r, \varphi, z) \equiv B_0 F(A, \varphi) b_z(r, z); \quad (15)$$

$$b_z(r, z) = \frac{1}{r} \frac{\partial A(r, z)}{\partial r};$$

$$B_r(r, \varphi, z) \equiv B_0 F(A, \varphi) b_r(r, z);$$

$$b_r(r, z) = -\frac{1}{r} \frac{\partial A(r, z)}{\partial z}.$$

B_0 — единица измерения напряженности магнитного поля. Магнитное поле (15) удовлетворяет условию (3) при любой дифференцируемой функции $F(A, \varphi)$. Здесь важно подчеркнуть, что зависимость функции F от угла можно выбирать произвольно, например, в таком простом варианте:

$$F^2(A, \varphi) = 1 + f(A, \varphi) = \quad (16)$$

$$= 1 + aA^s(1 - \sin(m\varphi))^2,$$

где $f(A, \varphi)$ — осциллирующий положительный член, a, m, s — некоторые положительные численные коэффициенты. При достаточно большом m , благодаря сочетанию в выражении (16) радиальной и угловой переменности магнитного поля, можно описывать тонкую дискретную структуру внутри факельного узла (рис. 1). Когда угловой зависимости нет, $F = 1$.

Подставим выражения (15) в формулы (12) и (13):

$$(1 - M_A^2)F^2(A, \varphi) \frac{B_0^2}{4\pi} \left[\left(b_z \frac{\partial b_r}{\partial z} + b_r \frac{\partial b_z}{\partial r} \right) + \right. \quad (17)$$

$$\left. + \left(b_r b_z \frac{\partial \ln(1 - M_A^2)}{\partial z} + b_r^2 \frac{\partial \ln(1 - M_A^2)}{\partial r} \right) \right] =$$

$$= \frac{\partial \Pi(r, z)}{\partial r}.$$

$$(1 - M_A^2)F^2(A, \varphi) \frac{B_0^2}{4\pi} \left[\left(b_z \frac{\partial b_z}{\partial z} + b_r \frac{\partial b_z}{\partial r} \right) + \right. \quad (18)$$

$$\left. + \left(b_z^2 \frac{\partial \ln(1 - M_A^2)}{\partial z} + b_z b_r \frac{\partial \ln(1 - M_A^2)}{\partial r} \right) \right] =$$

$$= g\rho(r, \varphi, z) + \frac{\partial \Pi(r, z)}{\partial z}.$$

Правая часть выражения (17) не содержит зависимости от угла. Следовательно, необходимо, чтобы

$$[1 - M_A^2(r, \varphi)] F^2(A, \varphi) = C(A), \quad (19)$$

где $C(A)$ — некоторая положительная функция магнитного потока, не зависящая от угла. В этом случае, как нетрудно убедиться, малые логарифмические члены во вторых круглых скобках в левых частях уравнений (17) и (18) тождественно обращаются в ноль. Учитывая, что функция F

выбирается достаточно произвольно, можно для упрощения модели положить $C = 1$ и тогда

$$M_A^2 = 1 - \frac{1}{F^2} = \frac{f}{1 + f} > 0. \quad (20)$$

Как видим, функция f не может принимать отрицательных значений. В предельном случае, когда $f = 0$, имеем $M_A^2 = 0$. В другом пределе, когда $f \gg 1$, получаем $M_A^2 \rightarrow 1$. Таким образом, уравнения (17), (18) принимают вид

$$\frac{B_0^2}{4\pi} \left(b_z \frac{\partial b_r}{\partial z} + b_r \frac{\partial b_r}{\partial r} \right) = \frac{\partial \Pi(r, z)}{\partial r}, \quad (21)$$

$$\frac{B_0^2}{4\pi} \left(b_z \frac{\partial b_z}{\partial z} + b_r \frac{\partial b_z}{\partial r} \right) - \frac{\partial \Pi(r, z)}{\partial z} = \quad (22)$$

$$= g\rho(r, \varphi, z).$$

Левая часть уравнения (22) от угла не зависит, следовательно, эта зависимость исчезает и для распределения плотности плазмы, которое в данной конфигурации оказывается осесимметричным: $\rho = \rho(r, z)$.

Выражение (21) проинтегрируем по r от некоторой бесконечно удаленной до точки, взятой внутри конфигурации:

$$\Pi(r, z) = \frac{B_0^2}{8\pi} \left[b_r^2 + 2 \int_{\infty}^r b_z \frac{\partial b_r}{\partial z} dr \right] + \quad (23)$$

$$+ P_{ex}(z) + \frac{B_{ex}^2}{8\pi}.$$

Подставив полученное для $\Pi(r, z)$ выражение в уравнение (22), получаем

$$\rho(r, z) = \rho_{ex}(z) + \frac{k B_0^2}{g 8\pi} \left[2b_r \frac{\partial b_z}{\partial r} + \right. \quad (24)$$

$$\left. + \frac{\partial}{\partial z} \left(b_z^2 - b_r^2 - 2 \int_{\infty}^r b_z \frac{\partial b_r}{\partial z} dr \right) \right] - \frac{1}{8\pi} \frac{\partial B_{ex}^2}{g \partial z},$$

где k — обратный масштаб длины. Мы в данном случае, учитывая масштаб приведенного на рис. 2 изображения высокого разрешения, будем для численных расчетов брать его равным $k = (250km)^{-1} = 4(Mm)^{-1}$.

Баланс давлений следует из выражений (9) и (23):

$$P(r, z, \varphi) = \Pi(r, z) - \frac{B^2(r, z, \varphi)}{8\pi} = \quad (25)$$

$$= P_{ex}(z) + \frac{B_{ex}^2}{8\pi} + P_m(r, z, \varphi),$$

где

$$P_m(r, z, \varphi) = \frac{B_0^2}{8\pi} \left[b_r^2 + 2 \int_{\infty}^r b_z \frac{\partial b_r}{\partial z} dr \right] - \frac{B^2(r, z, \varphi)}{8\pi}$$

представляет вызванное наличием магнитного поля отклонение газового давления в системе от соответствующего гидростатического распределения, задаваемого моделью солнечной атмосферы (Аврет, Лозер, 2008). Отметим, что давление газа в факеле зависит от угла только благодаря наличию в формуле (25) члена $B^2(r, z, \varphi)$.

Соответствующее выражение для плотности газа примет вид

$$\rho(r, z) = \rho_{ex}(z) - \frac{\partial}{\partial z} \frac{B_{ex}^2}{8\pi} + \rho_m(r, z), \quad (26)$$

где

$$\rho_m(r, z) = \frac{B_0^2}{8\pi} \frac{G}{g} \left[\frac{2b_r \partial b_z}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial z} \left(b_r^2 - b_z^2 + 2 \int_{\infty}^r b_z \frac{\partial b_r}{\partial z} dr \right) \right]$$

— отклонение плотности от гидростатического распределения $\rho_{ex}(z)$, вызванное наличием магнитного поля в факеле. Распределение плотности (26) от угла φ не зависит.

В полученных формулах присутствует такой плохо определяемый параметр, как квадрат внешнего магнитного поля B_{ex}^2 , а также производная от него по вертикали. Здесь следует различать два случая: когда мы наблюдаем факельную структуру вдалеке от пятен, вне активной области, то внешнее магнитное поле есть просто общее поле Солнца, не превышающее нескольких гаусс (Тайтл, Шриджвер, 1998) и изменяющееся с высотой на масштабах в сотни тысяч километров. В том случае, когда наблюдается факельный узел в активной области, недалеко от солнечного пятна, внешнее поле может достигать величины в 50–300 Гс и, возможно, более. Но даже в этом случае для расчета температурного профиля на уровне фотосферы, в которой газовое давление составляет несколько единиц на 10^5 dyne/cm², а характерный масштаб высоты составляет всего 200–300 км, члены с B_{ex}^2 дают ничтожно малую поправку. Значение этих членов оказывается, однако, заметным при расчете температуры факелов в верхней хромосфере, где их магнитное поле значительно слабее фотосферных величин, но в данной работе мы этой задачей заниматься не будем, ограничившись лишь фотосферным уровнем, для которого на сегодня имеются эталонные изображения высокого разрешения типа того, что приведен на рис. 2.

Выражения (25) и (26) позволяют по заданным функциям $B_0 b_z(r, z)$, $B_0 b_r(r, z)$ рассчитать газовое давление и плотность газа в факельном узле, а

затем по уравнению состояния идеального газа (формула (4)) — его температурный профиль. Стационарные течения, описываемые альвеновским числом Маха M_A^2 , вносят вклад в баланс давлений через фактор C (см. выражение 20), который мы в данном случае положили равным 1, и через функцию $f(A, \varphi)$, входящую в слагаемое $(8\pi)^{-1} B^2(r, z, \varphi)$.

МАГНИТНАЯ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРЫ ФАКЕЛЬНОГО УЗЛА

Магнитная структура

Выбор конкретной магнитной структуры объекта в нашей постановке задачи имеет решающее значение, поскольку именно этим определяется температурный профиль объекта, который мы только и можем сопоставить с наблюдательными данными. К сожалению, о пространственной структуре магнитного поля факелов мы на сегодня почти ничего не знаем. Нам известны из наблюдений только оценки величины среднего по сечению поля и тот факт, что уровень центрального потемнения (микропоры) тем ниже, чем выше напряженность этого поля (Райхокайнен и др., 2019). Вторая особенность магнитного поля факела, положенная в основу данной работы, состоит в том, что это должно быть уединенная структура, т.е. поле должно быстро и монотонно убывать с расстоянием от центра.

Учитывая сказанное, выберем магнитную структуру факельного узла в виде

$$A = \frac{r^2}{2k^2(r^2 + z + 1)} - b_0 \frac{r^2}{2k^2}. \quad (27)$$

Здесь координаты r , z считаем безразмерными, нормированными на 250 км. Коэффициент k^2 введен для сохранения размерности: при дифференцировании (27), согласно (15), получаются компоненты магнитного поля. Константа b_0 — положительная величина меньше единицы, ограничивающая радиальное распространение продольного поля. Магнитный поток A меняет знак на расстоянии от центра $r_0 = \sqrt{\frac{1}{b_0}} - 1$. Для $b_0 = 0.1$, $r_0 = 3$, а для $b_0 = 0.2$, $r_0 = 2$, чем больше параметр b_0 , тем резче ограничена конфигурация в поперечном направлении. При магнитном потоке (27) компоненты магнитного поля имеют вид

$$\left. \begin{aligned} B_z &= B_0 F(A, \varphi) b_z = \\ &= B_0 F(A, \varphi) \left(\frac{z + 1}{(r^2 + z + 1)^2} - b_0 \right), \\ B_r &= B_0 F(A, \varphi) b_r = \\ &= B_0 F(A, \varphi) \left(\frac{r}{2(r^2 + z + 1)^2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

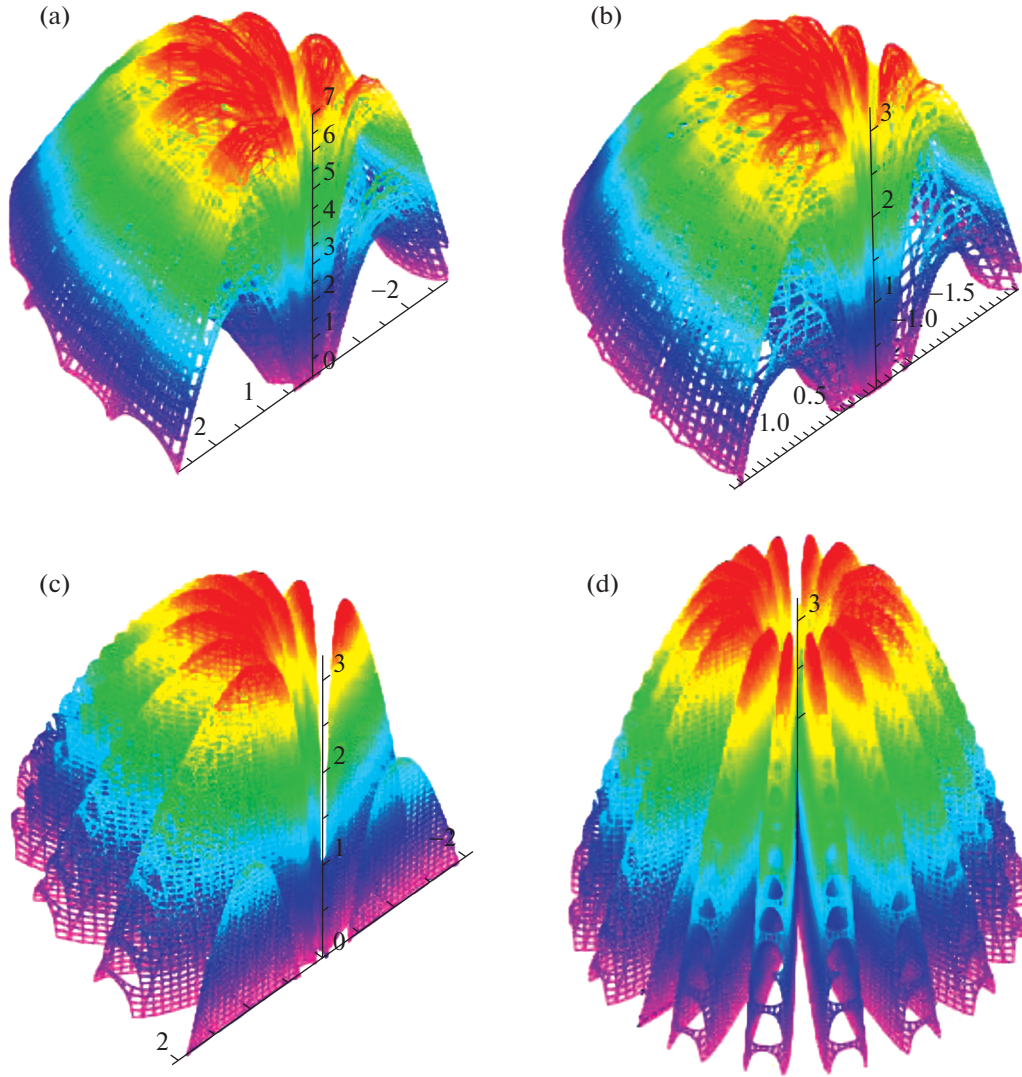


Рис. 3. а — Заданы поверхности уровней функции $1 + (1 - \sin(12\varphi))^2 \times \left(\frac{r^2}{2(r^2 + z + 1)} - 0.1 \frac{r^2}{2} \right)$. Поперечный размер магнитной структуры $6 \times 250 \text{ км} = 1500 \text{ км}$. б — Показаны поверхности уровней функции $1 + (1 - \sin(17\varphi))^2 \times 0.5 \times \left(\frac{r^2}{2(r^2 + z + 1)} - 0.2 \frac{r^2}{2} \right)$. Поперечный размер магнитной структуры $4 \times 250 \text{ км} = 1000 \text{ км} = 1 \text{ Мм}$. в — Показаны поверхности уровней функции $1 + (1 - \sin(17\varphi))^2 \times 1 \times \left(\frac{r^2}{2(r^2 + z + 1)} - 0.2 \frac{r^2}{2} \right)^{1/2}$. Поперечный размер магнитной структуры $4 \times 250 \text{ км} = 1 \text{ Мм}$. г — Изображение того же объекта, но с полной круговой разверткой. Размытость боковых границ обусловлена трудностью извлечения квадратного корня у границ, где значения функции переходят через ноль.

Уровень $z = 0$ принимаем за уровень фотосферы и рассматриваем только область $z \geq 0$. В центре конфигурации при $z = 0$, $r = 0$, $F = 1$ имеем: $B_z = B_0(1 - b_0)$ — напряженность магнитного поля в основании факельного узла. Заметим, что напряженность магнитного поля факела падает с радиальным расстоянием очень быстро, как $1/r^4$. Эта магнитная конфигурация погружена в спокойную гидростатическую солнечную атмосферу, задаваемую моделью Аврет, Лозер (2008), в которой осно-

вание фотосферы лежит на уровне с параметрами: $T(0) = 6583 \text{ К}$, $P(0) = 1.228 \times 10^5 \text{ дин/см}^2$, $\rho(0) = 2.87 \times 10^{-7} \text{ г/см}^3$.

Уровень с температурой 5800 К, которую обычно считают фотосферной, находится в этой модели на 50 км выше.

Подставим выражения для b_z и b_r из (28) в общие формулы (25), (26):

$$P(r, z, \varphi) = P_{ex}(z) - \quad (29)$$

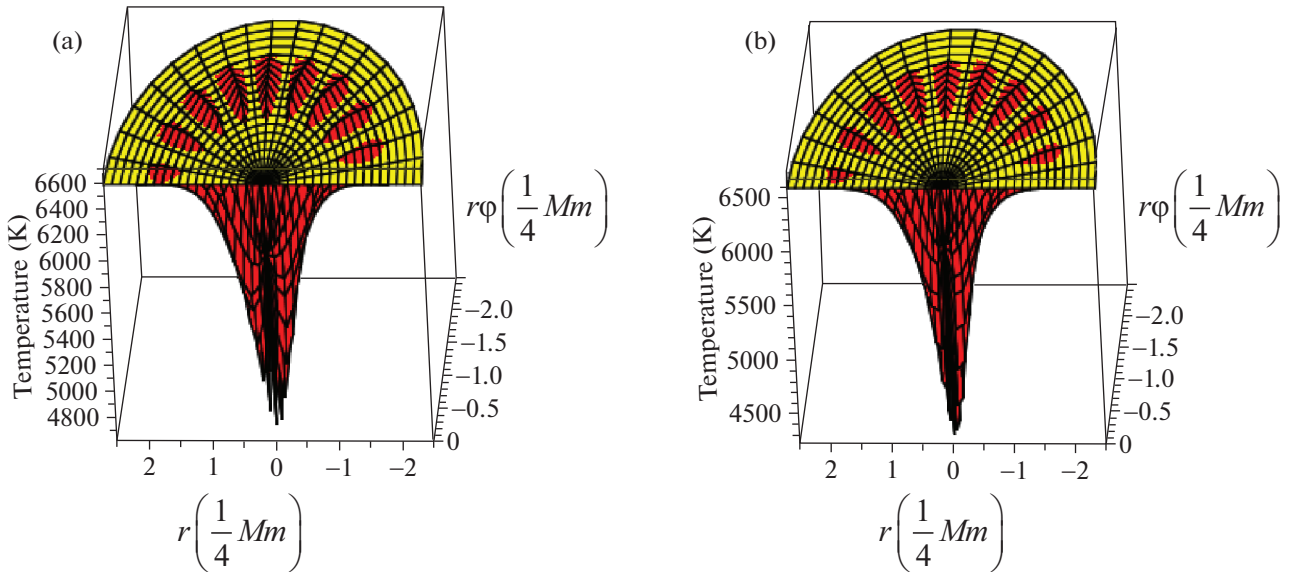


Рис. 4. а — Температурный профиль для факельного узла на уровне фотосферы $B_0 = 1000$ Гс, при параметрах функции f : $a = 1$, $s = 1/2$, $m = 18$. б — Здесь температурный профиль рассчитан при: $a = 1$, $s = 1/4$, $m = 18$. С уменьшением параметра s уменьшаются радиус и температура центрального потемнения.

$$\begin{aligned}
 & - \frac{B_0^2}{8\pi} \left[\frac{(z+1)^2 - 0.25(z+1)}{(r^2 + z + 1)^4} - \right. \\
 & \left. - b_0 \frac{2(z+1) - 0.5}{(r^2 + z + 1)^2} + (b_z^2 + b_r^2) f(A, \varphi) \right], \\
 & \rho(r, z) = \rho_{ex}(z) - \\
 & - \frac{B_0^2 k}{8\pi g} \left[\frac{r^2(4z+3) + 4z^2 + 7z + 3}{(r^2 + z + 1)^5} + \right. \\
 & \left. + \frac{2z+1}{(r^2 + z + 1)^4} - \frac{b_0(4z+5)}{(r^2 + z + 1)^3} + \frac{2b_0}{(r^2 + z + 1)^2} \right].
 \end{aligned} \quad (30)$$

Графическое представление магнитной структуры уединенного факельного узла и численные расчеты его температурных профилей мы будем проводить для уровня фотосферы ($z = 0$) при $k = 4/(Mm)$ и $B_0 = 1000, 500, 250$ Г.

Для угловой функции $f(A, \varphi)$ примем форму, приведенную в (16), значения численных коэффициентов в ней будем варьировать.

На рис. 3 представлена пространственная магнитная структура факельного узла для двух значений параметра b_0 , ограничивающего поле по радиусу: для $b_0 = 0.1$ (рис. 3а) и $b_0 = 0.2$ (рис. 3б). На рисунках отчетливо выражены “фонтанная” структура магнитного поля и его тонкая азимутальная вариация. В первом случае азимутальный множитель взят $m = 12$, во втором — 17. Параметр s в формуле (16) принят равным 1. По сравнению

с моделью I (рис. 1а) магнитное поле здесь более компактно, сильнее сконцентрировано к оси. Если принять $s = 0.5$, структура поля изменится, концентрация его к оси усилится, и азимутальные вариации будут сильнее выражены (рис. 3с и 3д). В случае $s = 0.25$ изображение мало изменится по сравнению со случаем $s = 0.5$, только еще больше усилится концентрация продольного поля к оси, что отчетливо отразится на температурных профилях, представленных ниже на рис. 4а и 4б: при $s = 0.25$ увеличение концентрации продольного поля к оси ведет к уменьшению радиуса центрального потемнения (микropоры) и более низкой температуре в ее центре.

Температурные профили

Исходя из этих соображений, при расчете температурных профилей узла мы будем использовать численные значения параметра $s = 0.5$ и 0.25 , чтобы обеспечить наиболее четкое проявление центральной части факела — темной микropоры. Температурные профили факела рассчитываются по формулам (29), (30) и (4), а параметры функции f , входящей в формулу для давления (29) и задаваемой формулой (16), приводятся в подписях к рисункам.

Зависимость потемнения поры от магнитного поля

В работе (Райхокайнен и др., 2019) показано, по данным SDO, что интенсивность центрального потемнения факела (микropоры) линейно падает с

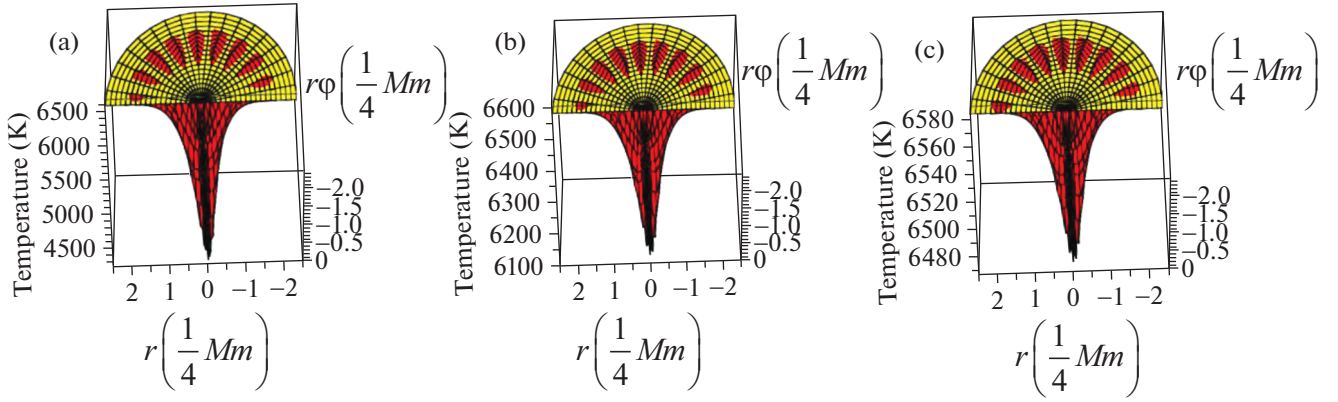


Рис. 5. а — Температурный профиль при $B_0 = 1000G$ и f с параметрами: $a = 1$, $s = 1/2$, $m = 18$. В центре T опускается до 4500 К. б — Температурный профиль при $B_0 = 500G$ и f с параметрами: $a = 1$, $s = 1/2$, $m = 18$. В центре T опускается до 6150 К. с — Температурный профиль при $B_0 = 250G$ и f с параметрами: $a = 1$, $s = 1/2$, $m = 18$. В центре T ниже фотосферной только на 100 К.

