

СОДЕРЖАНИЕ

Том 97, номер 10, 2020

Физические и химические свойства галактических шаровых скоплений разного происхождения, выявленных по данным Gaia DR2 <i>В. А. Марсаков, В. В. Коваль, М. Л. Гожа</i>	795
Эволюция вязкого протопланетного диска при образовании конвективно-неустойчивых областей. II. Режимы аккреции и долговременная динамика <i>Л. А. Максимова, Я. Н. Павлюченков, А. В. Тутуков</i>	807
Образование звездных