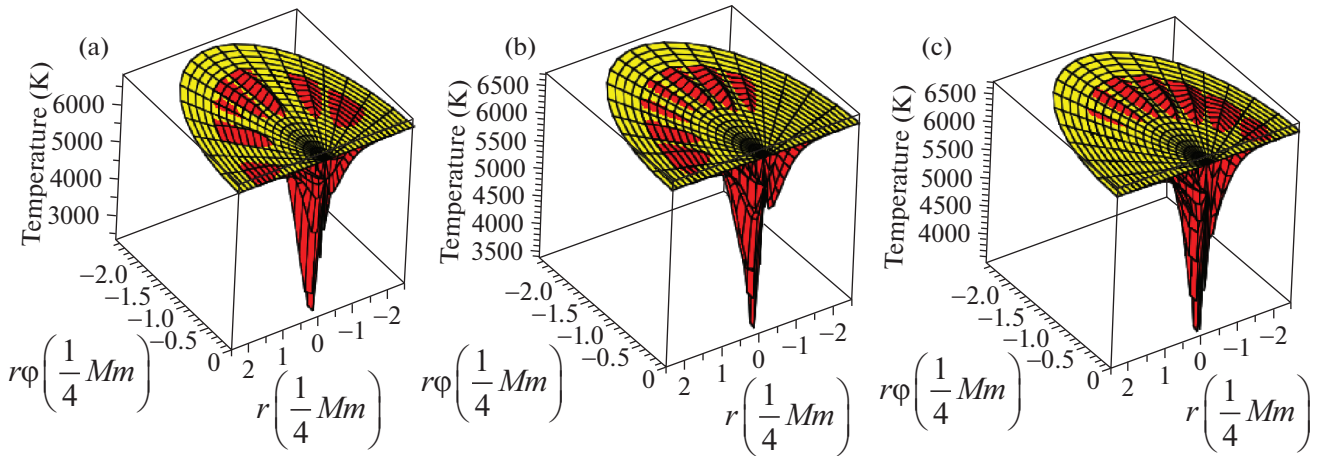


Рис. 6. а — T -профиль для факела с $B_0 = 1kG$ и f вида $1 \times A^{1/4} (1 + \sin(18\varphi) + \sin(12\varphi))^2$. б — T -профиль для факела с $B_0 = 1kG$ и f вида $1 \times A^{1/4} \left(1 + \sin(18\varphi) + \frac{1}{2} \sin(4\varphi)\right)^2$. с — T -профиль для факела с $B_0 = 1kG$ и f вида $1 \times A^{1/4} \left(1 + \sin(18\varphi) + \frac{1}{2} \sin(2\varphi)\right)^2$.

ростом магнитного поля. Этот эффект имеет место как для Модели I, так и для нашей модели. Мы продемонстрируем его здесь для температурных профилей с магнитным полем в основании факела: $B_0 = 1000, 500, 250G$ (рис. 5а,б,с). При сохранении общей геометрии картины факела шкала его температур резко сокращается с уменьшением напряженности магнитного поля: при поле в основании 1000 Гс имеется разница температур между верхней и нижней частью факела около 2000 К, а при поле 250 Гс (близком к полю равнораспределения) перепад температур от самой горячей до самой

холодной точки в центре составляет всего около 100 К!

Асимметричные паттерны светлых волокон

Изучение снимков высокого разрешения типа того, что приведен на рис. 2, показывает, что распределение светлых волоконцев около темной центральной части обычно очень несимметрично, правильные кольцевые или полукольцевые структуры (Литс и др., 2004) встречаются крайне редко. Этот эффект мы можем легко промоделировать

выбором угловой зависимости в функции f , который является в нашей модели совершенно произвольным. Выше, в формуле (16), мы выбирали для наглядности самое простое выражение с одним синусом азимутального угла, но если даже взять для функции f только два синусоидальных члена, например, в таком виде:

$$f(A, \varphi) = aA^s(1 + d_1 \sin(m_1 \varphi) + d_2 \sin(m_2 \varphi))^2, \quad (31)$$

то мы имеем возможность, варьируя здесь свободные параметры, получать огромное количество разнообразных комбинаций в распределении светлых волоконцев по азимуту (как это имело место при моделировании полутени солнечного пятна в работе Соловьева, Киричека, 2016).

Рисунки 6а, 6б и 6с это наглядно демонстрируют на трех примерах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Факельные магнитные узлы являются, как правило, достаточно изолированными, отделенными друг от друга структурами. Соответственно, для их теоретического описания следует использовать функции, резко ограниченные в радиальном направлении.

2. Одна из таких моделей представлена в настоящей работе. Построенные на ее основе распределения магнитных и температурных параметров хорошо соответствуют современным наблюдательным данным высокого разрешения.

3. Важнейшим свойством Модели I и настоящей модели является возможность описания характерной для факельных образований очень тонкой филаментарной структуры как магнитных, так и температурных профилей.

Автор признателен руководству Big Bear Solar Observatory за предоставленную возможность воспользоваться снимками высокого разрешения, размещенными на сайте обсерватории www.bbso.njit.edu/~vayur/NST_catalog/2017/06/19/images/bbso_tio_pcosr_20170619_170005.png

Автор благодарит Российский фонд фундаментальных исследований за поддержку работы (грант № 18-02-00168). Автор также благодарит за поддержку Министерство Науки и Высшего образования РФ в рамках гранта 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андич (A. Anđić), Sol. Phys. **282** (2), 443 (2013); <https://doi.org/10.1007/s11207-012-0137-z>
2. Аврет, Лозер (E.H. Avrett, R. Loeser), Astrophys. J. Suppl. Ser. **175**, 229 (2008).
3. Бепрег и др. (T.E. Berger, L. Rouppe van der Voort, and M. Lofdahl), Astrophys. J. **661**(2), 1272 (2007). <https://doi.org/10.1086/517502>
4. Де Понтье и др. (B. De Pontieu, M. Carlsson, R. Stein, et al.), Astrophys. J. **646**, 1405 (2006), <https://doi.org/10.1086/505074>
5. Келлер и др. (C.U. Keller, M. Schussler, A. Vogler, and V. Zakharov), Astrophys. J. **607**(1), L59 (2004). <https://doi.org/10.1086/421553>
6. Литс и др. (B.W. Lites, G.B. Scharmer, T.E. Berger, and A.M. Title), Solar Phys. **221**, 65 (2004), <https://doi.org/10.1023/B:SOLA.0000033355.24845.5a>
7. Пикельнер С.Б., *Основы космической электродинамики* (М.: Наука, 1966), с. 68.
8. Райхокайнен и др. (A. Riehoakainen, P.V. Strekalova, A.A. Solov'ev, V.V. Smirnova, I. Zhivanovich, A. Moskaleva, and N. Varun), Astron. Astrophys. **627**, id.A10, 7 (2019), <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935629>
9. Соловьев, Киричек (A.A. Solov'ev and E.A. Kirichek), Solar Phys. **291**, 1647 (2016), <https://doi.org/10.1007/s11207-016-0922-1>
10. Соловьев, Киричек (A.A. Solov'ev and E.A. Kirichek), MNRAS **482**, 5290 (2019), <https://doi.org/10.1093/mnras/sty3050>
11. Соловьев и др. (A.A. Solov'ev, L.D. Parfinenko, V.I. Efremov, E.A. Kirichek, and O.A. Korolkova), Astrophys. Space Science **364**, 222 (2019), <https://doi.org/10.1007/s10509-019-3710-1>

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В МИНИМУМЕ АКТИВНОСТИ МЕЖДУ 24 И 25 СОЛНЕЧНЫМИ ЦИКЛАМИ

© 2020 г. А. В. Борисенко¹, С. А. Богачёв^{1*}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 09.20.2020 г.

После доработки 27.10.2020 г.; принята к публикации 27.10.2020 г.

Использованы данные SDO/AIA 193 Å и ACE/SWEPAM за 2019 г., чтобы сравнить влияние полярных и экваториальных корональных дыр (КД) на характеристики солнечного ветра (СВ) в условиях низкой солнечной активности. Как и следовало ожидать, большинство геомагнитных бурь в этот период были вызваны высокоскоростными потоками солнечного ветра (>500 – 600 км/с), происходящими из экваториальных корональных дыр (ЭКД). Вместе с тем показано, что в глубоком минимуме солнечной активности заметное влияние на характеристики СВ на орбите Земли могут оказывать полярные КД. Для интегральной площади полярных КД и скорости СВ в исследованный период обнаружена корреляция с коэффициентом 0.6. Особенно существенное влияние на скорость СВ оказывала южная полярная КД, для которой весной 2019 г. (в период максимального наклона к Земле южного полюса Солнца) найдена корреляция со скоростью СВ с коэффициентом 0.82. Северная полярная КД почти не влияла на скорость СВ. Осенью 2019 г., в период наклона к Земле северного полюса Солнца, обнаружена антикорреляция площади полярных КД со скоростью СВ на земной орбите. Обсуждается возможный механизм влияния полярных КД на характеристики СВ, а также предлагаем интерпретацию полученных результатов.

Ключевые слова: корональные дыры, солнечный ветер, солнечный минимум, геомагнитные бури.

DOI: 10.31857/S0320010820110017

ВВЕДЕНИЕ

Корональные дыры (КД) — это протяженные темные области в солнечной атмосфере, которые характеризуются дефицитом излучения в крайнем ультрафиолетовом, рентгеновском и микроволновом диапазонах. Относительно невозмущенной короны, КД имеют пониженные температуру и плотность плазмы. Магнитное поле в КД состоит преимущественно из незамкнутых линий, расширяющихся в межпланетное пространство. Впервые корональные дыры были описаны 50-е годы XX в. известным швейцарским астрономом Максом Вальдмайером (Вальдмайер, 1956; Вальдмайер, 1957), который обнаружил на полученных с помощью коронографа изображениях солнечной короны в зеленой оптической линии 5303 Å области пониженной яркости большой площади. Существенный прогресс в исследованиях КД связан с началом космической эры, когда стали возможными внеатмосферные наблюдения Солнца в рентгеновском и

ультрафиолетовом диапазонах длин волн. В частности, в 70-е годы XX в. большой объем новых данных по КД был получен в рамках научной программы орбитальной обсерватории SkyLab, а также с поверхности Земли в инфракрасной линии HeI 10830 Å в обсерватории Китт-Пик, США (см., например, Зиркер, 1977).

Уже в то время было установлено влияние корональных дыр (КД) на характеристики солнечного ветра (СВ) — потока ионизованных частиц, распространяющегося радиально от Солнца в межпланетное пространство. Солнечный ветер условно подразделяется на высокоскоростной, приблизительно от 400 км/с и выше, и низкоскоростной, от 250 км/с до 400 км/с, (подробнее см., например, Швенн, 1990). Первые сведения о влиянии КД на характеристики солнечного ветра были получены в рамках программы Skylab, когда было замечено, что появление *экваториальных* КД коррелирует с регистрацией высокоскоростного солнечного ветра (например, Крэйгер, Тимоти и Розлф, 1973). Влияния *полярных* КД на характеристики солнечного

* Электронный адрес: bogachev@lebedev.ru

ветра при этом отмечено не было. Однако несколько позже в период минимума солнечной активности в конце 20-го цикла, Вагнер (1976) обнаружил влияние южной *полярной* КД на структуру межпланетного магнитного поля на земной орбите. В этой работе использовались спектрогелиограммы в линии Fe XV 284 Å, зарегистрированные орбитальной обсерваторией OSO-7.

Первые достоверные данные о формировании высокоскоростного СВ не только в *экваториальных*, но и в *полярных* КД были получены в ходе работы космического аппарата (КА) Ulysses, проводившего измерения вне плоскости эклиптики. В период солнечного минимума в 1994 г. приборами Ulysses при прохождении КА над южным полюсом Солнца была обнаружена устойчиво высокая скорость СВ ~ 780 км/с в течение 100 дней (Ко и др., 1997). Аналогичные результаты были получены в 1995 г. при прохождении КА в течение трех месяцев над северным полюсом Солнца (Николь, Чапман, Дэнди, 2008). Наблюдения показали, что скорости СВ вблизи *полярных* КД в этот период достигали ~ 800 км/с, тогда как в плоскости эклиптики, в среднем, не превышали 400 км/с. Кроме того, плотность быстрого СВ от *полярных* КД сохраняла стабильность в течение длительного времени (см. Филлипс и др., 1994), а плотность медленного СВ от *экваториальных* КД часто менялась в течение времени измерений.

Указанные наблюдения могут быть объяснены в рамках механизма ускорения СВ альвеновскими волнами. Ускорение в этом случае намного эффективнее на солнечных полюсах и других областях с открытыми силовыми линиями магнитного поля и менее эффективно возле солнечного экватора, где закрытые силовые линии образуют стримеры, являющиеся, по-видимому, источниками медленного СВ (Воч и др., 1997; МакКомас и др., 2003) (подробнее об ускорении СВ МГД волнами см., например, также Офман, 2005 и Кранмер, 2009).

С точки зрения конкретных зависимостей, широко известна квазилинейная зависимость между площадью КД и скоростью СВ, что подтверждается работами многих авторов (Броуссард и др., 1978; Степанян и др., 2008; Борисенко, 2019; Накагава и др., 2019, и др.). Площадь *полярных* и *экваториальных* КД зависит от фазы солнечного цикла. В частности, в солнечный минимум на Солнце наиболее выражены *полярные* КД, тогда как площадь *экваториальных* КД часто уменьшается из-за перераспределения магнитного потока (см., например, Ванг, Шелли мл., 1990а; Ванг, Шелли, 2002). Изменения площади КД с солнечным циклом отражаются также в структуре геомагнитных возмущений. В частности, Ричардсон, Кэйн и Кливер

(2002) рассмотрели солнечные источники геомагнитных возмущений за период, охватывающий четыре солнечных цикла (1972–2000 гг.), и показали, что высокоскоростные потоки СВ обеспечивают до 70 процентов вклада в геомагнитные возмущения в минимуме солнечной активности. Возможно, что часть этого роста в минимуме цикла обеспечивают *полярные* КД.

Несмотря на некоторые косвенные признаки о возможности влияния *полярных* КД на высокоскоростной СВ на уровне орбиты Земли, в настоящее время в качестве фактора, влияющего на геомагнитные индексы, рассматриваются почти исключительно *экваториальные* КД. Высокоскоростной СВ из *полярных* КД, как считается, может быть зарегистрирован преимущественно вне плоскости эклиптики высокоширотными космическими аппаратами типа Ulysses. Мы в настоящей работе предполагаем, что некоторое влияние на характеристики СВ от *полярных* КД может быть также зарегистрировано на орбите Земли, хотя для этого и требуются определенные условия. Такими условиями мы считаем минимум солнечной активности и отсутствие низкоширотных КД. Ниже мы представляем и обсуждаем результаты такого исследования.

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Как отмечено выше, нашей целью является поиск свидетельств возможного влияния *полярных* КД на характеристики СВ на орбите Земли. В качестве основного метода для оценки такого влияния мы выбрали корреляционный анализ, основанный на сравнении площади корональных дыр со скоростью солнечного ветра, регистрируемой у Земли.

В качестве периода исследования был выбран интервал времени с 1 января по 25 октября 2019 г. продолжительностью 300 дней, попадающий на минимум солнечной активности между 24-м и 25-м солнечными циклами. Как известно, из-за наклона оси вращения Солнца к плоскости эклиптики, при взгляде с Земли Солнце раз в год максимально наклоняется к наблюдателю северным полюсом и раз в год — южным. В 2019 г. южный полюс Солнца имел максимальный наклон в сторону Земли 7 марта, а северный полюс — 9 сентября. Выбранный нами интервал времени, таким образом, включает оба этих периода, которые мы считали наиболее благоприятными для обнаружения влияния *полярных* КД на СВ на орбите Земли.

Для поиска и измерения площади КД мы использовали изображения с космической обсерватории SDO, полученные прибором AIA в канале 193 Å. На соответствующих кадрах КД выглядят

как темные протяженные области, характеризующиеся дефицитом излучения в линиях Fe XII–XXIV. Выбор канала обусловлен тем, что КД здесь имеют один из наиболее высоких контрастов с окружающей короной. Поле зрения телескопов AIA позволяет наблюдать весь диск Солнца; временное разрешение составляет 12 с. Телескопы имеют пространственное разрешение в 0.6 угл. сек, что соответствует деталям на Солнце размером около 500 км. Для наших целей такие временное и пространственное разрешения являются избыточными. Исходя из обычной, достаточно медленной, скорости изменения площади корональных дыр, мы обрабатывали изображения AIA с шагом одно изображение каждые 2 ч, т.е. всего 12 изображений в сутки. Размеры изображений для ускорения обработки уменьшались в 4 раза от исходного размера 4096×4096 до 1024×1024 пикселя. Мы использовали для анализа данные SDO lev1, которые доступны с помощью сервиса JSOC (Joint Science Operations center) по адресу <http://jsoc.stanford.edu>. Данные SDO lev1, по нашему мнению, наиболее пригодны для научных исследований, поскольку подвергаются минимальной постобработке и в значительной степени свободны от фотометрических искажений, вносимых программными средствами. Процедура нахождения КД и определения их площади изложена в Приложении к статье.

Информация о скорости СВ за указанный период изучалась нами по данным космического аппарата ACE (Advanced Composition Explorer), который был запущен в августе 1997 г. и производит измерения в плоскости эклиптики в точке Лагранжа L1 на расстоянии около 1.5 млн км от орбиты Земли. КА ACE несет на борту девять инструментов, в том числе прибор SWEPAM, предназначенный для измерения физических параметров солнечного ветра, в том числе его скорости. Данные измерений ACE/SWEPAM мы брали с ftp сервера SWPC NOAA <ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/lists/ace/>. Эти данные публикуются с шагом по времени одна минута, т.е. содержат 1440 отсчетов за сутки. Скорость солнечного ветра, как известно, быстро меняется с характерным временем существенно меньше, чем характерное время изменения площади корональных дыр. По этой причине площадь корональных дыр обычно сравнивается не с мгновенной, а с усредненной скоростью ветра. В качестве скорости СВ, соответствующей моменту времени t , мы принимали среднюю скорость за период времени ± 12 ч относительно момента t , т.е.

$$V_{sw}(t) = \frac{1}{n} \sum_{t-12^h}^{t+12^h} V_i, \quad (1)$$

где n — число измерений скорости за этот период (обычно 1440). Так как распространение солнечного ветра от Солнца до орбиты Земли, т.е. на расстоянии 1 а.е., происходит за несколько суток, фактически измеренная скорость СВ на уровне орбиты Земли в момент времени t должна сравниваться с площадью корональных дыр не в текущий момент, а в предшествующий момент t_0 , определяемый по формуле

$$t_0 = t - \frac{1 \text{ а.е.}}{V_{sw}(t)}. \quad (2)$$

Мы, таким образом, пренебрегаем эксцентриситетом земной орбиты и считаем, что отличие фактического расстояния до Земли от 1 а.е. несущественно в рамках общей точности исследования. Характерная разница между t и t_0 за этот период составляла 3–4 сут.

Для того чтобы формализовать, что мы понимаем под экваториальными и полярными корональными дырами, мы провели условную границу между ними по уровню $3/4$ солнечных радиуса, что соответствует гелиоцентрической широте примерно 70° (ниже см. правую панель рис. 3). КД и их фрагменты, расположенные выше этой границы, мы относили к полярным КД, а ниже — к экваториальным КД. При исследовании экваториальных КД мы также пренебрегали корональными дырами и их фрагментами, расположенными около лимба. Предварительное исследование показало, что КД, расположенные за пределами гелиоцентрических долгот 60° , практически не оказывают влияния на скорость СВ на уровне орбиты Земли. По этой причине соответствующая граница была проведена нами на уровне $2/3$ солнечного радиуса, что приблизительно соответствует данному значению долготы.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ

Наши общие представления о возможном механизме влияния *полярных* КД на скорость СВ показаны на рис. 1. Крупномасштабная структура межпланетного магнитного поля образуется открытыми силовыми линиями, которые преимущественно формируются в корональных дырах. Топология магнитного поля внутри самих корональных дыр при этом существенно зависит от расстояния до Солнца. В нижней и средней солнечной короне, где существенную роль играют электрические токи, силовые линии КД, как правило, являются нерадиальными, причем обычно расширяются быстрее, чем это следует из квадратичного закона уменьшения магнитного поля с расстоянием. Когда расстояние от Солнца увеличивается до такой степени, что влиянием корональных токов можно пренебречь, структура магнитного поля упрощается

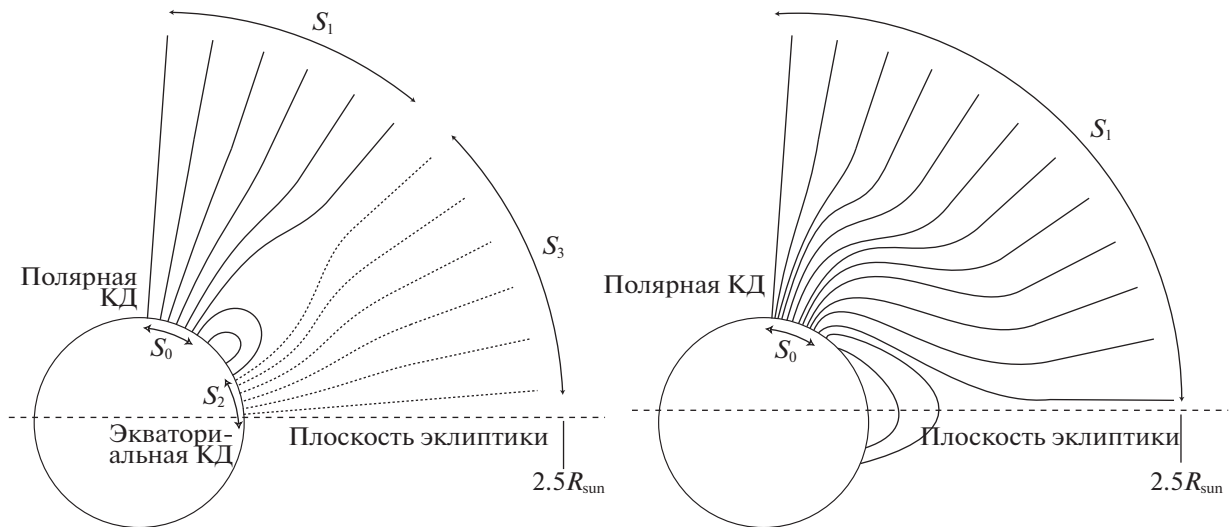


Рис. 1. Принципиальная схема формирования межпланетного магнитного поля силовыми линиями из корональных дыр. Левая панель — совместное действие полярных и экваториальных КД. Правая панель — только полярные КД. Символами S_0 , S_2 , S_1 и S_3 обозначены сечения магнитных потоков в основаниях корональных дыр и на условной границе, начиная с которой магнитное поле является потенциальным. Отношение этих сечений определяет значение f -фактора расширения КД.

до радиальной. Начиная с этой границы, силовые линии магнитного поля расширяются вместе с солнечным ветром, образуя спираль Паркера. Граница, после которой поле считается потенциальным, при расчетах обычно принимается равной 2.5 солнечных радиуса, как, например, в известной модели WSA (Ванг, Шелли, 1990а). Отношение магнитных полей КД на уровне поверхности Солнца (B_{sun} , R_{sun}) и на границе 2.5 радиуса ($B_{2.5}$, $R_{2.5}$) образует так называемый f -фактор (фактор расширения), который определяется по формуле

$$f = \left(\frac{R_{sun}}{R_{2.5}} \right)^2 \frac{B_{sun}}{B_{2.5}}. \quad (3)$$

При квадратичном законе расширения поля в КД значение $f = 1$. В реальных КД, связанных с потоками быстрого солнечного ветра, согласно той же работе Ванг и Шелли (1990а), значение f может достигать 3.5–18, что свидетельствует о существенном отклонении структуры поля в КД от радиального закона.

При наличии вблизи центрального солнечного меридиана экваториальных КД заметной площади открытые силовые линии из этих КД будут давать основной вклад в межпланетное магнитное поле в околоземном пространстве. Влияние экваториальных КД на солнечный ветер вблизи Земли в такой ситуации (она показана на левой панели рис. 1) будет доминировать. Силовые линии из полярных КД будут присутствовать лишь на высоких широтах. Такая картина, в целом, наиболее характерна для крупномасштабной структуры

короны Солнца. Отметим, что при этом должны наблюдаться умеренные (вероятно, в диапазоне 3–10) значения факторов f , которые можно грубо оценить, исходя из сечений магнитных трубок КД на уровне поверхности Солнца (S_0 и S_2 на рис. 1) и на сфере 2.5 радиуса (S_1 и S_3).

Однако топология магнитного поля может существенно измениться в случае, когда экваториальные КД отсутствуют (см. правую панель рис. 1). В этом случае, если иных протяженных областей открытого магнитного поля на обращенной к Земле стороне Солнца нет, межпланетное магнитное поле может оказаться связанным с силовыми линиями из полярных КД не только в области высоких широт, но и вблизи экватора. Особенно выраженной такая связь может быть в периоды, когда полярные области Солнца максимально наклонены к Земле.

Можно оценить значения фактора f для такой ситуации. Предположим, что полярная КД занимает область широт от 70° до 90° и расширяется на уровне 2.5 радиусов до сектора от 0° до 90° . Тогда сечение $S_0 = 2\pi R_{sun}^2 (1 - \sin(70^\circ)) \approx 0.12\pi R_{sun}^2$, а сечение $S_1 = 2\pi R_{2.5}^2$. Отношение сечений из закона сохранения магнитного потока равно отношению магнитных полей: $B_{sun}/B_{2.5} = S_1/S_0$. Отсюда, из формулы (3), $f \approx 16$, что, в соответствии с Ванг и Шелли (1990б), соответствует скоростям солнечного ветра 450–500 км/с. Это находится в хорошем согласии с представленными ниже измерениями.

Исходя из изложенных выше представлений, весь объем данных был разделен нами на две группы. Первая группа — данные, полученные в пери-

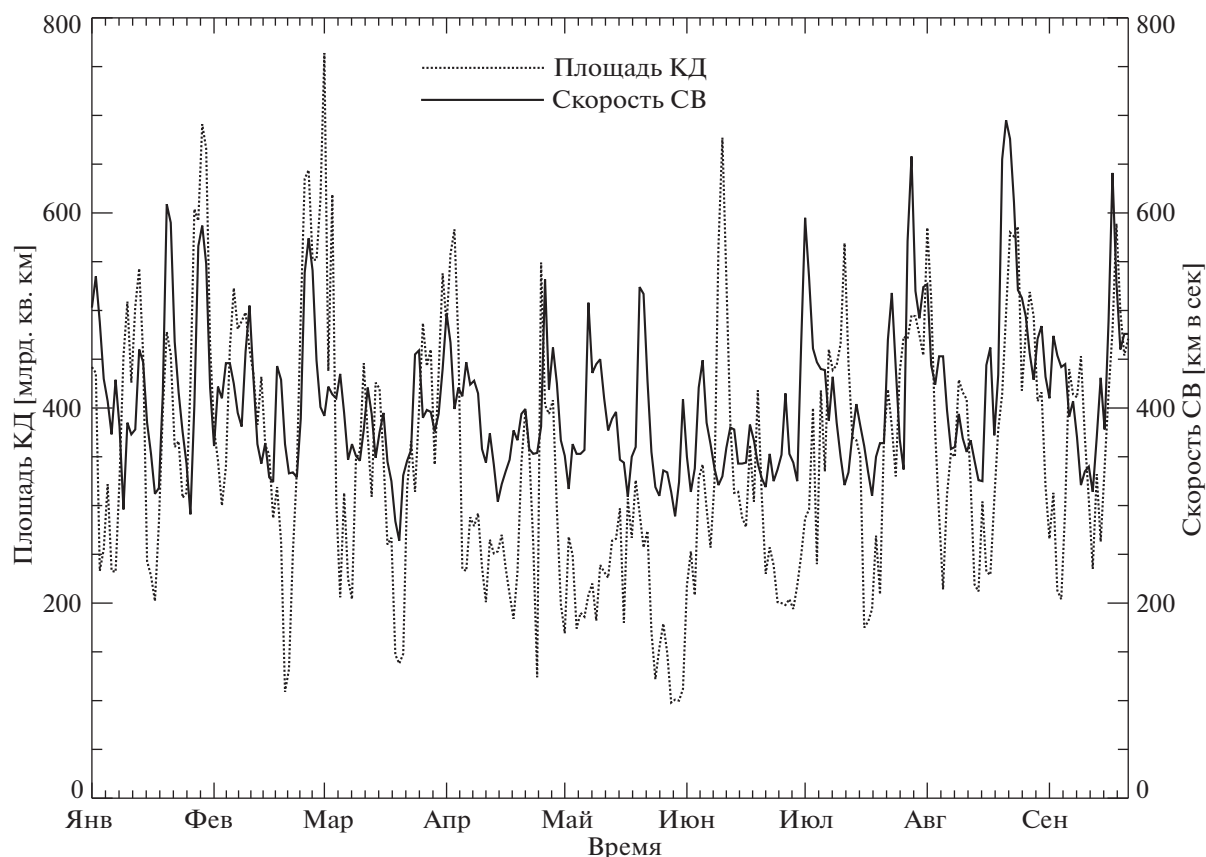


Рис. 2. Изменение скорости СВ и интегральной площади КД в исследованный период наблюдений. Временное разрешение 1 сут.

од, когда на диске Солнца наблюдались совместно полярные и экваториальные КД. Вторая группа — данные за период, когда наблюдались только полярные КД, а экваториальные КД отсутствовали. Третий возможный случай — экваториальные КД без полярных КД — практически не реализовывался. Обе полярные КД присутствовали в период наблюдений на Солнце практически постоянно, что, в целом, характерно для солнечных циклов.

График изменения интегральной площади КД (без разделения на экваториальные и полярные области) и изменения скорости СВ в исследованный период показан на рис. 2. Площадь КД в этот период менялась в диапазоне от 100 до 800 млрд км² со средними значениями 200–400 млрд км². Скорость солнечного ветра большую часть времени находилась в диапазоне 300–500 км/с. Коэффициент корреляции между интегральной площадью КД и скоростью СВ за весь период наблюдений составил 0.5. В целом график изменения площади КД выглядит характерным для такого рода данных. Главной его особенностью являются выраженные 27-дневные вариации, связанные с вращением Солнца. Всего на исследованный период при-

шло 11 кэррингтоновских оборотов с номерами от 2212 до 2222.

Основным фактором, понижающим корреляцию, являются суточные изменения скорости СВ и, отчасти, изменения площади КД. С тем, чтобы повысить корреляцию и, соответственно, повысить точность исследования, мы усреднили данные, представленные на рис. 2 от шага в 1 сут до шага в 1 кэррингтоновский оборот. Соответствующий график показан на верхней панели рис. 3. Коэффициент корреляции при таком усреднении повышается до 0.83. Отметим, что если скорость СВ сравнивать не с интегральной площадью КД, а только с площадью экваториальных КД, то корреляция не растет, а снижается (нижняя панель рис. 3). Это косвенно подтверждает, что часть корреляции обеспечивается вкладом от полярных областей.

Для отдельного исследования полярных КД мы из всего ряда наблюдений выделили только те периоды времени, когда на Солнце наблюдались только полярные КД. В основном, эти периоды пришлось на весну и осень 2019 г. Результаты (графики для этих периодов) приведены на верхней (весна) и нижней (осень) панелях рис. 4. Ось

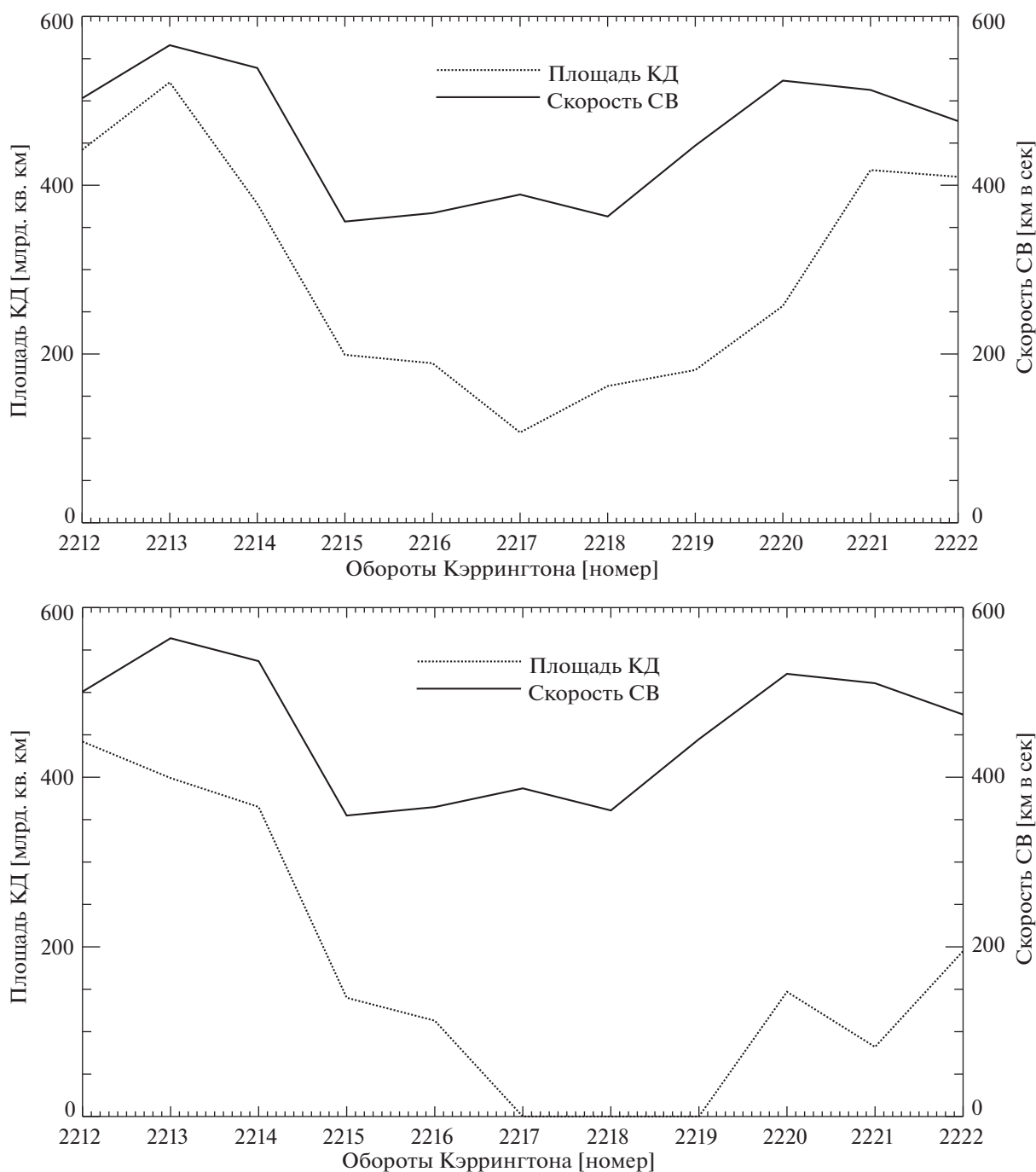


Рис. 3. Изменение скорости СВ площади КД в исследованный период наблюдений с усреднением по кэррингтоновским оборотам. Верхняя панель — интегральная площадь КД. Нижняя панель — площадь экваториальных КД.

времени на графиках не является равномерной, так как выбранные данные (периоды без экваториальных КД), очевидно, распределены по времени неравномерно. Из особенностей графика можно отметить, что весной 2019 г. площадь полярных КД выражено коррелирует со скоростью солнечного ветра (коэффициент корреляции 0.6), а осенью

показывает не менее выраженную антикорреляцию с коэффициентом минус 0.83.

Причины антикорреляция площади в осенний отрезок наблюдений не вполне очевидны и, как минимум, требуют объяснения. Если отбросить возможный случайный характер результата, то можно предположить следующее. Выше уже отмечалось, что скорость солнечного ветра в первую очередь

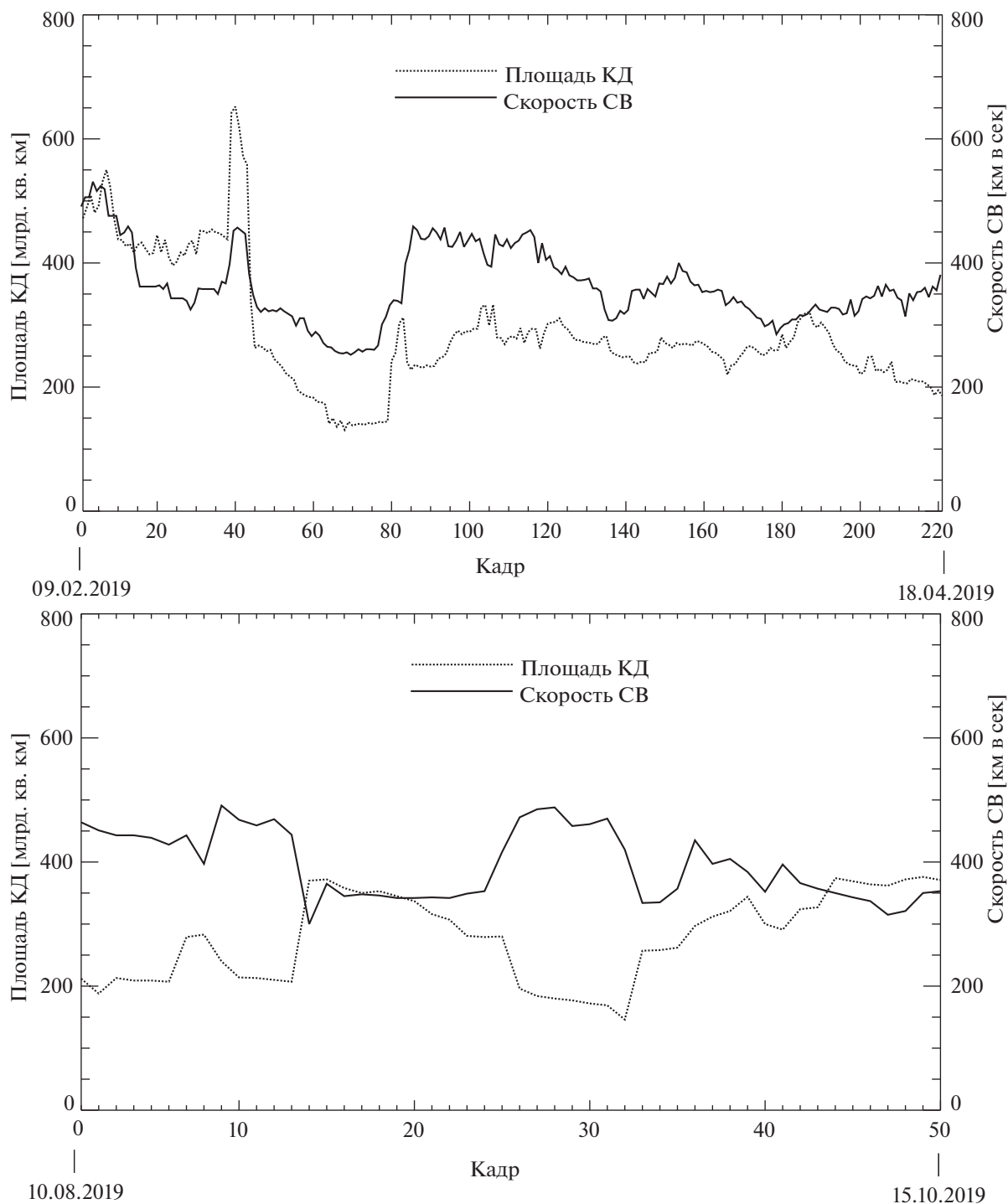


Рис. 4. Изменение скорости СВ и суммарной площади полярных КД весной 2019 г. (верхняя панель) и осенью 2019 г. (нижняя панель).

коррелирует с так называемым фактором расширения f , который определяет закон, по которому меняется крупномасштабное магнитное поле в корональной дыре. Скорость солнечного ветра, формирующегося внутри КД, тем выше, чем меньше значение f (для корональных дыр f почти всегда

больше единицы). Так как в осенний период, когда наблюдалась антикорреляция, к Земле была обращена северная КД Солнца, то причиной могут быть особенности ее топологии. Например, глобальная конфигурация магнитного поля данной КД была такой, что при уменьшении ее площади фактор

Таблица 1. Корональные дыры и геомагнитные бури ($Kp > 5$) в 2019 г.

Прохождение корональной дыры	Геомагнитная буря	Скорость солнечного ветра
02.01.2019	05.01.2019	504 км/с
22.01.2019	25.01.2019	567 км/с
29.01.2019	01.02.2019	591 км/с
25.02.2019	28.02.2019	557 км/с
02.08.2019	06.08.2019	658 км/с
29.08.2019	01.09.2019	695 км/с
25.09.2019	28.09.2019	642 км/с
22.10.2019	25.10.2019	603 км/с

расширения f не возрастал, а уменьшался. Это должно было привести к наблюдавшейся зависимости. Возможно и иное объяснение. Предположим, что основным источником высокоскоростного солнечного ветра в исследованный период времени была южная КД. В этом случае весной, когда данная КД была максимально наклонена к Земле, зарегистрирована высокая корреляция скорости СВ и площади КД. Осенью же, когда к Земле наклонена северная КД, ее магнитное поле препятствовало влиянию южной КД. Когда же ее площадь уменьшалась, то росло влияние южной КД, и, соответственно, росла скорость ветра.

Можно отметить, что, несмотря на заметную корреляцию скорости СВ с полярными КД, основной причиной геомагнитных возмущений в исследованный период были все-таки экваториальные КД. Тем самым возможность влияния полярных областей Солнца на космическую погоду не является очевидной. В табл. 1 нами приведены усредненные данные по геомагнитным бурям за 2019 г. и рассчитанные с учетом запаздывания средние скорости солнечного ветра на земной орбите по данным ACE/SWEPAM.

2. ОБСУЖДЕНИЕ

Известно, что так называемые открытые магнитные потоки из корональных дыр нарушают стационарное гидродинамическое течение солнечного ветра. Наиболее заметно это сказывается на такой его характеристике, как скорость. Наиболее сильное влияние на характеристики СВ около

Земли оказывают низкоширотные КД. Высокоскоростные потоки СВ из них вызывают возмущения магнитосфер планет, а на Земле приводят к геомагнитным бурям. Хотя традиционно считается, что межпланетное магнитное поле около Земли формируется, в основном, низкоширотным магнитным полем Солнца, нет фундаментального запрета на проникновение в плоскость эклиптики линий поля из полярных областей. Вместе с тем для такой не вполне обычной ситуации требуются, конечно, специфические условия. Одним из них, по нашему мнению, является отсутствие на видимой стороне Солнца экваториальных КД заметной площади.

По прямым измерениям межпланетного магнитного поля в окрестностях Земли невозможно установить его происхождение — берет ли оно начало на низких или околополярных широтах Солнца. По этой причине какие-то выводы можно сделать косвенными методами, одним из которых мы считаем возможную корреляцию между площадью полярных корональных дыр и скоростью солнечного ветра вблизи Земли. Корреляция при этом не может быть ярко выраженной по ряду причин. Во-первых, это существенные неточности в определении площадей полярных КД из-за эффектов проекции. Во-вторых, если магнитный поток из полярной корональной дыры расширяется до плоскости эклиптики, то это приводит к значительному росту уже упоминавшегося f -фактора, и, соответственно, к малым значениям скорости СВ, на фоне которых трудно обнаружить заметные колебания.

Чтобы увеличить вероятность обнаружения корреляции, мы выбрали данные за период, соответствующий минимуму солнечной активности 2019 г., из которых сделали выборку периодов, когда на Солнце присутствовали только полярные КД, полагая, что в этом случае их воздействие на скорость СВ у Земли может быть наиболее заметным. Основные такие периоды пришлось на весну и осень 2019 г.

По нашему мнению, нам удалось обнаружить корреляцию СВ с полярными КД, которая подтверждается как косвенными признаками (корреляция снижается, если сравнение производится только с площадью экваториальных КД), так и прямыми измерениями.

Влияние южной и северной полярных КД на скорость СВ при этом является существенно неодинаковым. Мы обнаружили заметную корреляцию скорости СВ с площадью КД весной, когда к Земле наклонена южная КД, и, неожиданно для себя, антикорреляцию в осенний период, когда Солнце наклонено к Земле своим северным полюсом. Отдельное исследование южной КД (весной) и северной КД (осенью) показало, что первая из них, в отсутствие экваториальных КД,

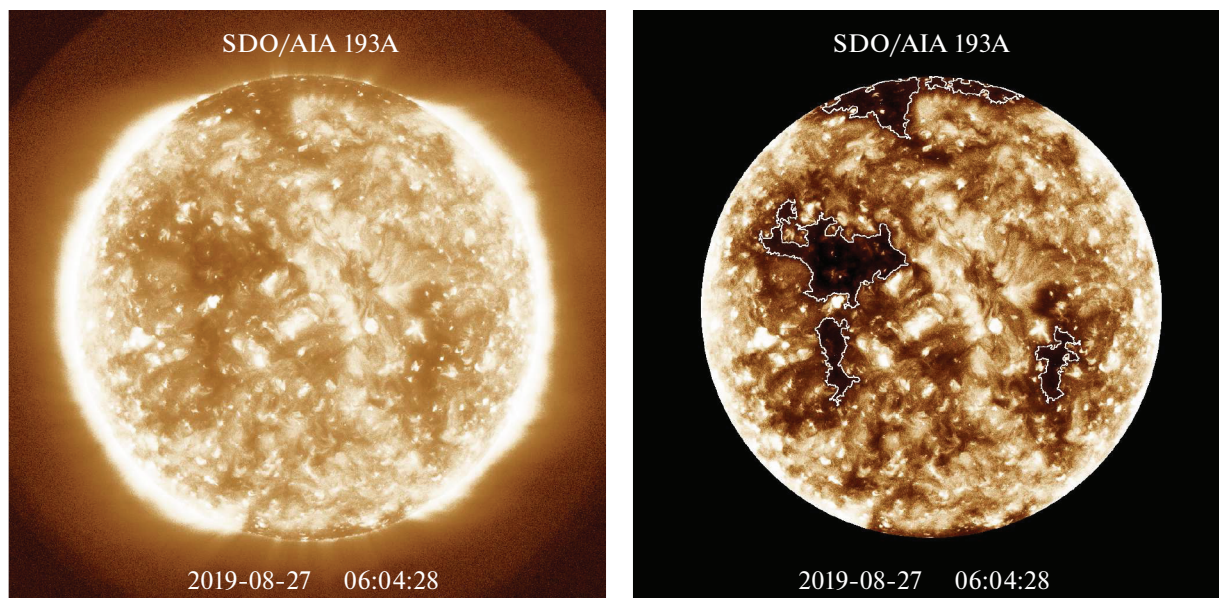


Рис. 5. Метод обнаружения корональных дыр шаг 1: слева — исходное изображение, справа — результирующее изображение.

коррелирует со скоростью ветра с коэффициентом 0.82 (мы не приводим эти графики в работе из-за ограниченного объема). Для северной КД индивидуальный коэффициент корреляции составляет 0.19. Последнее, в частности, означает, что в нашем случае антикорреляция формируется не индивидуально северной КД, а совместным действием северной и южной КД.

Мы полагаем, что наша работа подтверждает уже выдвигавшиеся тезисы, что полярные КД могут являться источниками быстрого СВ (>450 км/с). По крайней мере, это может быть справедливо для солнечных минимумов. Так, Нольте и др. (1976) получили самый высокий коэффициент корреляции 0.96 между площадью КД и скоростью СВ на орбите Земли за всю историю наблюдений (10 измерений оборотов Кэррингтона) в солнечный минимум 20 солнечного цикла во времена полетов SkyLab.

Мы также обнаружили некоторые признаки, что для полярных КД может не работать зависимость скорости формируемого ими СВ от значения f -фактора. Эти выводы, впрочем, пока являются исключительно косвенными и неуверенными. Возможное объяснение может состоять в том, что зависимость скорости СВ от f -фактора выведена из наблюдений экваториальных КД, для которых на Землю замыкаются линии поля преимущественно из центральных областей. В случае полярных КД к Земле приходят линии из края КД, для которых

связь со значением f -фактора может быть нарушена.

Отметим, что наши результаты допускают и иную интерпретацию, при которой полярные КД влияют на область эклиптики не за счет физического проникновения полей, а за счет косвенного воздействия на солнечный ветер, регистрирующийся на экваториальных широтах.

Мы рассчитываем, что более детальные исследования, которые мы намерены провести на основе большего объема экспериментального материала, смогут дать дополнительные подтверждения этого предположения, а также в целом прояснить роль полярных КД в формировании характеристик СВ на орбите Земли.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вопрос об определении границ корональных дыр на изображениях Солнца является весьма непростым. Как правило, корональные дыры имеют сложную конфигурацию, а также достаточно размытые границы с плавным градиентом между пониженной яркостью излучения внутри КД и яркостью излучения в окружающей короне. В результате и границы КД, и, как следствие, их площадь существенно зависят от применяемого метода, в особенности от выбора порога яркости, отделяющего КД от окружающей короны.

Так как в ходе исследования нам потребовалось обработать более тысячи изображений SDO/AIA

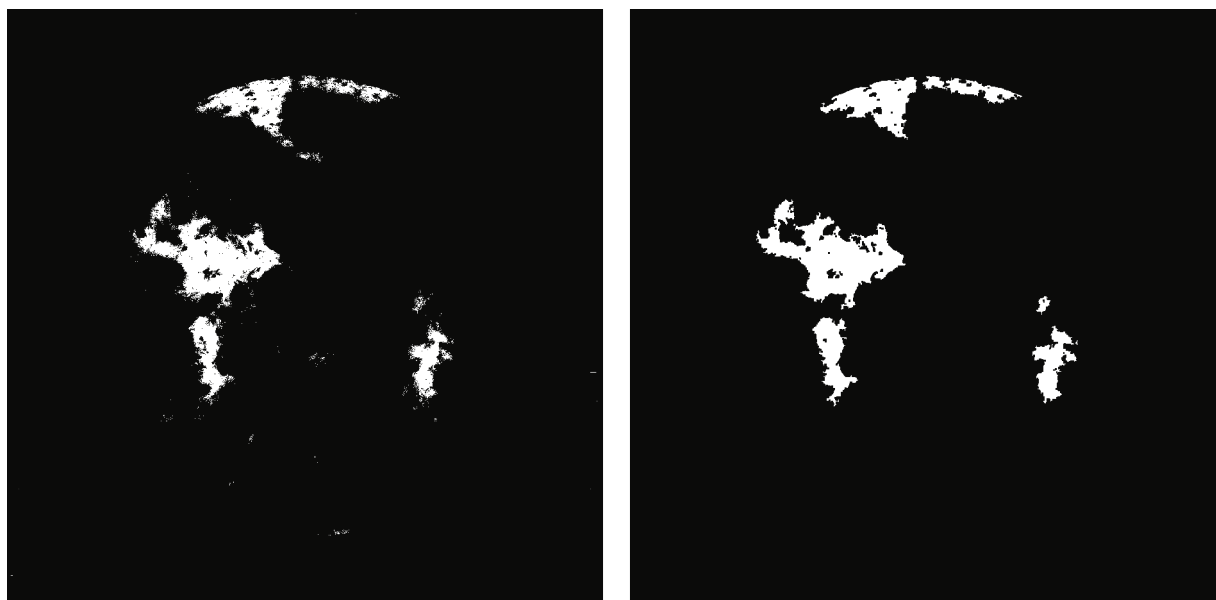


Рис. 6. Метод обнаружения корональных дыр шаг 2: слева — необработанная бинарная маска, справа — маска после обработки.

193 Å, мы решили разработать собственный автоматический алгоритм, обладающий высокой скоростью обработки данных. Отметим, что возможные неточности в определении границ КД, которые свойственны любому методу, были частично усреднены в исследовании именно благодаря большому числу обработанных кадров.

В основе использованного нами алгоритма лежит принцип анализа гистограммы изображения, нашедший широкое применение при анализе изображений Солнца (см., например, работу Криста и Галлагхер, 2009, по обнаружению КД по данным SOHO/EIT 195 Å). Программное обеспечение алгоритма написано с помощью средств языка программирования IDL.

Процедура нахождения границ и измерения площади КД состояла из следующих шагов, показанных на рис. 5–7.

1. На первом шаге, показанном на рис. 5, производилось выравнивание изображений по гистограмме, путем изменения их яркости и контрастности. Необходимость процедуры вызвана тем, что FITS файлы SDO уровня 1 изначально подвергаются минимальным обработкам и, как следствие, могут сильно различаться по яркости и контрасту, что затрудняет дальнейшую обработку изображений с помощью автоматических алгоритмов. Также на этом шаге производилось вырезание диска Солнца путем наложения маски, которая заполняет все пространство вне солнечного диска черным цветом (значение интенсивности равно 0). Радиус

солнечного диска извлекался из заголовка (header) соответствующего файла FITS. Результат применения соответствующих процедур можно увидеть путем сравнения левой (исходное изображение) и правой (результатирующее изображение) панелей рис. 5.

2. На втором шаге производится выборка множества пикселей, принадлежащих КД. Для этого предварительно выделялась часть гистограммы, соответствующая значениям интенсивности выше нуля и ниже некоторого значения T (от threshold — порог). Соответствующее пороговое значение подбиралось эмпирическим методом, в том числе путем сравнения результатов с другими известными алгоритмами обнаружения КД, например CHIMERA (solarmonitor.org) и SPOCA (helioviewer.org). Далее, пикселям, соответствующим данной части гистограммы, присваивалось значение 255 (белый цвет), а остальным пикселям — значение 0. Тем самым исходное изображение превращалось в бинарное черно-белое изображение, показанное на левой панели рис. 6. После этого данное изображение улучшалось применением математических операций расширения и сужения, что позволяло убрать большинство мелких “шумовых деталей”. После производилась окончательная обработка маски, из которой убирались оставшиеся мелкие детали, которые не имели отношения к КД. Результат показан на правой панели рис. 6.

3. На третьем шаге производилось разделение корональных дыр на полярные и экваториальные,

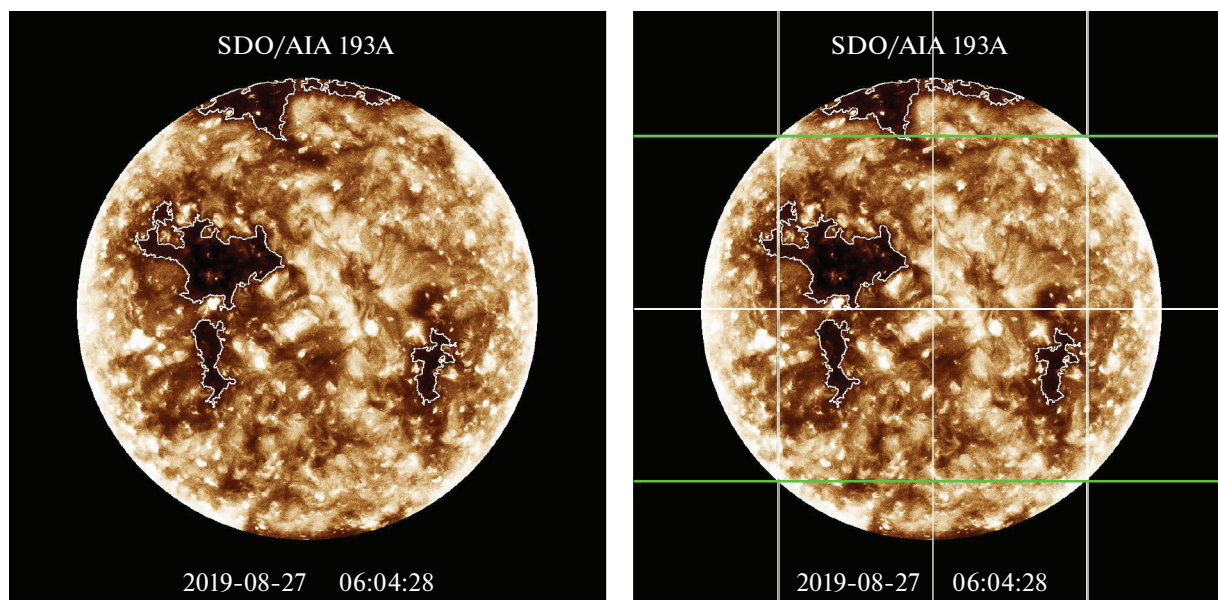


Рис. 7. Метод обнаружения корональных дыр шаг 3: слева — диск Солнца с наложенными границами КД, справа — условные области для деления КД на полярные и экваториальные (подробнее в тексте).

а также исключение из рассмотрения КД, значительно удаленных от центрального солнечного меридиана, так как они не влияют на параметры солнечного ветра. Для этого найденные на предыдущих шагах границы КД накладывались обратно на солнечный диск (левая панель рис. 7), и их положение сравнивалось с калибровочной сеткой, показанной на правой панели. Внутренние квадраты сетки имеют размер $2/3$ радиуса Солнца по горизонтали и $3/4$ радиуса Солнца по вертикали. КД или фрагменты КД, попадающие в эту область, мы считали экваториальными. КД, попадающие в верхнюю и нижнюю области (соответствуют широтам севернее и южнее $70\text{--}75^\circ$ от солнечного экватора), мы считали относящимися — к северной и южной полярным КД. Области справа и слева (соответствуют долготам $\pm 60^\circ$ от центрального меридиана) мы исключали из рассмотрения, так как предварительное исследование показало, что расположенные здесь КД не влияют на солнечный ветер.

4. На последнем шаге для каждой КД вычислялась ее площадь в кв. км с учетом проекции диска на полусферу. Дополнительно для каждой КД вычислялось положение “центра масс”. Результаты измерений площадей и другая информация записывались в файлы для дальнейшего анализа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисенко А.В., *Физика авроральных явлений* (Труды. 42 ежегодного семинара, Апатиты, 2019), с. 115.
2. Броуссард и др. (R.M. Broussard, N.R. Sheeley Jr., R. Tousey, and J.H. Underwood), *Solar Phys.* **56**, 161 (1978).
3. Вагнер (W.J. Wagner), *Astrophys. J.* **206**, 583 (1976).
4. Вальдмайер (M. Waldmeier), *Z. Astrophys.* **38**, 219 (1956).
5. Вальдмайер (M. Waldmeier), *Die Sonnenkorona* (Birkhauser, Basel, 1957), V. 2.
6. Ванг, Шелли мл. (Y.-M. Wang and N.R. Sheeley, Jr.), *Astrophys. J.* **365**, 372 (1990a).
7. Ванг, Шелли мл. (Y.-M. Wang and N.R. Sheeley, Jr.), *Astrophys. J.* **355**, 726 (1990b).
8. Ванг, Шелли (Y.M. Wang and N.R. Sheeley), *J. Geophys. Res.* **107**, 1302 (2002).
9. Воч и др. (J. Woch, W. I. Axford, U. Mall, B. Wilken, S. Livi, J. Geiss, G. Gloeckler, and R.J. Forsyth), *Geophys. Res. Lett.* **24**, 2885 (1997).
10. Зиркер (J.B. Zirker), *Coronal Holes and High-speed Wind Streams* (Colorado Assoc. Univ. Press, Boulder, 1977).
11. Ко и др. (Y.-K. Ko, L.A. Fisk, J. Geiss, G. Gloeckler, and M. Guhathakurta), *Solar Phys.* **171**, 345 (1997).
12. Кранмер (S.R. Cranmer), *Liv. Rev. Solar Phys.* **6**, 3 (2009).
13. Криста, Галлагхер (L.D. Krista and P.T. Gallagher), *Solar Phys.* **256**, 87 (2009).
14. Крэйгер и др. (A.S. Krieger, A.F. Timothy, and E.C. Roelof), *Solar Phys.* **29**, 505 (1973).
15. МакКомас и др. (D.J. McComas et al.), *Gephys. Res. Lett.* **30**, 1517 (2003).
16. Накагава и др. (Y. Nakagawa, S. Nozawa, and A. Shinbori), *Earth, Planets, and Space J.* **71**, 24 (2019).

17. Николь и др. (R.M. Nicol, S.C. Chapman, and R.O. Dendy), *Astrophys. J.* **679**, 862 (2008).
18. Нольте и др. (J.T. Nolte, A.S. Krieger, A.F. Timothy, R.E. Gold, E.C. Roelof, G. Vaiana, A.J. Lazarus, J.D. Sullivan, and P.S. McIntosh), *Solar Phys.* **46**, 303 (1976).
19. О'Доеп и др. (B. O'Dwyer, G. Del Zanna, H.E. Mason, M.A. Weber, and D. Tripathi), *Astron. Astrophys.* **521**, A21 (2010).
20. Офман (L. Ofman), *Space Sci. Rev.* **120**, 67 (2005).
21. Ричардсон и др. (I.G. Richardson, H.V. Cane, and E.W. Cliver), *JGR* **107**, SSH 8-1, 2569 (2002).
22. Степанян и др. (Н.Н. Степанян, С.В. Кузин, В.Г. Файнштейн, Г.В. Руденко, В.М. Малашук, В.А. Перебейнос, Н.И. Штерцер, Р.К. Жигалкин, И.А. Житник, А.А. Перцов), *Астрон. вестн.* **42**, 86 (2008).
23. Филлипс и др. (J.L. Phillips, A. Balogh, S.J. Bame, B.E. Goldstein, J.T. Gosling, and J.T. Hoeksema), *Geophys. Res. Lett.* **21**, 1105 (1994).
24. Швенн (R. Schwenn), *Physics of the inner heliosphere*, V. I (Ed. R. Schwenn, E. Marsch, Berli-Heidelberg-New York, Springer, 1990), p. 99–181.

ВОЗМОЖНОСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ ЗАХВАЧЕННОЙ РАДИАЦИИ У МЕРКУРИЯ

© 2020 г. А. Т. Лукашенко^{1*}, А. С. Лаврухин¹, И. И. Алексеев¹, Е. С. Беленькая¹

¹НИИЯФ им. Д.В. Скобелевца МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 20.07.2020 г.

После доработки 25.10.2020 г.; принята к публикации 27.10.2020 г.

Рассматривается вопрос о возможности существования радиационных поясов у планеты, обладающей собственным магнитным полем и находящейся в потоке звездной плазмы, на примере Меркурия. Анализ проводится как с помощью теории движения заряженных частиц Штёрмера, в которой рассматриваются не конкретные траектории отдельных частиц, а области разрешенного движения в аксиально-симметричном магнитном поле, так и путем анализа траекторий. Показана возможность существования захваченной радиации у Меркурия, и формулируются критерии формирования стабильной популяции захваченных частиц.

Ключевые слова: магнитосфера, Меркурий, радиационные пояса, теория Штёрмера.

DOI: 10.31857/S0320010820110042

ВВЕДЕНИЕ

Внутреннее магнитное поле Меркурия было открыто в 1974 г. на КА Mariner 10 (Несс и др., 1974, 1975). В 2011–2015 гг. оно было подробно исследовано на КА MESSENGER. В публикации (Алексеев и др., 2008) перед пролетом КА MESSENGER около Меркурия были пересчитаны собственный магнитный момент M и смещение диполя от центра планеты dz по данным Mariner 10. При этом использовалась параболоидная модель магнитосферы, и, в отличие от принятых тогда оценок Андерсона и др. (2008) ($dz = 0$ и $|M| = B_{eq} \times R_M^3 = 230\text{--}290 \text{ нТл} \times R_M^3$, где $R_M = 2439 \text{ км}$ — радиус Меркурия), для дипольного поля на экваторе и смещения диполя было получено соответственно $B_{eq} = 192 \text{ нТл}$ и $dz = 0.18 R_M$. Эти результаты были далее подтверждены измерениями КА MESSENGER во время его гравитационных маневров около Меркурия (Алексеев и др., 2010) и после выхода КА на орбиту в качестве спутника Меркурия (Джонсон и др., 2012). В настоящее время эти параметры диполя общеприняты, и мы используем их в дальнейшем. Дипольный момент имеет южное направление; угол наклона диполя относительно оси вращения мал, он составляет $0 \pm \pm 3^\circ$ (Андерсон и др., 2010), и нами наклон не учитывался. Дистанция между подсолнечной точкой магнитопаузы и центром планеты составляет $\sim 1.45 R_M$ (Алексеев и др., 2010). Расстояние до

магнитопаузы может сильно изменяться, уменьшаясь в экстремальных условиях до лишь $\sim 1.03 R_M$ (Славин и др., 2014) или даже обращаться в нуль (Винслоу и др., 2020). При этом индукционные токи в коре могут на несколько минут увеличивать магнитный момент Меркурия на 25%.

Основными источниками, формирующими магнитосферное магнитное поле Меркурия, являются внутреннее поле планеты, межпланетное магнитное поле (ММП) и поле токовых систем, поддерживающих общую структуру магнитосферы (токи Чепмена–Ферраро на магнитопаузе и токи хвоста магнитосферы). Устойчивых радиационных поясов в магнитосфере Меркурия не было зафиксировано, однако существует обширная экзосфера, состоящая из частиц, выбитых из поверхности планеты в результате различных процессов (Поттер и др., 1999, 2013, и ссылки там), и имеются спорадические наблюдения повышенных потоков энергичных частиц в различных регионах магнитосферы.

Движение заряженных частиц в магнитосфере Меркурия исследовалось в ряде работ. Так, в статьях Делькура и др. (2005, 2010) рассматривалось движение электронов, протонов, ионов натрия и кальция во время процессов диполяризации поля в хвосте магнитосферы в ходе суббури. Авторы рассматривали процессы, которые могут приводить к ускорению захваченных заряженных частиц, и их дальнейшую судьбу. Было показано, что электроны при определенных условиях могут оставаться за-

*Электронный адрес: a_lu@mail.ru

хваченными, не высыпаясь на поверхность планеты и не уходя за пределы магнитосферы.

В работе Волша и др. (2013) рассматривалось движение электронов, протонов и ионов натрия в параболической модели магнитного поля Меркурия (Алексеев и др., 2008, 2010). Авторами было показано, что возможно существование квазизахваченных частиц, которые дрейфуют вокруг планеты, проходя из приэкваториальных широт на ночной стороне магнитосферы в высокие широты на сжатой дневной стороне. При этом наблюдались частицы, которые могли совершить более одного оборота вокруг Меркурия, не сталкиваясь с планетой и не выходя на магнитопаузу. Вместе с тем моделирование показало, что для выбранного диапазона энергий из-за больших гирорадиусов энергичные ионы H^+ (24 кэВ) и Na^+ (5 кэВ) будут сталкиваться с планетой или магнитопаузой, не успев совершить полный оборот по дрейфовой орбите.

Существование захваченной радиации у Меркурия обсуждалось с момента открытия у него собственного магнитного поля. Однако, поскольку размеры магнитосферы Меркурия относительно радиуса планеты в $\approx 7-8$ раз меньше, чем у Земли (Волш и др., 2013), пробочное отношение магнитного поля в возможной области захвата к магнитному полю у поверхности оказывается у Меркурия существенно меньше, чем в случае Земли. В миниатюрной магнитосфере Меркурия планета занимает ее почти всю, не оставляя места для радиационных поясов. В итоге возникает вопрос: возможно ли существование радиационных поясов у Меркурия в принципе, и каковы критерии формирования области захваченной радиации у некоей планеты (например, экзопланеты, находящейся на околозвездной орбите подобно Меркурию) в общем случае? Проведенные ранее моделирования движения заряженных частиц (см., например, Яги и др., 2010; Волш и др., 2013) не дают на него однозначного ответа.

Классическая теория радиационных поясов изучает механизмы наполнения и потерь частиц радиационных поясов Земли. Динамическое равновесие между этими процессами и определяет равновесный профиль пояса (Тверской, 1968). Мы же будем исследовать вопрос о самом существовании магнитной ловушки в планетарном магнитном поле. Полеты КА к планетам, имеющим сильное собственное поле, продемонстрировали, что все они, подобно Земле, обладают сформированными радиационными поясами. Мы хотим на примере Меркурия ответить на вопрос, какое магнитное поле является достаточно сильным в этом смысле? А именно, начиная с какой величины дипольного момента планеты становится возможным образование ловушки? Заполнение радиационного пояса

энергичными частицами будет осуществляться под влиянием различных механизмов наполнения и потерь частиц, подробное исследование которых мы оставляем вне нашего поля зрения.

Наша цель состоит в изучении областей движения частиц различных энергий в магнитном поле Меркурия с использованием интеграла Штёрмера (1955). Мы хотим дать ответ на вопрос, существуют ли у Меркурия радиационные пояса, и могут ли они наблюдаться? Аксиальная симметрия является в данном случае первым приближением, использование которого существенно снижает численную трудность задачи. Можно предполагать, что если стабильный захват не возникает в симметричном поле, то и в несимметричном он наблюдаться не будет.

Новизна данной работы состоит также в том, что мы производим рассмотрение движения захваченных частиц как с помощью анализа разрешенных областей движения по Штёрмеру, так и используя анализ конкретных траекторий.

Настоящая работа состоит из следующих разделов: в разделе 2 рассматриваются результаты экспериментальных исследований, проведенных на борту КА MESSENGER; в разделе 3 описывается используемый в моделировании метод; в разделе 4 анализируется движение частиц в области захвата в магнитном поле Меркурия; в разделе 5 исследуются траектории совокупностей частиц, находящихся вблизи Меркурия; в разделе 6 обсуждаются полученные результаты.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА БОРТУ КА MESSENGER

КА MESSENGER (MErcury Surface, Space ENvironment, GEochemistry and Ranging) вышел 18 марта 2011 г. на околополярную орбиту вблизи Меркурия с наклоном 82.5° , высотой 200 км в перигеуме и 15 000 км в апогее. Полет завершился 30 апреля 2015 г. падением аппарата на Меркурий. Исследования КА MESSENGER в 2011–2015 гг. на орбите привели к обнаружению ряда новых явлений, а также было подтверждено, что центр планетарного диполя сдвинут к северу от центра планеты. Согласно Андерсону и др. (2011), магнитное поле Меркурия хорошо описывается диполем с магнитным моментом $195 \pm 10 \text{ нТл} \times R_M^3$, центр которого расположен на оси вращения и сдвинут на $484 \pm 11 \text{ км}$ ($0.16 R_M$) в северном направлении относительно экваториальной плоскости. Другими словами, этот сдвиг можно описать как наличие, наряду с центральным диполем, существенного вклада квадрупольной составляющей. Эти оценки подтвердили результаты Алексеева и др. (2008), полученные за три года до выхода КА

MESSENGER на орбиту вокруг Меркурия. Сдвиг диполя приводит к северно-южной асимметрии поля на поверхности и к тому, что спаттеринг (эмиссия холодных ионов при бомбардировке поверхности солнечными космическими лучами) более интенсивен в южной полусфере, что согласуется с проведенным нами моделированием (см. далее).

Один из инструментов MESSENGER, Energetic Particle and Plasma Spectrometer (EPPS), измерял в месте нахождения аппарата потоки ионов в энергетическом диапазоне от десятков эВ до 13.5 кэВ (Андерсон и др., 2010). КА MESSENGER не обнаружил области захваченной радиации у Меркурия, однако вопрос о возможности удержания частиц вблизи Меркурия продолжает оставаться открытым.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

В начале XX в. норвежский физик Карл Штёрмер изучал задачу движения заряженных частиц от Солнца к Земле, предполагая наличие только дипольного поля Земли. Так как получить точное аналитическое решение для уравнений траекторий невозможно, он использовал несколько упрощающих допущений: на заряженную частицу действует только магнитное поле внутреннего диполя планеты, при этом магнитные и электрические поля от других источников, в том числе от потоков заряженных частиц, не учитываются (Штёрмер, 1955). В настоящей работе мы также пренебрегаем влиянием электрического поля.

Штёрмером (1955) были введены особые единицы — радиус Штёрмера r_{st} и безразмерный параметр γ :

$$r_{st} = \sqrt{\frac{|ZeM|}{pc}}, \quad \gamma = \frac{P_\varphi}{2pr_{st}}, \quad (1)$$

где Z — заряд частицы, измеренный в абсолютных величинах e заряда электрона, p — ее импульс, P_φ — обобщенный момент импульса, c — скорость света. Радиус Штёрмера выступает в качестве масштабного фактора. В чисто дипольном поле он определяет радиус кривизны неустойчивой круговой траектории, лежащей при $\gamma = 1$ на расстоянии r_{st} в плоскости экватора диполя, который одновременно является ларморовским радиусом. Величины радиуса Штёрмера для электронов, протонов и ионов Na^+ приведены в табл. 1. Параметр γ определяет положение границ разрешенных и запрещенных областей движения частиц. Разные типы частиц любой энергии могут иметь одинаковую величину γ . Переход к безразмерным штёрмеровским единицам длины $r' = \frac{r}{r_{st}}$, которые здесь и далее обозначаются штрихами, позволяет единообразно

анализировать движение частиц различных энергий.

Можно получить неравенство для разрешенных областей движения частиц в цилиндрической системе координат (ρ, φ, z) (вывод см. в работе Лаврухина и др., 2019):

$$Q = 1 - \left(\frac{P_\varphi}{p\rho} - \frac{ZeA_\varphi}{pc} \right)^2 \geq 0, \quad (2)$$

где Q — относительная доля энергии частицы, ассоциированная с движением в меридиональной плоскости ρ – z , A_φ — азимутальная компонента вектор-потенциала магнитного поля. Границы разрешенных областей описываются уравнением

$$Q = 0. \quad (3)$$

Вектор-потенциал A_φ в используемом нами приближении будет представлять собой сумму потенциалов дипольного поля $A_{dip,\varphi} = \frac{M\rho}{r^3}$ и направленного вдоль оси диполя однородного внешнего поля, имитирующего поле токовых магнитосферных систем, $A_{e,\varphi} = \frac{\rho b_e}{2}$, где b_e — его индукция. Это однородное поле не нарушает аксиальной симметрии вектор-потенциала, что позволяет использовать весь аппарат теории Штёрмера. Для оценок мы будем использовать величину поля токов на магнитопаузе, которые могут являться преобладающим вкладом от магнитосферных источников, а вклад токов хвоста и кольцевого тока (который, если и есть, то очень слабый) будем считать малым. Таким образом, в нашей постановке внешнее поле описывает в первом приближении поле токов магнитопаузы внутри магнитосферы. Перепишем неравенство (2), используя выражения для вектор-потенциала и единицы Штёрмера (1):

$$Q = 1 - \left[\frac{2\gamma r_{st}}{\rho} - \text{sign}(ZM)r_{st}^2 \left(\frac{\rho}{r^3} + G\rho \right) \right]^2 \geq 0, \quad (4)$$

где введен коэффициент $G = \frac{b_e}{2M} = -\frac{b_e}{2B_{eq}R_M^3}$. Если выразить в безразмерных единицах, то величина

$$G' = Gr_{st}^3 = -\frac{b_e}{2B_{eq}(\frac{R_M}{r_{st}})^3} = -\frac{b_e}{2b_{st}} \quad (5)$$

равна взятой с отрицательным знаком половине отношения внешнего поля к полю b_{st} диполя в плоскости экватора на расстоянии радиуса Штёрмера. Безразмерная константа G' , характеризующая роль однородного поля при формировании радиационных поясов, зависит от величины радиуса Штёрмера и различна для различных типов частиц.

Этот подход позволяет в первом приближении рассмотреть разрешенные области движения частиц в магнитосфере Меркурия. В связи с тем, что

на дневной стороне область возможного захвата частиц ограничена магнитопаузой, находящейся в среднем на расстоянии $1.4 R_M$ (Андерсон и др., 2011), а на ночной — областью токового слоя хвоста на расстоянии $1.3 R_M$, логично рассматривать именно эти ограничения на размеры возможной области захвата в симметричном случае. Мы в настоящей работе взяли расстояние от центра диполя до магнитопаузы равным $R_{mp} = 1.4 R_M$.

В случае чисто дипольного поля при $\gamma > 0$ уравнение (3) имеет три положительных корня $r(\theta)$ (при $0 < \gamma < 1$ — не при всех θ) (Штёрмер, 1955). При этом для $\gamma > 1$ существуют две разрешенные зоны (РЗ): инфинитная внешняя и изолированная внутренняя, заключенная во внутренней части сферы с радиусом r_{st} (Акасофу, Чепмен, 1975). С уменьшением γ размер внутренней РЗ возрастает, а граница внешней, в свою очередь, приближается к сфере с радиусом Штёрмера извне, и при $\gamma = 1$ на экваторе происходит слияние двух разрешенных зон. При дальнейшем уменьшении γ при таких полярных углах θ , что $\sin \theta > \gamma^{2/3}$, объединенная РЗ имеет раствор, через который заряженные частицы могут покидать окрестности планеты.

При наложении однородного внешнего поля уравнения границ РЗ можно выразить как решения уравнений для $\theta(r)$:

$$\sin^2 \theta (1 + G' r'^3) \pm r'^2 \sin \theta - 2\gamma r' = 0. \quad (6)$$

Наш дальнейший анализ проведен для протонов с энергией 100 кэВ, штёрмеровский радиус которых равен $3.2 R_M$ (табл. 1). Для внешнего однородного поля в наших численных расчетах использовалось значение $b_e = 50$ нТл, взятое согласно следующим оценкам. Скачок магнитного поля на магнитопаузе, по данным Mariner 10, составлял 24 нТл (Несс и др., 1975). Он соответствует току с линейной плотностью на магнитопаузе $j_{CF} = 1.9 \times 10^{-2}$ А/м и полной силой $I_{CF} = 2.5 \times 10^5$ А. Величина магнитного поля, созданного этим током, составляет порядка $b_{CF} = 47$ нТл на границе ядро-мантия (Глассмайер и др., 2007). Глассмайер и др. (2007) использовали для аппроксимации магнитосферного поля Меркурия приближение внешнего однородного магнитного поля, наложенного на дипольное.

Таблица 1. Радиусы Штёрмера электронов, протонов и однозарядных ионов натрия при различных энергиях

Энергия	1 кэВ	10 кэВ	100 кэВ	1 МэВ	10 МэВ
$r_{st}(e^-), R_M$	66.25	37.17	20.47	9.94	3.66
$r_{st}(H^+), R_M$	10.12	5.69	3.20	1.80	1.01
$r_{st}(Na^+), R_M$	4.63	2.60	1.46	0.82	0.46

В качестве внешнего поля было взято поле токов магнитопаузы. С другой стороны, оценка направленного на север главного члена разложения поля токов на магнитопаузе по сферическим гармоникам может быть получена для параболической модели из формулы (8) работы (Клауэр и др., 2001). Ее можно преобразовать для Меркурия как $b_e = \frac{b_{CF}}{2}$, где b_{CF} — поле токов на магнитопаузе в подсолнечной точке, равное $b_{CF} = 1.44 b_{dip}|_{z=0, \rho=R_{mp}}$ нТл, и, соответственно, $b_e = 50.38$ нТл. Для сравнения — дипольное поле в подсолнечной точке равно 71.06 нТл. В итоге, согласно принятой оценке $G' = -4.2717$. При этом при $\gamma > -\frac{1}{8G'} = 0.029$ также имеется замкнутая и ограниченная в пространстве внутренняя РЗ. Решения первого из уравнений (6) описывают внешнюю границу этой РЗ (первое или оба — зависит от значения γ), а $\theta_3(r)$ — внутреннюю:

$$\sin \theta_{1,2} = \frac{-r'^2 \pm \sqrt{r'^4 (1 + 8\gamma G') + 8\gamma r'}}{2(1 + G' r'^3)}, \quad (7)$$

$$\sin \theta_3 = \frac{r'^2 + \sqrt{r'^4 (1 + 8\gamma G') + 8\gamma r'}}{2(1 + G' r'^3)}.$$

Если радиус Штёрмера при заданном моменте диполя и типе частицы зависел только от абсолютного значения ее импульса (иначе говоря, от энергии), то параметр γ зависит — через $P_\varphi(1)$ — и от его направления (а также от положения частицы в пространстве). Сохранение γ вдоль траектории позволяет выразить этот интеграл движения через координаты точки старта частицы и углы, задающие начальное направление скорости. Если поместить частицу в некоторую точку пространства и задать направление ее скорости, то вычисленное γ будет таким, что частица окажется в пределах разрешенной зоны. Будем рассматривать движение нерелятивистских частиц (протонов), траектории которых проходят через точки, расположенные в экваториальной плоскости. В этом случае анализ по теории Штёрмера можно связать с классическим описанием движения частиц через питч-угол и фазу следующим образом:

$$\gamma = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R'} + \text{sign}(ZM) R' \sin \alpha_{eq} \sin \phi_{eq} + R'^2 G' \right), \quad (8)$$

где R' — начальное расстояние от диполя, α_{eq} — начальный питч-угол, ϕ_{eq} — начальный фазовый угол ларморовского вращения. В общем случае фазовый угол ϕ представляет собой угол между проекцией вектора скорости на плоскость, перпендикулярную к $\mathbf{B}$, т.е. $\mathbf{v}_\perp$, и проекцией на нее же орта $\mathbf{e}_r$ сферической системы координат.

Поверхность $Q = 1$ является силовой поверхностью магнитного поля, она состоит из линий, описываемых уравнением $r \sin \theta A_\phi = \text{const}$. Для чисто дипольного поля эти линии задаются уравнением

$$r_{cen} = R_{cen} \sin^2 \theta = \frac{r_{st}}{2\gamma} \sin^2 \theta \quad (9)$$

и при $\gamma \gg 1$ проходят приблизительно по центру внутренней РЗ, а при значениях γ , приближающихся к единице, сдвинуты от него в сторону внутренней границы РЗ. Для общего случая положение силовой поверхности $Q = 1$ можно вычислить по формуле

$$\sin \theta_{cen} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\frac{1}{r^2} + G'r'^2}}. \quad (10)$$

ХАРАКТЕР ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ В ОБЛАСТИ ЗАХВАТА

Движение частицы во внутренней области захвата представляет собой комбинацию трех периодических движений: ларморовского вращения вокруг силовой линии $Q = 1$, колебаний с отражениями от магнитных пробок на высоких широтах (так называемый баунс-колебаний) и дрейфа по азимуту вокруг планеты. При достаточно большом значении γ частицы со сравнительно малыми $\sin \alpha_0$ (где обозначено $\alpha_0 = \alpha_{eq}$ при $\phi_{eq} = 0$) движутся по винтообразным траекториям, которые в проекции на плоскость ρ – z близко прилегают к этой силовой линии и оказываются расположенными по отношению к ней внутри траекторий частиц, чей изначальный питч-угол ближе к 90° . Границы внутренней РЗ являются интегральными кривыми в том смысле, что существуют две причины уменьшения ширины ее краев, имеющих форму “рогов” (см. рис. 5.2а у Акасофу, Чепмена, 1975), при удалении θ от 90° в сторону нуля или 180° . Во-первых, те частицы, которые могли близко подходить к краям разрешенной зоны на экваторе, имеют питч-углы, близкие к 90° и при своем движении не проникают далеко к полюсам, поскольку испытывают отражение. Во-вторых, за счет усиления поля и увеличения перпендикулярной компоненты скорости происходит уменьшение радиусов ларморовских кружков тех частиц, для которых тот или иной участок “рога” еще достижим.

Первым параметром, от которого зависит возможность удержания частиц данной энергии, является соотношение между радиусом планеты R_{pl} и ее радиусом Штёрмера. Первое очевидное ограничение возникает из условия $r_{st} > R_{pl}$. Если кинетическая энергия движения частицы превышает некоторое пороговое значение, то ее радиус Штёрмера оказывается меньше планетарного радиуса, а

значит внутренняя РЗ заведомо не появляется над поверхностью. Поэтому для частиц определенного диапазона энергий существование радиационных поясов уже невозможно. Для несмещенного диполя в отсутствие внешнего поля это пороговое значение рассчитывается по формуле

$$K_{th} = mc^2 \left[\sqrt{1 + \left(\frac{ZeM}{mc^2 R_{pl}^2} \right)^2} - 1 \right] \quad (11)$$

и при радиусе и магнитном моменте Меркурия составляет 10.4 МэВ, а для Земли — около 57 ГэВ. Для частиц с энергией, превышающей пороговую, влияние магнитосферы сводится к широтному эффекту для космических лучей.

Второе ограничение возникает из-за условий на параметр γ . С одной стороны, должно выполняться условие выхода внутренней РЗ из-под поверхности планеты, что происходит при $\gamma = \gamma_{in}$ (табл. 2). При этом значении существует единственная захваченная траектория, с питч-углом $\alpha = 90^\circ$. С другой стороны, траектории не должны задевать магнитопаузу. При уменьшении γ внутренняя РЗ впервые касается магнитопаузы, когда $\gamma = \gamma_{out}$. Однако поскольку в плоскости экватора между внешним краем траектории, который положительно заряженная частица в поле направленного к югу диполя проходит с фазовым углом $\phi = 270^\circ$, и краем разрешенной зоны у тех частиц, питч-угол которых отличен от 90° , имеется зазор, то окончательное исчезновение захваченных траекторий происходит при $\gamma = \gamma_{fin} < \gamma_{out}$ (табл. 2). Лежащие в плоскости магнитного экватора траектории с $\gamma \in [\gamma_{out}, \gamma_{in}]$ не покидают ее и являются при рассматриваемых условиях захваченными неограниченное время. При $\gamma < \gamma_{in}$ к ним примыкает область устойчивых траекторий с питч-углами $\alpha_0 \in [\alpha_{th1}, 180^\circ - \alpha_{th1}]$, удерживаемые на временах, превышающих представляющие интерес. Таким образом, для существования захваченной радиации необходимо выполнение условия $\gamma_{out} < \gamma_{in}$. На величины пороговых значений α_{th1} в общем случае влияет как геометрия области возможного движения частиц (расстояние до магнитопаузы, радиус планеты, сдвиг диполя), так и нарушение сохранения 1-го адиабатического инварианта (Кузнецов, Юшков, 2002). Значимость второго из этих факторов возрастает при уменьшении как γ , так и внешнего магнитного поля. Учитывая изменчивость магнитосферы Меркурия на интервале минут, нами для оценок пороговых углов был выбран заведомо превышающий рассматриваемые далее времена интервал в 20 мин. В диапазоне $\gamma \in [\gamma_{fin}, \gamma_{out}]$ удерживаются частицы с питч-углами $\alpha_0 \in [\alpha_{th1}, \alpha_{th2}] \cup [180^\circ - \alpha_{th2}, 180^\circ - \alpha_{th1}]$.

Таблица 2. Характерные значения параметра γ при различных энергиях протонов (значение γ_{fin} определялось из условия удержания в течение 20 мин при счете в прямом направлении по времени)

Внешнее однородное поле	Отсутствует			50 нТл		
Энергия	10 кэВ	25 кэВ	100 кэВ	10 кэВ	25 кэВ	100 кэВ
γ_{in}	2.8072	2.1926	1.4735	2.4486	1.9074	1.2719
γ_{out}	2.1562	1.7716	1.3620	1.4297	1.1939	0.9535
γ_{fin}	2.1244 (39.59°) ^a	~1.747 (45.6°)	~1.358 (69.5°)	1.4063 (51.80°)	1.1692 (53.78°)	0.9354 (60.88°)

^a Минимальный начальный питч-угол, при котором траектория находится в области удержания.

Как следует из рис. 1 и 2, в случае Меркурия удержание частиц возможно лишь в довольно узкой приэкваториальной области. При этом, как будет продемонстрировано далее, удерживаемые частицы данной энергии, потенциально фиксируемые в плоскости экватора, составляют лишь долю от тех частиц, которые в принципе возможно в ней наблюдать.

Возможность длительного удержания частиц существенно зависит от их энергий. При более низких энергиях отношение радиуса Штёрмера к радиусу планеты выше, и частицы, чьи траектории оказываются расположенными между поверхностью планеты и магнитопаузой, обладают более высокими γ , что приводит к лучшему их удержанию. Из полученного второго ограничения следует, что для Меркурия при внешнем однородном поле 50 нТл предельной является кинетическая энергия протонов около 340 кэВ, когда $\gamma_{out} = \gamma_{in} = 0.84$. При дальнейшем анализе нами было рассмотрено близкое по порядку величины к предельному значению энергии 100 кэВ. Периоды ларморовского вращения, баунс-колебаний и дрейфового движения для протонов этой энергии приведены в табл. 3. Период ларморовского вращения рассчитывался нами как фактический интервал времени между

максимальными удалениями от силовой поверхности $Q = 1$. Это время различно для разных ларморовских оборотов, так как при приближении к точке отражения компонента скорости, перпендикулярная к магнитному полю, возрастает (за счет уменьшения продольной), а ларморовский кружок меньше, поэтому этот период затем усреднялся. Что касается баунс-колебаний, то их период определялся как интервал времени между двумя максимальными отклонениями в одну сторону от экватора по полярному углу. Времена баунс-колебаний в случае, если положение точки отражения меняется со временем, тоже различны, поэтому они также усреднялись.

РАЗНОВИДНОСТИ ТРАЕКТОРИЙ ЧАСТИЦ В ВОЗМОЖНОЙ ОБЛАСТИ ЗАХВАТА

Численный счет

Расчет траекторий частиц велся с помощью метода, описанного в работе Шебакина (2004), в которой уравнения движения частицы были переписаны с учетом сохранения интегралов движения, а дифференцирование производилось не по времени, а по длине пути ds , и расстояния при этом измерялись в единицах радиуса Штёрмера. Формулы из (Шебакин, 2004) были нами модифицированы с целью учесть наличие внешнего однородного поля и имеют вид (штрихи для краткости опущены)

$$\begin{cases} \frac{d^2 \rho}{ds^2} = h \left(\frac{2\gamma}{\rho^2} + \frac{z^2 - 2\rho^2}{r^5} + G \right), \\ \frac{d^2 z}{ds^2} = -h \frac{3\rho z}{r^5}, \\ \frac{d\varphi}{ds} = \text{sign}(ZM) \frac{h}{\rho}, \end{cases} \quad (12)$$

где $h = \frac{2\gamma}{\rho} - \rho \left(\frac{1}{r^3} + G \right)$.

Данный способ расчета траекторий позволяет эффективно понизить размерность задачи, так что он менее требователен к вычислительным ресурсам. Численное интегрирование траекторий производилось при помощи многошагового метода

Таблица 3. Усредненные периоды ларморовского вращения t_{gyr} и баунс-колебаний t_b , а также период 1-го оборота при дрейфовом движении t_{az} для протонов с кинетической энергией 100 кэВ при различных значениях γ и угла α_0 , $b_e = 50$ нТл

γ	α_0	t_{gyr} , с	t_b , с	t_{az} , с
γ_{in}	90°	0.3222	—	38.59
γ_{out}	61.75°	0.4058	3.752	35.32
	90°	0.4589	—	43.51
γ_{fin}	60.88°	0.4111	3.801	35.35

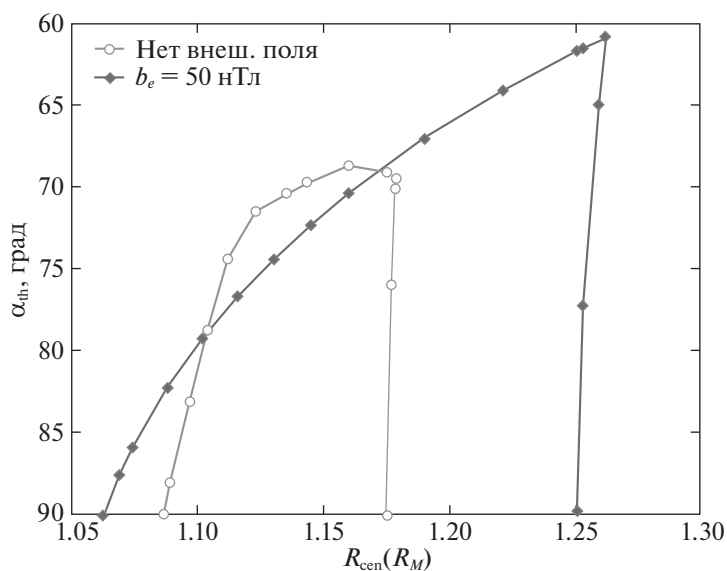


Рис. 1. Пороговые значения начального питч-угла α_{th1} (толстые линии) и α_{th2} (тонкие линии) при различных R_{cen} (см. (9), (10)) при времени удержания 20 мин в ситуациях отсутствия внешнего однородного поля и его наличия ($b_e = 50$ нТл).

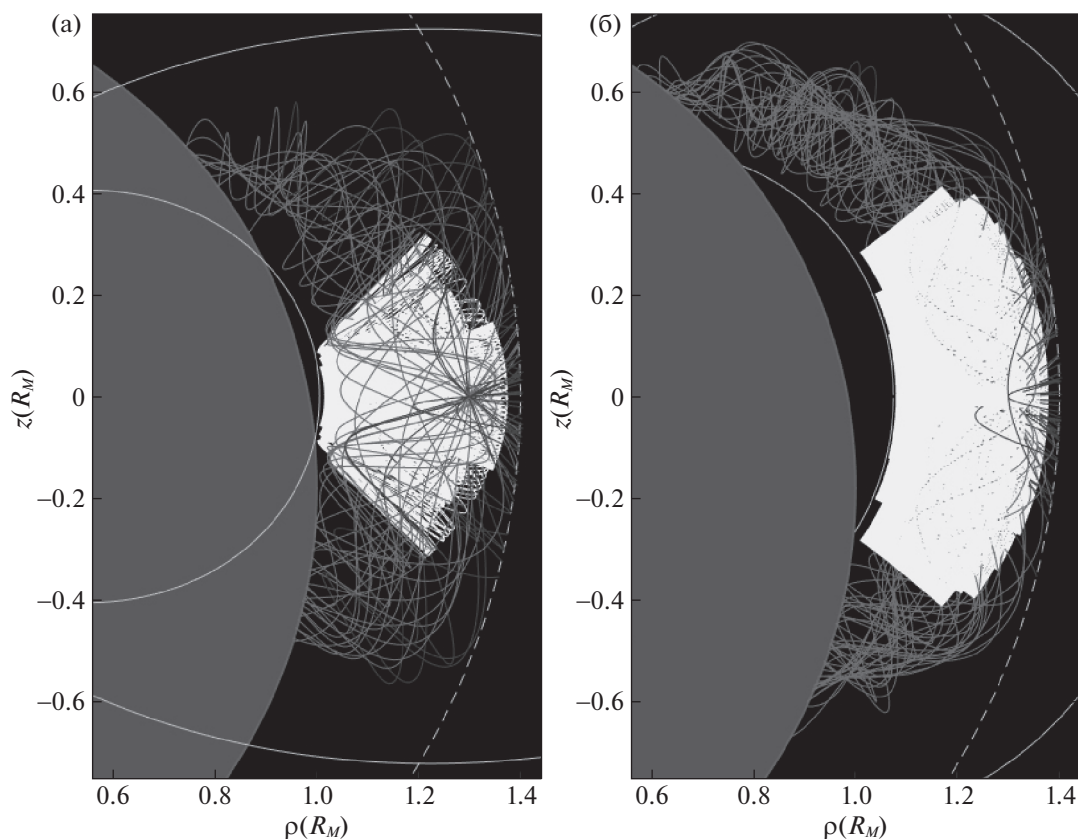


Рис. 2. Траектории движения протонов с энергией 100 кэВ, запущенных с расстояния $R = 1.3 R_M$ со случайно выбранными питч- и фазовыми углами, а) чисто дипольное поле, $t = 25$ с, 70 частиц, включая 8 захваченных; б) сумма дипольного и однородного полей, $t = 60$ с, 80 частиц, включая 15 захваченных. Темно-серой заливкой выделена поверхность Меркурия, магнитопауза обозначена пунктирной линией. Белым цветом показаны траектории частиц, захваченных в рассматриваемый период $2t$, остальные траектории обозначены серым. Также светлыми линиями показаны внутренняя граница внутренней РЗ для γ_{max} и внешняя — для γ_{min} .

Адамса—Башфорта—Моултона переменного порядка. Это дало нам возможность рассматривать траектории до 10^4 – 10^5 частиц.

Для сравнения: Фатеми и др. (2020) при гибридном моделировании на суперкомпьютере процесса заполнения магнитосферы Меркурия солнечными протонами помещали в начальный момент в каждый узел численной сетки (шаг 175 км, т.е. $\sim 0.07 R_M$) 16 частиц, что дает полное число частиц 3.2×10^8 . Это примерно столько же, сколько будет у нас, если мы выберем по двадцать узлов сетки по каждому пространственному направлению. Наблюдаемая средняя концентрация протонов солнечного ветра на орбите Меркурия, согласно Фатеми и др. (2020), — 30 см^{-3} , что дает 1.47×10^{23} частиц в ячейке выбранной ими численной сетки, т.е. один протон в моделировании (Фатеми и др., 2020) представлял 9.2×10^{21} реальных частиц.

Результаты моделирования

Нами были рассмотрены наборы из траекторий 30 тыс. протонов, стартовая точка которых располагалась на расстоянии R от диполя при $z = 0$, а направления скорости выбирались случайно с изотропным распределением в пространстве (т.е. с равномерным по ϕ_{eq} и пропорциональным $\sin \alpha_{eq}$ по α_{eq}). Можно показать, что при данных условиях частицы обладают равномерным распределением по γ (8) в диапазоне от $\gamma_{\min} = 0.5(1/R' + R'^2 G' - R')$ до $\gamma_{\max} = 0.5(1/R' + R'^2 G' + R')$. Их движение рассматривалось на интервале времени $t = 60$ с в прямом направлении во времени и на таком же — в обратном. Частица, которая удерживалась таким образом в совокупности 2 мин, что приблизительно втрое превышает характерные периоды дрейфовых оборотов, считалась захваченной.

Возможны следующие варианты поведения траектории в течение заданного интервала времени (рис. 2):

1. Пересечение поверхности планеты (высыпание).
2. Нахождение на расстоянии между радиусом планеты R_{pl} и магнитопаузой или радиусом Штёрмера r_{st} , если он меньше ее (захват).
3. Выход за пределы магнитопаузы/радиуса Штёрмера (улет).

Аналогично и с поведением частицы в прошлом: частица может быть выбита с поверхности планеты, удерживаема или прилететь из-за пределов магнитопаузы (радиуса Штёрмера). С учетом этого мы можем представить разновидности траекторий

частиц в виде матрицы размером 3×3 . Нами было обнаружено, что в указанных условиях существует доля захваченных частиц до $1/4$ от общего их числа в зависимости от R (табл. 4).

Для описания ситуации в точке наблюдения нами также были построены карты, на которых отображена зависимость дальнейшей судьбы частиц от их начальных питч- и фазового углов (рис. 3). На картах нами проведены изолинии γ_{in} , γ_{out} и γ_{fin} . Из этих карт следует, что в случае нахождения детектора частиц на расстояниях 1.39 или $1.3 R_M$ ($\gamma_{\min} = 0.6760$, $\gamma_{\max} = 1.0821$), т.е. во внешней части области захвата, он будет фиксировать удерживаемые частицы неподалеку от точек разворота траекторий, и, как следствие, на картах они отображаются в виде узкой полосы формы, близкой к прямоугольной, вблизи 90° по α_{eq} и 270° по ϕ_{eq} (рис. 3а,б). Постепенное уширение этой полосы к краям является следствием возрастания пороговых питч-углов с уменьшением γ (рис. 1). Углы полосы области захвата расположены на изолинии $\gamma = \gamma_{fin}(t)$. Преобладающая доля площади этих двух карт находится вне изолинии $\gamma = \gamma_{out}$, когда имеются пролетные частицы, а также прилетевшие и выпавшие (либо выбитые и улетевшие). При приближении точки построения карты к планете (например, на $1.2 R_M$, когда $\gamma_{\min} = 0.8463$, $\gamma_{\max} = 1.2212$, см. рис. 3в) на изображении области захвата образуется отчетливо заметная перетяжка. Ее толщина обращается в нуль в момент достижения точки, для которой строится карта, внутренней границы РЗ, что соответствует γ_{in} (рис. 3г). Соответствующую изолинию можно видеть на карте для расстояний $1.145 R_M$ и $1.1 R_M$ ($\gamma_{\min} = 1.0311$, $\gamma_{\max} = 1.3747$), где область захвата линзовидной формы располагается уже вблизи питч- и фазового углов 90° (рис. 3д,е), и при этом для $R = 1.1 R_M$ частиц, пересекающих магнитопаузу, уже нет.

Из карт видно, что поток частиц в данной точке магнитосферы Меркурия не состоит исключительно из или захваченных, или высыпającychся, или пролетных частиц. И пролетные частицы, и частицы, совершающие меньше одного дрейфового оборота перед столкновением с планетой, и захваченные — все могут быть обнаружены в одной точке.

ОБСУЖДЕНИЕ

Магнитосфера Меркурия является динамически крайне изменчивой (Славин и др., 2007), следовательно, предположение стационарной магнитосферы неверно для больших периодов времени. Однако данное приближение будет работать для периодов времени в 2–3 мин, которые превышают времена дрейфовых оборотов частиц.

Таблица 4. Распределение по типам траекторий при различных начальных расстояниях R , статистика по 30 тыс. частиц, траектории рассчитывались на интервале времени $t = 60$ с

Положение стартовой точки $R (R_M)$	Выбитые и затем выпавшие, %	Ранее захваченные, но затем выпавшие, %	Прилетевшие и затем выпавшие, %
1.10	80.25	0.07	—
1.15	71.18	0.01	—
1.20	58.75	<0.01	0.83
1.25	44.35	0.02	1.52
1.30	32.63	0.02	2.16
1.35	20.05	—	3.65
$R (R_M)$	Выбитые и затем захваченные, %	Стабильно захваченные (в прошлом и будущем), %	Прилетевшие и затем захваченные, %
1.10	0.07	19.62	—
1.15	0.02	25.24	<0.01
1.20	<0.01	18.96	—
1.25	0.02	16.69	—
1.30	0.02	13.83	—
1.35	—	9.64	—
$R (R_M)$	Выбитые и затем улетевшие, %	Ранее удерживавшиеся, но затем улетевшие, %	Пролетные (прилетевшие и затем улетевшие), %
1.10	—	—	—
1.15	—	—	3.54
1.20	0.79	—	20.67
1.25	1.63	<0.01	35.78
1.30	2.01	—	49.33
1.35	3.77	<0.01	62.89

Мы показали, что заряженные частицы могут быть захвачены по крайней мере на несколько дрейфовых периодов (как протоны, так и ионы натрия Na^+ с теми же значениями параметров Штёрмера). Ранее в модели без аксиальной симметрии (Волш и др., 2013) было показано, что электроны также могут быть магнитно захвачены по крайней мере на несколько дрейфовых периодов.

Можно также предположить, что в случае экзопланеты, находящейся в менее плотном звездном ветре, чем Меркурий, будут создаваться лучшие

условия для удержания частиц, так как расстояние до подсолнечной точки магнитопаузы будет больше.

Если отношение χ ларморовского радиуса частицы к радиусу кривизны силовой линии удовлетворяет условию $\chi \ll 1$ (Кузнецов, Юшков, 2002), то для оценки связи между начальным питч-углом α_0 и полярным углом θ_1 , при котором происходит отражение частицы, можно воспользоваться условием сохранения 1-го адиабатического

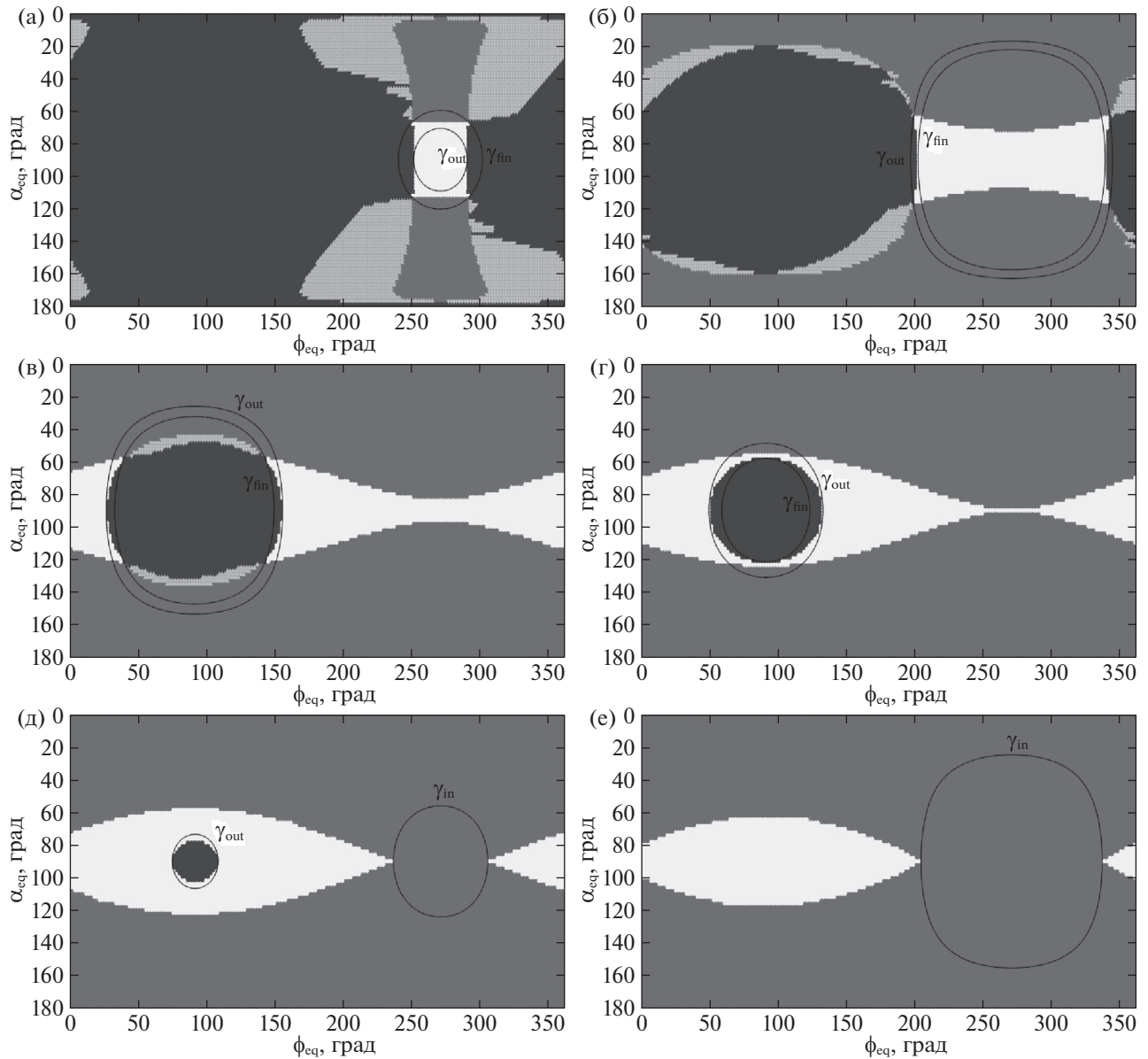


Рис. 3. Влияние начальных условий (питч-угла α_{eq} и фазы ларморовского вращения ϕ_{eq}) на судьбу протонов с энергией 100 кэВ, проходящих через плоскость магнитного экватора при расстояниях R (в R_M): (а) 1.39, (б) 1.3, (в) 1.2, (г) 1.166, (д) 1.145, (е) 1.1. Средне-серым цветом показаны начальные углы частиц, столкнувшихся с поверхностью планеты как в прошлом, так и в будущем; белым — захваченных в рассматриваемый период времени; светло-серым — прилетевших из-за магнитопаузы и столкнувшихся с поверхностью, либо выбитых и улетевших; темно-серым — пролетных. Черным цветом показаны изолинии γ_{in} , γ_{out} и γ_{fin} .

инварианта (Нортроп, 1963):

$$\frac{\sin^2 \alpha}{B} = \text{const}, \quad (13)$$

откуда в отсутствие внешнего однородного поля можно найти угол θ_1 (при не слишком малых $\sin \alpha_0$), численно решая уравнение

$$\sin \alpha_0 = \frac{\sin^3 \theta_1}{\sqrt{2}^4 \sqrt{1 - \frac{3}{4} \sin^2 \theta_1}}. \quad (14)$$

Однако оценивание таким методом доли числа высыпавшихся частиц применимо лишь при условии, что χ мало. В противном случае условие (13) сохранения 1-го адиабатического инварианта перестает выполняться, высота точек отражения может меняться со временем в процессе движения частицы, причем нарушение адиабатичности в первую очередь затрагивает частицы с малыми $\sin \alpha_0$. Это означает, что, даже если изначально частица подходила к точке отражения над поверх-

захвата протонов с энергиями 100 кэВ и меньше. Из проведенного рассмотрения следует, что при увеличении размера магнитосферы (например, в периоды низкого давления солнечного ветра) могут создаваться условия для возникновения радиационных поясов.

Можно сделать ряд выводов относительно причин потерь частиц и возможности либо невозможности существования радиационных поясов при малом дипольном магнитном моменте планеты:

1. Если радиус Штёрмера, вычисленный для интересующих энергий частиц, меньше радиуса планеты, то существование радиационных поясов невозможно.
2. С одной стороны, если параметр γ превышает некоторое пороговое значение γ_{in} , то внутренняя разрешенная зона полностью или частично находится под поверхностью планеты, и говорить об удержании частиц не приходится. С другой стороны, разрешенная зона должна быть такой, чтобы еще позволять траектории не выходить на магнитопаузу, так что должно выполняться условие $\gamma_{in} > \gamma_{out}$.
3. Частицы, находящиеся в пределах внутренней разрешенной зоны, колеблются между точками отражения, положение которых зависит от их начальных питч-углов. Удержание частиц возможно только в том случае, если ее точки отражения находятся над поверхностью планеты, а неточность сохранения 1-го адиабатического инварианта не приводит к такому их смещению на интересующих временах, чтобы высыпание стало возможным. Описание области захвата, расположенной поблизости от плоскости магнитного экватора, можно в первом приближении кратко выразить формулой

$$\begin{aligned} \text{обл. захв.} = & \sum_{\gamma=\gamma_{out}}^{\gamma_{in}} \sum_{\alpha_0=\alpha_{th1}}^{180^\circ-\alpha_{th1}} \text{траект.}(\gamma, \alpha_0) + \\ & + \sum_{\gamma=\gamma_{fin}}^{\gamma_{out}} \left(\sum_{\alpha_0=\alpha_{th1}}^{\alpha_{th2}} \text{траект.}(\gamma, \alpha_0) + \right. \\ & \left. + \sum_{\alpha_0=180^\circ-\alpha_{th2}}^{180^\circ-\alpha_{th1}} \text{траект.}(\gamma, \alpha_0) \right). \end{aligned} \quad (15)$$

У Меркурия в области нахождения захваченных частиц среди частиц одной и той же энергии значительную и даже преобладающую долю могут составлять пролетные или высыпющиеся. При этом захваченные частицы могут приходить лишь с выделенных угловых направлений, причем не только

по питч-углу, но и по фазовому, т.е. наблюдаться в виде жгутов. Таким образом, из проведенного рассмотрения следует, что для обнаружения возможного захвата при экспериментальном измерении потоков частиц необходимо учитывать их угловое распределение.

Авторы выражают глубокую благодарность Ю.Л. Сасунову и Б.Ю. Юшкову за ценные обсуждения.

Авторы признательны правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-780 (№ 13.1902.21.0039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акасофу С.-И., Чепмен С., *Солнечно-земная физика. Ч. 2* (М.: Мир, 1975).
2. Алексеев и др. (I.I. Alexeev, E.S. Belenkaya, S.Yu. Bobrovnikov, et al.), J. Geophys. Res. Space Phys. **113**, A12210 (2008).
3. Алексеев и др. (I.I. Alexeev, E.S. Belenkaya, J.A. Slavin, et al.), Icarus **209**, 23 (2010).
4. Андерсон и др. (B.J. Anderson, M.H. Acuña, H. Korth, et al.), Science **321**, 82 (2008).
5. Андерсон и др. (B.J. Anderson, M.H. Acuña, H. Korth, et al.), Space Sci. Rev. **152**, 307 (2010).
6. Андерсон и др. (B.J. Anderson, C.L. Johnson, H. Korth, et al.), Science **333**, 1859 (2011).
7. Винслоу и др. (R.M. Winslow, N. Lugaz, L. Philpott, et al.), Astrophys. J. **889**, 184 (2020).
8. Волш и др. (B.M. Walsh, A.S. Ryou, D.G. Sibeck, et al.), J. Geophys. Res. Space Phys. **118**, 1992 (2013).
9. Гласмайер и др. (K.-H. Glassmeier, H.-U. Auster, and U. Motschmann), Geophys. Res. Lett. **34**, L22201 (2007).
10. Делькур и др. (D.C. Delcourt, K. Seki, N. Terada, et al.), Ann. Geophys. **23**, 3389 (2005).
11. Делькур и др. (D.C. Delcourt, T.E. Moore, and M.-C.H. Fok), Ann. Geophys. **28**, 1467 (2010).
12. Джонсон и др. (C.L. Johnson, M.E. Purucker, H. Korth, et al.), J. Geophys. Res. **117**, E00L14 (2012).
13. Клауэр и др. (C.R. Clauer, I.I. Alexeev, E.S. Belenkaya, et al.), J. Geophys. Res. Space Phys. **106**, 25695 (2001).
14. Кузнецов С.Н., Юшков Б.Ю., Физика плазмы **28**, 375 (2002).
15. Лаврухин и др. (A.S. Lavrukhin, I.I. Alexeev, and I.V. Tyutin), Ann. Geophys. **37**, 535 (2019).
16. Несс и др. (N.F. Ness, K.W. Behannon, R.P. Lepping, et al.), Science **185**, 151 (1974).
17. Несс и др. (N.F. Ness, K.W. Behannon, R.P. Lepping, et al.), Nature **255**, 204 (1975).
18. Нортроп (T.G. Northrop), Rev. Geophys. **1**, 283 (1963).

19. Поттер и др. (A.E. Potter, R.M. Killen, and T.H. Morgan), *Planet. Space Sci.* **47**, 1441 (1999).
20. Поттер и др. (A.E. Potter, R.M. Killen, K.P. Reardon, et al.), *Icarus* **226**, 172 (2013).
21. Славин и др. (J.A. Slavin, S.M. Krimigis, M.H. Acuña, et al.), *Space Sci. Rev.* **131**, 133 (2007).
22. Славин и др. (J.A. Slavin, G.A. DiBraccio, D.J. Gershman, et al.), *J. Geophys. Res. Space Physics* **119**, 8087 (2014).
23. Тверской Б.А., *Динамика радиационных поясов Земли* (М.: Наука, 1968).
24. Фатеми и др. (S. Fatemi, A.R. Poppe, and S. Barabash), *J. Geophys. Res. Space Phys.* **125**, e2019JA027706 (2020).
25. Шебалин (J.V. Shebalin), *Phys. Plasmas* **11**, 3472 (2004).
26. Штёрмер (C. Størmer), *The Polar Aurora* (Oxford, UK: Clarendon Press, 1955).
27. Яги и др. (M. Yagi, K. Seki, Y. Matsumoto, et al.), *J. Geophys. Res. Space Phys.* **115**, A10253 (2010).

ДОЛГОВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА ПЛАНЕТЕЗИМАЛЕЙ В ХАОТИЧЕСКИХ ЗОНАХ ПЛАНЕТ

© 2020 г. Т. В. Демидова^{1*}, И. И. Шевченко^{2,3}

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

³Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 06.07.2020 г.

После доработки 19.09.2020 г.; принята к публикации 22.09.2020 г.

Проведены массовые численные эксперименты по долговременной динамике планетезималей вблизи орбит планет одиночных звезд с остаточными дисками. С высокой точностью численно определены радиальные размеры планетезимальных скоплений и планетной хаотической зоны в зависимости от массового параметра μ (отношения масс планеты и звезды) отдельно для внешней и внутренней частей хаотической зоны. Полученные результаты проанализированы и интерпретированы в свете существующих аналитических теорий (основанных на критерии перекрытия резонансов средних движений “планета—планетезималь”), а также в сравнении с предыдущими численно-экспериментальными подходами к проблеме. Показано и объяснено, каким образом ступенчатый характер зависимости размеров хаотической зоны от μ определяется краевыми резонансами.

Ключевые слова: планетные хаотические зоны, остаточные диски, динамический хаос, планетезимали.

DOI: 10.31857/S0320010820100058

ВВЕДЕНИЕ

Крупномасштабные структуры, выявленные на изображениях протопланетных дисков, являются одним из самых интригующих открытий уходящего десятилетия. Чаще всего такие структуры представляют собой концентрические светлые и темные кольца (Объединение ALMA, 2015; Эндрюс и др., 2016; Цукагоши и др., 2016; Иселла и др., 2016; Жанг и др., 2016; Гински и др., 2016; Феделе и др., 2017). Такие структуры могут формироваться в результате воздействий массивной планеты на вещество протопланетного диска (см., например, Крист и др., 2000; Руге и др., 2013; ван дер Марел, 2015; Демидова, Шевченко, 2016; Донг и др., 2017). Однако в литературе описаны и другие механизмы их формирования, не требующие присутствия планеты; из них наиболее полно изучены следующие: концентрация пыли вблизи снеговых линий веществ, содержащихся в протопланетном диске (см., например, Банзатти и др., 2015; Жанг и др., 2015; Окуцуми и др., 2016; Пинилла и др., 2017), влияние магнитного поля, включая эффекты магниторотационной неустойчивости в диске (см., например, Йохансен и др., 2009; Баи, Стоун, 2014;

Симон, Армистедж, 2014; Флок и др., 2015; Суриано и др., 2017; Бетун и др., 2017), эффекты гравитационной неустойчивости в диске (Такахаша, Инуцука, 2014).

Похожие кольцеобразные структуры были обнаружены и при наблюдениях остаточных дисков двойных и одиночных звезд (Гривс и др., 1998; Ожеро, 2004; Калас и др., 2005; Талманн и др., 2011; Крист и др., 2012). В таком случае планетезимальные кольца могут находиться в резонансах с планетой, неразрешаемой на изображениях диска (Моро-Мартин и др., 2010; Шнейдер и др., 2014). Присутствие возмущающей планеты может ограничить радиальные пределы планетезимального диска как вблизи звезды, так и на периферии (Вайт и др., 1999; Квиллен, 2006; Су и др., 2013; Родигас и др., 2014).

С другой стороны, в нашей Солнечной системе хорошо известны популяции малых тел, находящиеся в резонансе 1:1 с планетами; это так называемые астероиды–“тройняки”. Они имеются у Юпитера (см., например, Мюррей, Дермотт, 1999), Марса (Боуэлл и др., 1990), Нептуна (Шепард, Трухильо, 2006), Урана (Александрсен и др., 2013), Земли (Коннорс и др., 2011). Обнаружено пылевое кольцо, коорбитальное с Землей (Дермотт и др., 1994; Рич и др., 1995).

*Электронный адрес: proximal@list.ru

Уиздом (1980) аналитически установил, что перекрытие резонансов средних движений первого порядка частицы с планетой (при которых орбитальный период планеты относится к периоду частицы как $p : (p + 1)$ или $(p + 1) : p$, где $p = 1, 2, \dots$) обуславливает образование кольцеобразной хаотической зоны в радиальной окрестности орбиты планеты. Ее радиальные размеры были позднее оценены теоретически и в численных расчетах; если массовый параметр (отношение масс планеты и звезды) $\mu \ll 1$, то радиальная полуширина хаотической зоны планеты на круговой орбите составляет

$$\Delta a = C\mu^{2/7}a_p, \quad (1)$$

где a_p — большая полуось орбиты планеты, а величина безразмерного численного коэффициента C разными авторами определяется в пределах от 1.3 до 1.6 (Дункан и др., 1989; Мальхотра, 1998; Квиллен, Фабер, 2006; Мاستилл, Вайт, 2012).

Долговременная эволюция планетезималей в хаотической зоне у планет на круговых орбитах в зависимости от массового параметра исследовалась в работе Моррисон, Мальхотра (2015); выполнены оценки размеров хаотической зоны и времени ее очистки от частиц, благодаря их уходу из системы либо выпадению на планету или родительскую звезду.

Свойства хаотической зоны у планет, обращающихся на эллиптической орбите, рассмотрены в работах Квиллен, Торндайк (2002), Кухнер, Хольман (2003), Квиллен, Фабер (2006). В последней работе найдено, что размеры хаотической зоны практически не зависят от эксцентриситета планеты, если его значение меньше 0.3.

МОДЕЛЬ И МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

В данной работе выполнены расчеты динамики пассивно гравитирующих планетезималей в поле тяготения системы звезды с планетой. Физические размеры звезды и планеты полагаются равными нулю. Таким образом, возможность выпадения частиц на планету или звезду исключена; очистка хаотической зоны от частиц происходит за счет их выброса из системы. Масса центральной звезды для всех моделей выбиралась равной солнечной $M_\odot$, а масса планеты варьировалась таким образом, чтобы отношение масс планеты и звезды (μ) изменялось от $\lg \mu = -1.5$ до -5.5 с шагом 0.05. Орбита планеты круговая с периодом $P_p = 1$ год. Изначально 10^4 пробных частиц равномерно (по радиусу и азимуту) распределены на круговых барицентрических орбитах в кольце 0.4–1.8 а.е. Их динамика рассчитывалась на интервале времени 10^4 лет.

Интегрирование уравнений движения выполнялось с помощью интегратора Булирша—Штера (см. Пресс и др., 1992). Максимальная допустимая погрешность расчетов полагалась равной $\epsilon = 10^{-10}$; в процессе расчетов большая полуось планеты сохранялась постоянной в рамках заданной точности, также выполнялся контроль сохранения интеграла Якоби для всех частиц. При изменениях величины интеграла Якоби более чем на 1% величина ϵ понижалась до предела 10^{-14} . Для некоторых частиц, как оказалось, данный предел все же недостаточен для сохранения интеграла Якоби. Несохранение константы Якоби обусловлено тесными сближениями частиц с планетой. Нарушения возникали при расстояниях менее $10^{-7}a_p$, что составляет менее 1 км, если большая полуось орбиты планеты $a_p = 1$ а.е. Относительное количество таких частиц невелико: в наших расчетах их число не превосходило 0.5% от общего числа частиц. При анализе результатов они исключались из выборки.

Частицы, большая полуось орбиты которых в процессе расчетов достигала величины 2 а.е., считались покинувшими систему и исключались из расчетов (аналогично критерию, принятому в работе Моррисон, Мальхотра, 2015).

РАЗМЕРЫ ХАОТИЧЕСКОЙ ЗОНЫ

На рис. 1 приведены итоговые распределения частиц в окрестности орбиты планеты в полярных барицентрических координатах на момент времени 10^4 лет с начала эволюции для четырех значений μ . Очевидно, что с уменьшением массового параметра μ хаотическая зона расчищается хуже; при этом коорбитальные структуры вблизи точек Лагранжа L_4 и L_5 сгущаются и растягиваются вдоль орбиты планеты, приобретая подковообразную форму при $\lg \mu < -3.1$. Расчеты показали, что структура области формируется в течение первой тысячи орбитальных оборотов планеты, а в дальнейшем ее форма и размеры изменяются лишь незначительно.

Чтобы охарактеризовать поведение частиц внутри и вблизи планетной хаотической зоны, планетезимальный диск был далее разделен на 100 концентрических колец с единым шагом вдоль радиуса. Граница хаотической зоны (как внутренняя, так и внешняя) определялась положением кольца с $N_i/N_0 < 50\%$. Для каждого кольца вычислялись текущее содержащееся в нем количество частиц N_i в функции времени и его отношение к исходному. На рис. 2 показана величина N_i/N_0 в зависимости от μ и от расстояния от центра масс системы на момент времени 10^4 лет с начала эволюции; здесь N_0 — исходное число частиц в кольце. Как следует из графика, изменение ширины расчищенной зоны с уменьшением μ имеет ступенчатый характер. При

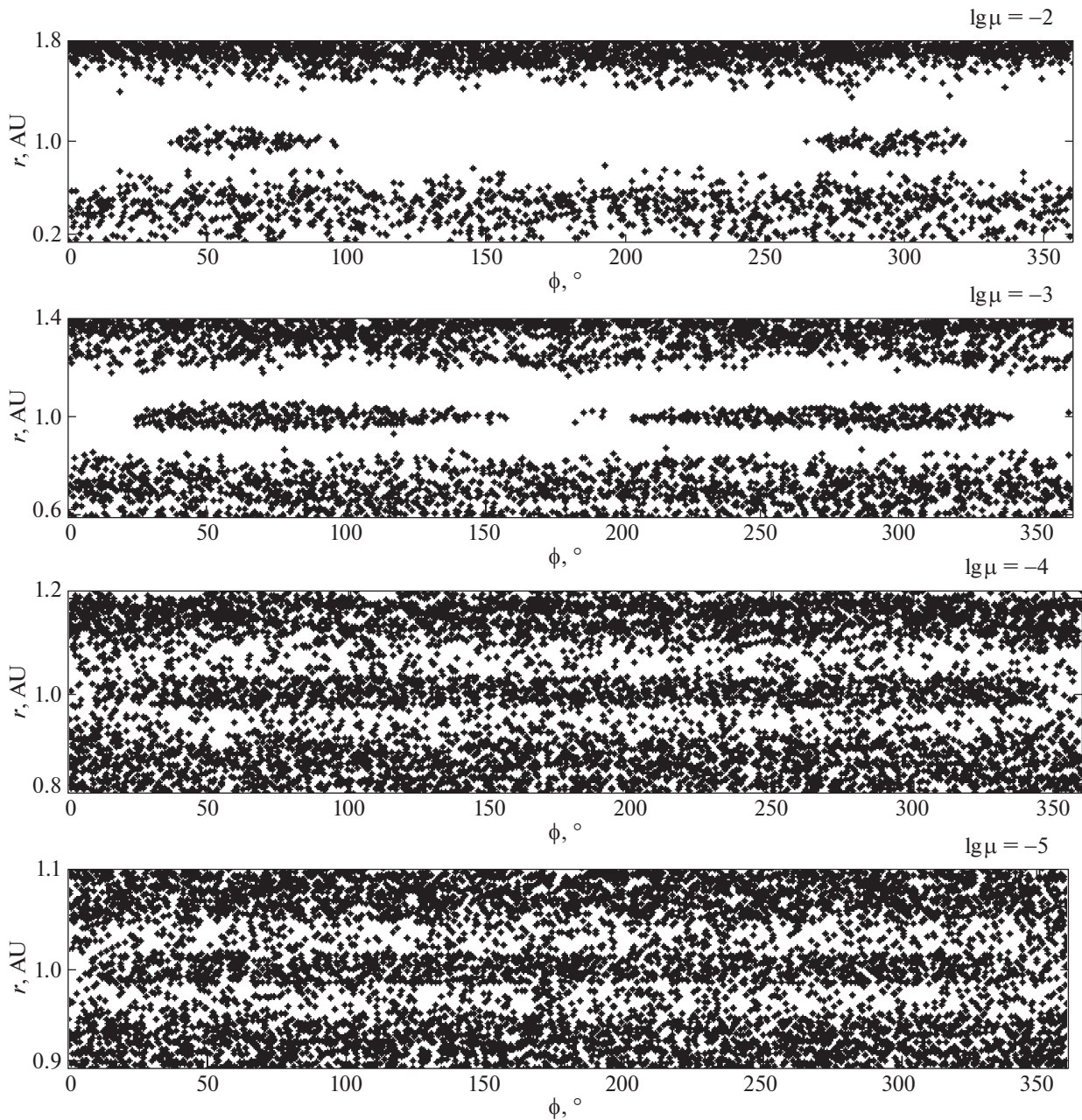


Рис. 1. Распределение частиц в диске после 10^4 оборотов планеты в полярной барицентрической системе координат r (радиальное расстояние) и ϕ (азимутальный угол), обращающейся с частотой обращения планеты; планета расположена в точке $r = 1$ а.е., $\phi = 0$. Логарифм отношения масс планеты и звезды указан над графиком.

всех μ ширина хаотической зоны внутри орбиты планеты заметно меньше, чем снаружи. При $\mu \lesssim 0.01$ начинает формироваться коорбитальная с планетой структура; относительное количество вещества в ней растет с убыванием μ .

На рис. 3 радиальные размеры внутренней ($\Delta a_{\text{in}} = a_p - a_{\text{in}}$) и внешней ($\Delta a_{\text{out}} = a_{\text{out}} - a_p$) частей хаотической зоны показаны в зависимости от μ .

Зависимость является ступенчатой, что обу-

словлено отделением от хаотической зоны резонансов, например, 2 : 1 (при $\lg \mu = -2.2 - (-2.25)$), 1 : 2 (при $\lg \mu = -2.1 - (-2.15)$), 3 : 5 (при $\lg \mu = -2.55 - (-2.6)$), 3 : 2 и 2 : 3 (оба при $\lg \mu = -2.95 - (-3)$), 4 : 3 и 3 : 4 (оба при $\lg \mu = -3.4 - (-3.5)$) от хаотической зоны. При этом отделение резонансов происходит несинхронно по μ для внутренней и внешней ее частей. Хотя кривые для радиальной ширины являются ступенчатыми, приблизительно они могут быть описаны следую-

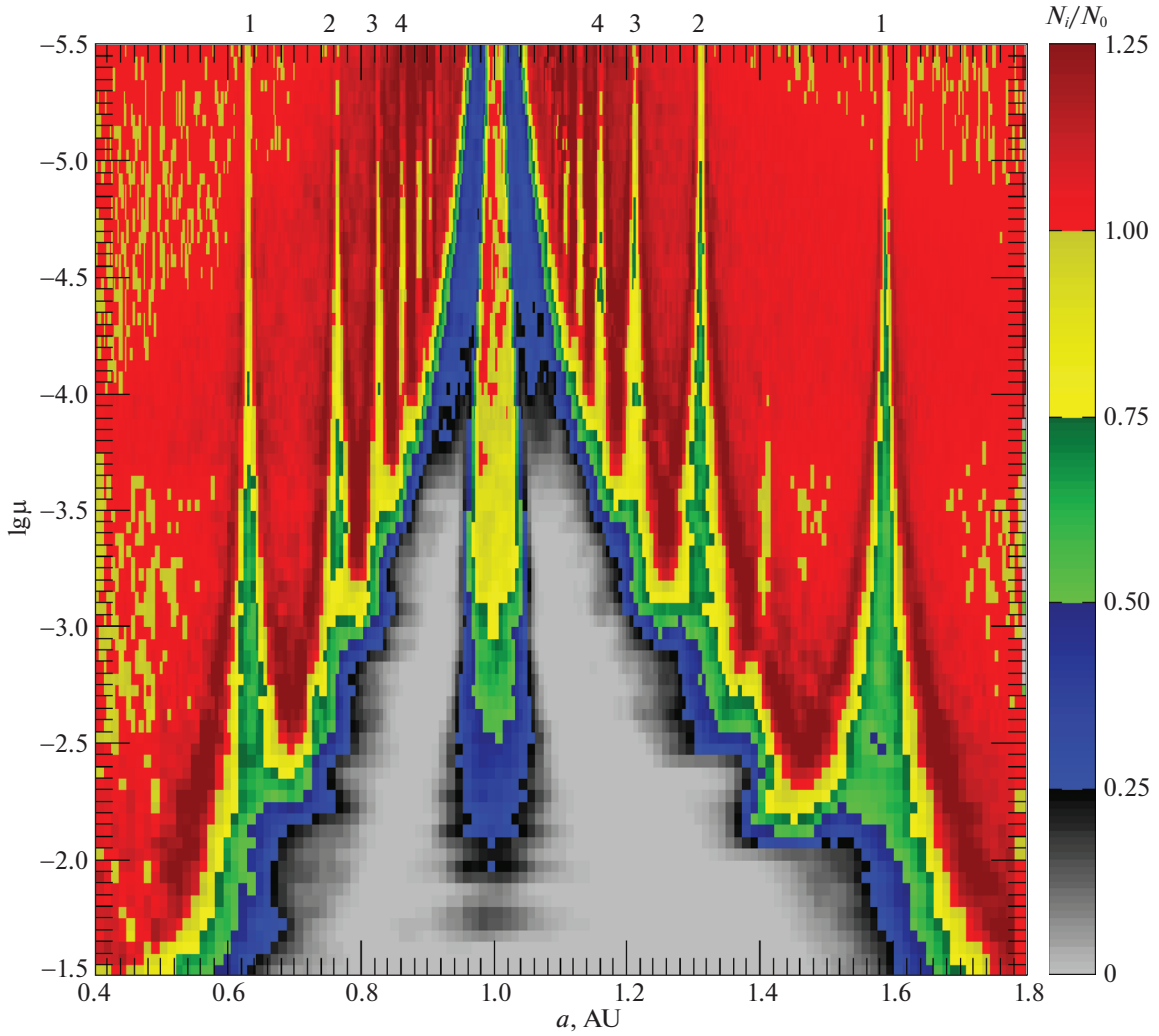


Рис. 2. Сохраняющееся в диске после 10^4 оборотов планеты число частиц N_i (в отношении к исходному значению N_0), в зависимости от радиального расстояния a от звезды (ось абсцисс) и от массового параметра μ (ось ординат). Цифры над графиком указывают индекс p для резонансов $(p+1) : p$ (при $a < 1$ а.е.) и $p : (p+1)$ (при $a > 1$ а.е.).

щими простыми соотношениями:

$$\Delta a_{\text{in}} = (1.38 \pm 0.04) \mu^{0.29 \pm 0.01} a_p \quad (2)$$

для внутренней части хаотической зоны (штриховая линия на рис. 3) и

$$\Delta a_{\text{out}} = (2.51 \pm 0.08) \mu^{0.34 \pm 0.01} a_p \quad (3)$$

для внешней части (сплошная линия на рис. 3).

На верхних панелях рис. 4, представляющего те же данные расчетов, что и рис. 3, дополнительно нанесены горизонтальные линии, указывающие положения резонансов первого порядка:

$$\Delta a_{\text{in}} = \left[1 - \left(\frac{p}{p+1} \right)^{2/3} \right] a_p \quad (4)$$

(внутренняя граница хаотической зоны, панель

слева) и

$$\Delta a_{\text{out}} = \left[\left(\frac{p+1}{p} \right)^{2/3} - 1 \right] a_p \quad (5)$$

(внешняя граница, панель справа). Здесь $p = 1, 2, \dots, 19$. Из графиков очевидно, что скачкообразные изменения ширины хаотической зоны происходят от резонанса к резонансу в основном между соседними резонансами первого порядка; однако между резонансами $2 : 1$ и $3 : 2$ (для которых $p = 1$ и $p = 2$ соответственно) хорошо проявляется и промежуточный резонанс $5 : 3$ второго порядка. Таким образом, имеется промежуточная ступень, присутствие которой обусловлено отделением от планетной хаотической зоны резонанса второго порядка; последний хорошо заметен и на рис. 2.

Вертикальные линии на верхних панелях рис. 4

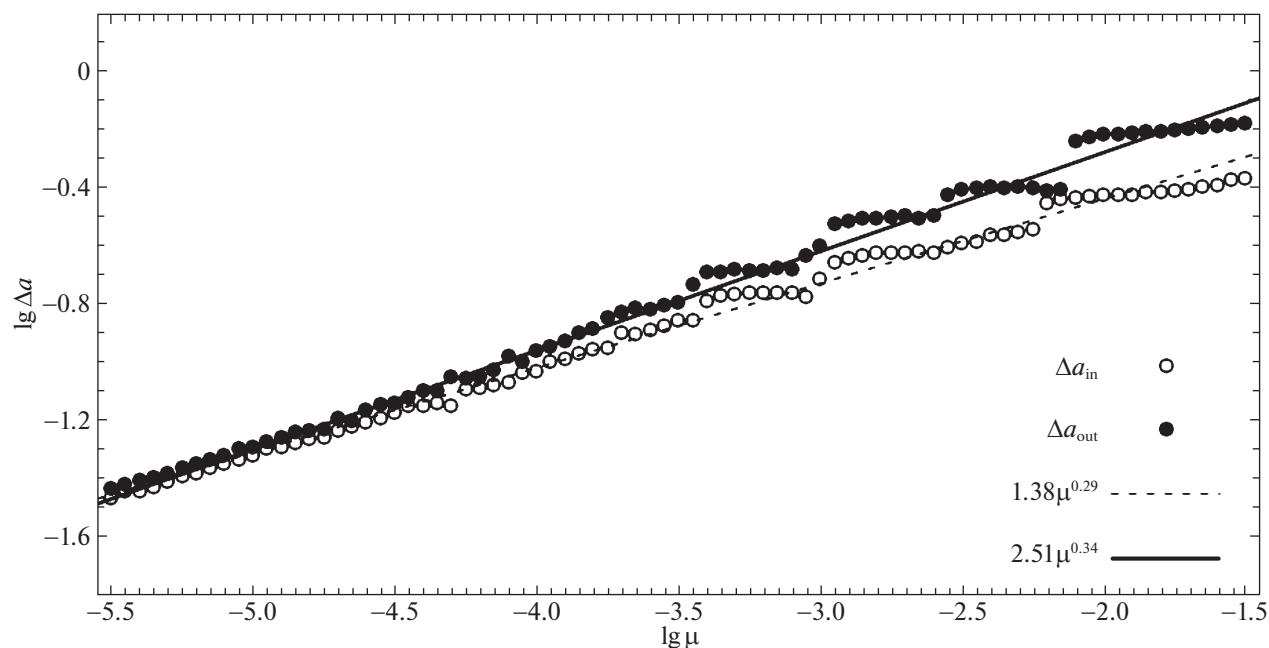


Рис. 3. Радиальная ширина Δa внутренней (светлые кружки) и внешней (темные кружки) части хаотической зоны в зависимости от массового параметра μ , в логарифмической шкале. Зависимость (2) показана штриховой линией, а зависимость (3) — сплошной. Величина Δa выражена в единицах большой полуоси планеты a_p .

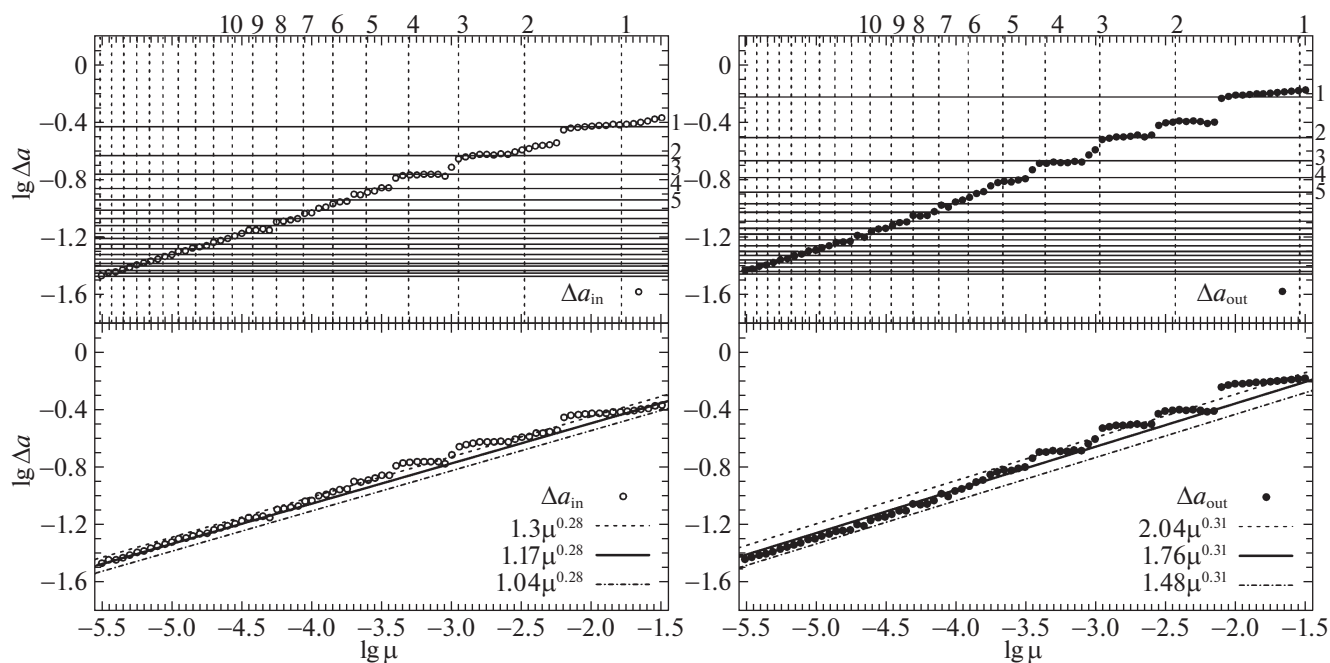


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но на отдельных панелях и с разными аппроксимационными кривыми. На верхних панелях горизонтальные сплошные линии указывают положения резонансов средних движений первого порядка; вертикальные штриховые линии указывают значения $\lg \mu$, при которых положение резонанса совпадает со средней границей хаотической зоны. Индексы p резонансов указаны на панелях сверху и справа. На нижних панелях сплошной линией показаны средние зависимости от μ для ширины внутренней и внешней части хаотической зоны, согласно работе Моррисон, Мальхотра (2015), а пунктирной и штрих-пунктирной — предельные зависимости с учетом бара ошибок, согласно той же работе.

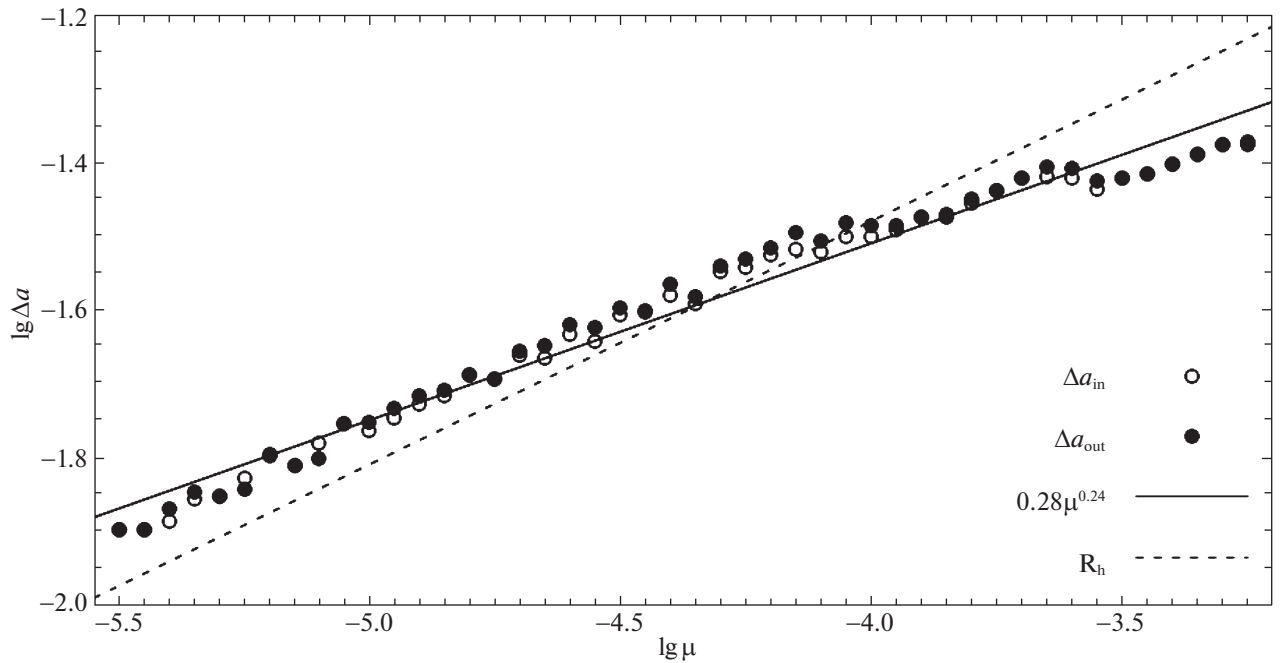


Рис. 5. Ширина внутренней (светлые кружки) и внешней (темные кружки) частей коорбитального роя частиц в зависимости от массового параметра μ , в логарифмической шкале. Зависимость (8) показана сплошной линией, а зависимость радиуса сферы Хилла ($R_H = (\mu/3)^{1/3}$) от μ — штриховой. Величина Δa выражена в единицах большой полуоси планеты a_p .

соответствуют значениям μ , при которых положения резонансов $p = 1, 2, \dots$ совпадают с границей планетной хаотической зоны, найденной из аппроксимационных формул, приведенных в табл. 1 работы Моррисон, Мальхотра (2015):

$$\lg \mu = 3.57 \lg \left(\frac{\Delta a_{\text{in}}}{1.17} \right) \quad (6)$$

(внутренняя граница, панель слева) и

$$\lg \mu = 3.23 \lg \left(\frac{\Delta a_{\text{out}}}{1.76} \right) \quad (7)$$

(внешняя граница, панель справа). При $p > 1$ вертикальные линии совпадают со скачками численной кривой. Несовпадение при $p = 1$ объясняется тем, что у краевого резонанса с $p = 1$ собственный околосепаратрисный хаотический слой имеет существенную ширину, поэтому его объединение с основным слоем смещено по μ (рис. 2).

На нижних панелях рис. 4 с теми же численными данными дополнительно нанесены зависимости (6) и (7). Показаны также (пунктиром и штрих-пунктиром) верхние и нижние предельные зависимости, получаемые при учете статистических погрешностей коэффициентов в данных формулах. Наши данные лежат в пределах баров ошибок при $\lg \mu < -3.5$, однако при больших значениях μ частично выходят за эти пределы. Объясняется это тем, что в работе Моррисон, Мальхотра (2015)

шаг моделей по $\lg \mu$ составлял 0.5 и превосходил принятый нами в 10 раз, поэтому ступенчатый характер зависимости не мог проявиться.

Аналогичным образом мы вычислили радиальные границы коорбитального роя. Он заметно выражен при $\lg \mu < -3$ (рис. 2). Размеры внутренней ($\Delta a_{\text{in}}^r = a_p - a_{\text{in}}^r$) и внешней ($\Delta a_{\text{out}}^r = a_{\text{out}}^r - a_p$) частей коорбитального роя в зависимости от μ показаны на рис. 5. Из графика следует, что зависимости для двух частей роя практически совпадают; таким образом, данная подковообразная структура радиально симметрична относительно орбиты планеты. Общая усредненная зависимость имеет вид

$$\Delta a^r = (0.28 \pm 0.03) \mu^{0.240 \pm 0.006} a_p. \quad (8)$$

Данное соотношение по форме близко к полученному в работе Демидовой (2018); здесь коэффициенты вычислены с большей точностью.

КРАЕВЫЕ РЕЗОНАНСЫ

Концентрация планетезималей понижается в результате их ухода не только в основной (рассмотренной выше) планетной хаотической зоне, где орбитальные резонансы перекрываются, но и в радиальных окрестностях расположенных вблизи нее резонансов (Демидова, Шевченко, 2016; Табешан, Вигерт, 2016), так как сепаратрисы близких

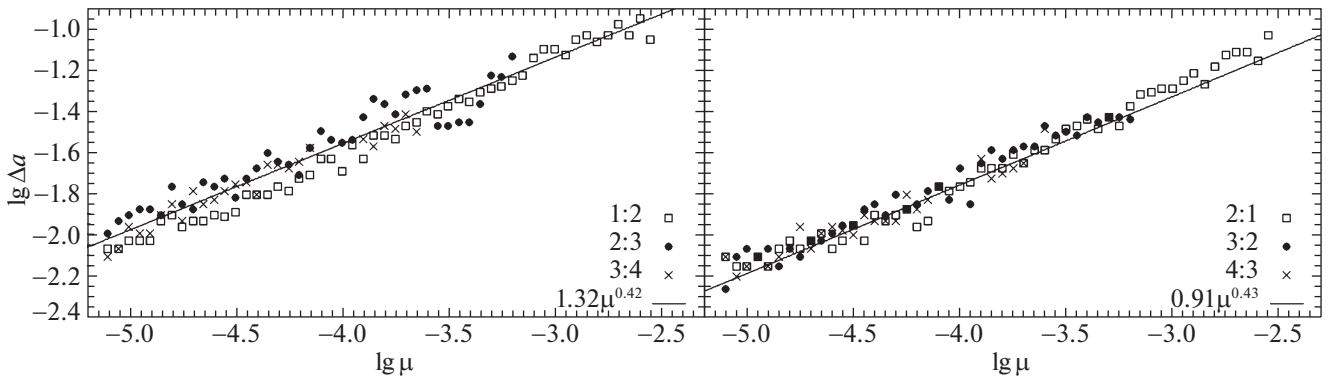


Рис. 6. Ширина области пониженной концентрации частиц вблизи резонансов, отходящих от хаотической зоны. Правая панель — для внутренних (относительно орбиты планеты) резонансов, сплошной линией показана зависимость (9); левая панель — для внешних резонансов, сплошной линией показана зависимость (10). Величина Δa выражена в единицах большой полуоси планеты a_p .

резонансов могут быть сильно возмущены, и, кроме того, их субрезонансы могут перекрываться внутри субрезонансных мультиплетов (Шевченко, 2020). Основная планетная хаотическая зона и расположенные вблизи нее резонансные зоны могут составлять более или менее выраженные трехполосные и даже многополосные структуры.

Получить представление о характере и радиальной ширине “вторичных” хаотических зон, обусловленных резонансами, расположенными вблизи планетной хаотической зоны, но не сливающимися с ней, можно путем задания горизонтальных сечений $\mu = \text{const}$ на диаграмме, представленной на рис. 2. Ширина вторичных зон максимальна при отделении обуславливающих их резонансов от основной хаотической зоны. Мы численно определили ширину областей с пониженной концентрацией частиц вблизи резонансов, отходящих от планетной хаотической зоны при уменьшении μ . На рис. 2 расположение важнейших резонансов обозначено цифрами ($p = 1, 2, 3, 4$) над графиком. Границы расчищенных резонансных зон определяются условием $N_i/N_0 < 1$. Расчеты показали, что ширина зон практически не зависит от p (при $p = 1, 2, 3$), а от μ зависит следующим образом:

$$\Delta a_{\text{in}}^p = 0.91_{-0.06}^{+0.08} \mu^{0.43 \pm 0.01} a_p \quad (9)$$

для резонансов $(p+1) : p$ (внутренних относительно орбиты планеты, см. рис. 6, правая панель) и

$$\Delta a_{\text{out}}^r = 1.32_{-0.13}^{+0.14} \mu^{0.42 \pm 0.01} a_p \quad (10)$$

для резонансов $p : (p+1)$ (внешних относительно орбиты планеты, см. рис. 6, левая панель).

Размеры хаотической зоны резко (ступенчато) уменьшаются, когда с уменьшением μ происходит отделение очередного краевого (marginal) резонанса от границы хаотического слоя. Особенно резкие скачки имеют место при отделении резонансов

первого порядка, что очевидно из рис. 4. Это явление аналогично отделению краевых резонансов от границы хаотического слоя нелинейного резонанса в модели возмущенного маятника, при вариациях параметра адиабатичности (Шевченко, 1998, 2008, 2012). Таким образом, ступенчатый характер зависимости размеров хаотической планетной зоны от μ определяется краевыми резонансами, прежде всего, резонансами первого порядка $(p+1) : p$, где $p = 1, 2, \dots$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ: НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ

Кольцеобразные структуры часто присутствуют на изображениях остаточных околозвездных дисков (Гривс и др., 1998; Чианг и др., 2009; Талмани и др., 2011; Крист и др., 2012). Однако наблюдения одиночного кольца не дают возможности судить об орбите и массе планеты, контролирующей кольцо. В наблюдательном аспекте анализ многополосных структур может быть полезен для определения параметров планеты (Демидова, Шевченко, 2016) в предположении, что за формирование полос ответственны резонансы.

Полученные выше соотношения могут применяться при анализе структур, в которых яркое (В) кольцо находится в резонансе с одним или с несколькими темными (D) кольцами (структуры В–D, D–B, D–B–D); либо при анализе структур, в которых два темных кольца находятся в резонансе (структуры D–D), если коорбитальный рой слабо выражен и не разрешается при наблюдениях; см. номенклатуру полос в работе Демидовой, Шевченко (2016). Заметим, что в принятой нами модели с круговой орбитой планеты, согласно проведенным расчетам, коорбитальный рой частиц принимает подковообразную (почти замкнутую кольцеобразную) форму при $\lg \mu < -3.1$.

Следует подчеркнуть, что здесь нами не учитываются эффекты гравитационного взаимного рассеяния планетезималей, их столкновений и взаимодействия с газом. В работе Демидовой, Шевченко (2018) показано, что характерное время парной релаксации планетезималей размером ~ 10 км и плотностью 2 г см^{-3} в типичном диске ограничено снизу значением 10^7 лет. На основе формулы (1) из работы Су и др. (2019) можно оценить характерное время столкновений подобных планетезималей: на расстоянии 1 а.е. от звезды оно составляет $\sim 5 \times 10^4$ лет. В предположении, что масса газовой компоненты диска составляет 1% от солнечной массы, а вещество распределено по законам, описанным, например, в работе Демидовой и Гринина (2019), можно оценить характерное время, за которое скорость планетезимали убывает в $e \approx 2.7$ раза (Вайденшиллинг, 1977). При плотности газа $1.6 \times 10^{-10} \text{ г см}^{-3}$ и скорости звука 0.8 км с^{-1} для подобных планетезималей это время составляет $\sim 3 \times 10^4$ лет. Таким образом, на интервалах времени, принятых в наших расчетах, указанные эффекты могут, по всей вероятности, проявляться лишь в слабой степени, однако они могут быть существенны на более длительных временных масштабах.

Хуанг и др. (2018) и ван дер Марел и др. (2019) установили, что некоторые кольцевые структуры, наблюдаемые на изображениях газопылевых дисков, полученных с помощью телескопа ALMA, расположены в орбитальных резонансах друг относительно друга. Эти изображения характеризуют тепловое излучение мелких пылевых частиц миллиметровых и сантиметровых размеров; на динамику таких частиц большое влияние может оказывать газовая компонента диска. Влияние резонансов с планетой на формирование структур в таких дисках может быть существенным; однако в дальнейшем для описания структур необходимо моделирование с учетом взаимодействия пылевой и газовой составляющих диска, а также процессов производства и перераспределения мелких частиц в газе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами проведены массовые численные эксперименты по долговременной динамике планетезималей вблизи орбит планет одиночных звезд с остаточными дисками. С высокой точностью численно определены радиальные размеры планетезимальных скоплений и планетной хаотической зоны в зависимости от массового параметра μ (отношения масс планеты и звезды). Расчеты проведены отдельно для внешней и внутренней частей хаотической зоны.

Полученные результаты проанализированы и интерпретированы в свете существующих аналитических теорий, а также в сравнении с предыдущими численно-экспериментальными подходами к проблеме. Найдено, что ширина хаотической зоны изменяется скачкообразно с уменьшением μ вследствие отделения от нее резонансов средних движений частиц с планетой. Ступенчатый характер зависимости размеров хаотической зоны от μ определяется краевыми резонансами.

Также показано, что концентрация планетезималей может быть существенно понижена вблизи резонансов вне планетной хаотической зоны не только в случае “главных” резонансов с индексом $p = 1, 2, 3$ (что было установлено ранее в работах Демидовой, Шевченко, 2016; Табешан, Вигерт, 2016), но и для резонансов с $p > 1$. Для резонансов с $p = 1$ построены зависимости от массового параметра μ для ширины расчищенных резонансных зон. Найдено, что ширина зон больше в случае внешних (относительно орбиты планеты) резонансов.

Авторы благодарны рецензентам за полезные замечания. Работа поддержана грантом 075-15-2020-780 “Теоретические и экспериментальные исследования формирования и эволюции внесолнечных планетных систем и характеристик экзопланет” Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александерсен и др. (M. Alexandersen, B. Gladman, S. Greenstreet, J.J. Kavelaars, J.-M. Petit, and G. Stephenet), *Science* **341**, 994 (2013).
2. Бай, Стоун (X.-N. Bai and J.M. Stone), *Astrophys. J.* **796**, 31 (2014).
3. Банзатти и др. (A. Banzatti, P. Pinilla, L. Ricci, K.M. Pontoppidan, T. Birnstiel, and F. Ciesla), *Astrophys. J.* **815**, L15 (2015).
4. Бетун и др. (W. Béthune, G. Lesur, and J. Ferreira), *Astron. Astrophys.* **600**, A75 (2017).
5. Боуэлл и др. (E. Bowell, H.E. Holt, D.H. Levy, K.A. Innanen, S. Mikkola, and E.M. Shoemaker), *Bull. Am. Astron. Soc.* **22**, 1357 (1990).
6. Вайденшиллинг (S.J. Weidenschilling), *MNRAS* **180**, 57 (1977).
7. Байт и др. (M.C. Wyatt, S.F. Dermott, C.M. Telesco, R.S. Fisher, K. Grogan, E.K. Holmes, and R.K. Piña), *Astrophys. J.* **527**, 918 (1999).
8. ван дер Марел и др. (N. van der Marel, E.F. van Dishoeck, S. Bruderer, L. Pérez, and A. Isella), *Astron. Astrophys.* **579**, A106 (2015).
9. ван дер Марел и др. (N. van der Marel, R. Dong, J. di Francesco, J.P. Williams, and J. Tobin), *Astrophys. J.* **872**, 112 (2019).
10. Гривс и др. (J.S. Greaves, W.S. Holland, G. Moriarty-Schieven, T. Jenness, W.R.F. Dent, B. Zuckerman, C. McCarthy, R.A. Webb, et al.), *Astrophys. J.* **506**, L133 (1998).

11. Гински и др. (С. Ginski, T. Stolker, P. Pinilla, C. Dominik, A. Boccaletti, J. de Boer, M. Benisty, B. Biller, et al.), *Astron. Astrophys.* **595**, A112 (2016).
12. Демидова Т.В., *Астрон. вестник* **52**, 184 (2018) [T. Demidova, *Solar System Research* **52**, 180 (2018)].
13. Демидова, Гринин (T.V. Demidova and V.P. Grinin), *Astrophys. J.* **887**, L15 (2019).
14. Демидова, Шевченко (T.V. Demidova and I.I. Shevchenko), *MNRAS* **463**, L22 (2016).
15. Демидова, Шевченко, Письма в *Астрон. журн.* **44**, 140 (2018) [T.V. Demidova, I.I. Shevchenko, *Astron. Lett.* **44**, 119 (2018)].
16. Дермотт и др. (S.F. Dermott, S. Jayaraman, Y.L. Xu, B.A.S. Gustafson, and J.C. Liou), *Nature* **369**, 719 (1994).
17. Донг и др. (R. Dong, S. Li, E. Chiang, and H. Li), *Astrophys. J.* **843**, 127 (2017).
18. Дункан и др. (M. Duncan, T. Quinn, and S. Tremaine), *Icarus* **82**, 402 (1989).
19. Жанг и др. (K. Zhang, G.A. Blake, and E.A. Bergin), *Astrophys. J.* **806**, L7 (2015).
20. Жанг и др. (K. Zhang, E.A. Bergin, G.A. Blake, L.I. Cleaves, M. Hogerheijde, V. Salinas, and K.R. Schwarz), *Astrophys. J.* **818**, L16, (2016).
21. Иселла и др. (A. Isella, G. Guidi, L. Testi, S. Liu, H. Li, S. Li, E. Weaver, Y. Boehler, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **117**, 251101, (2016).
22. Йохансен и др. (A. Johansen, A. Youdin, and H. Klahr), *Astrophys. J.* **697**, 1269 (2009).
23. Калас и др. (P. Kalas, J.R. Graham, and M. Clampin), *Nature* **435**, 1067 (2005).
24. Квиллен (A.C. Quillen), *MNRAS* **372**, L14 (2006).
25. Квиллен, Фабер (A.C. Quillen and P. Faber), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **373**, 1245 (2006).
26. Квиллен, Торндайк (A.C. Quillen and S. Thorndike), *Astrophys. J.* **578**, L149 (2002).
27. Коннорс и др. (M. Connors, P. Wiegert, and C. Veillet), *Nature* **475**, 481 (2011).
28. Крист и др. (J.E. Krist, K.R. Stapelfeldt, F. Ménard, D.L. Padgett, and C.J. Burrows), *Astrophys. J.* **538**, 793 (2000).
29. Крист и др. (J.E. Krist, K.R. Stapelfeldt, G. Bryden, and P. Plavchan), *Astron. J.* **144**, 45 (2012).
30. Кухнер, Хольман (M.J. Kuchner and M.J. Holman), *Astrophys. J.* **588**, 1110 (2003).
31. Мальхотра (R. Malhotra), *Solar System Formation and Evolution, ASP Conf. Proc.* (Ed. D. Lazzaro, R. Vieira Martins, S. Ferraz-Mello, J. Fernand, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.*, 1998), v. 149, p. 37.
32. Мастилл, Вайт (A.J. Mustill and M.C. Wyatt), *MNRAS* **419**, 3074 (2012).
33. Моро-Мартин и др. (A. Moro-Martín, R. Malhotra, G. Bryden, G.H. Rieke, K.Y.L. Su, C.A. Beichman, and S.M. Lawler), *Astrophys. J.* **717**, 1123 (2010).
34. Моррисон, Мальхотра (S. Morrison and R. Malhotra), *Astrophys. J.* **799**, 41 (2015).
35. Мюррей, Дермотт (C.D. Murray and S.F. Dermott), *Solar System Dynamics* (Cambridge Univer. Press, 1999), p. 107.
36. Объединение ALMA и др. (ALMA Partnership, C.L. Brogan, L.M. Pérez, T.R. Hunter, W.R.F. Dent, A.S. Hales, R.E. Hills, S. Corder, et al.), *Astrophys. J.* **808**, L3 (2015).
37. Ожеро (J.-C. Augereau), *Extrasolar Planets: Today and Tomorrow, ASP Conf. Proc.* (Ed. J. Beaulieu, A. Lecavelier Des Etangs, C. Terquem, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.*, 2004), v. 321, p. 305.
38. Окуцуми и др. (S. Okuzumi, M. Momose, S.-I. Sirono, H. Kobayashi, and H. Tanaka), *Astrophys. J.* **821**, 82 (2016).
39. Пинилла и др. (P. Pinilla, A. Pohl, S.M. Stammer, and T. Birnstiel), *Astrophys. J.* **845**, 68 (2017).
40. Пресс и др. (W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery), *Numerical Recipes in C. The Art of Scientific Computing* (Cambridge Univer. Press, 1992), p. 724.
41. Рич и др. (W.T. Reach, B.A. Franz, J.L. Weiland, M.G. Hauser, T.N. Kelsall, E.L. Wright, G. Rawley, S.W. Stemwedel, et al.), *Nature* **374**, 521 (1995).
42. Родигас и др. (T.J. Rodigas, R. Malhotra, and P.M. Hinz), *Astrophys. J.* **780**, 65 (2014).
43. Руге и др. (J.P. Ruge, S. Wolf, A.L. Uribe, and H.H. Klahr), *Astron. Astrophys.* **549**, A97 (2013).
44. Симон, Армитадж (J.B. Simon and P.J. Armitage), *Astrophys. J.* **784**, 15 (2014).
45. Су и др. (K.Y.L. Su, G.H. Rieke, R. Malhotra, K.R. Stapelfeldt, A.M. Hughes, A. Bonsor, D.J. Wilner, Z. Balog, et al.), *Astrophys. J.* **763**, 118 (2013).
46. Су и др. (K.Y.L. Su, A.P. Jackson, A. Gáspár, G.H. Rieke, R. Dong, J. Olofsson, G.M. Kennedy, Z.M. Leinhardt, et al.), *Astrophys. J.* **157**, 202 (2019).
47. Суриано и др. (S. Suriano, Z.-Y. Li, R. Krasnopolsky, and H. Shang), *MNRAS* **468**, 3850 (2017).
48. Табешан, Вигерт (M. Tabeshian and P.A. Wiegert), *Astrophys. J.* **818**, 159 (2016).
49. Такахаши, Инуцука (S.Z. Takahashi and S.-i. Inutsuka), *Astrophys. J.* **794**, 55 (2014).
50. Талманн и др. (C. Thalmann, M. Janson, E. Buenzli, T.D. Brandt, and J.P. Wisniewski), *Astrophys. J.* **743**, L6 (2011).
51. Уиздом (J. Wisdom), *Astron. J.* **85**, 1122 (1980).
52. Феделе и др. (D. Fedele, M. Carney, M.R. Hogerheijde, C. Walsh, A. Miotello, P. Klaassen, S. Bruderer, Th. Henning, et al.), *Astron. Astrophys.* **600**, A72 (2017).
53. Флок и др. (M. Flock, J.P. Ruge, N. Dzyurkevich, T. Henning, H. Klahr, and S. Wolf), *Astron. Astrophys.* **574**, A68 (2015).
54. Хуанг и др. (J. Huang, S.M. Andrews, C.P. Dullemond, A. Isella, L.M. Pérez, V.V. Guzmán, K.I. Öberg, Z. Zhu, et al.), *Astrophys. J.* **869**, L42 (2018).
55. Цукагоши и др. (T. Tsukagoshi, H. Nomura, T. Muto, R. Kawabe, D. Ishimoto, K.D. Kanagawa, S. Okuzumi, and S. Ida), *Astrophys. J.* **829**, L35 (2016).

56. Чианг и др. (E.I. Chiang, E. Kite, P. Kalas, J.R. Graham, and M. Clampin), *Astrophys. J.* **693**, 734 (2009).
57. Шевченко (I.I. Shevchenko), *Physica Scripta* **57**, 185 (1998).
58. Шевченко (I.I. Shevchenko), *Phys. Lett. A* **372**, 808 (2008).
59. Шевченко (I.I. Shevchenko), *Phys. Rev. E* **85**, 066202 (2012).
60. Шевченко (I.I. Shevchenko), *Dynamical Chaos in Planetary Systems* (Springer Nature, 2020).
61. Шеппард, Трухильо (S.S. Sheppard and C.A. Trujillo), *Science* **313**, 511 (2006).
62. Шнейдер и др. (G. Schneider, C.A. Grady, D.C. Hines, C.C. Stark, J.H. Debes, J. Carson, M.J. Kuchner, and M.D. Perrin), *Astron. J.* **148**, 59 (2014).
63. Эндрюс и др. (S.M. Andrews, D.J. Wilner, Z. Zhu, T. Birnstiel, J.M. Carpenter, L.M. Pérez, X.-N. Bai, K.I. Öberg, et al.), *Astrophys. J.* **820**, L40 (2016).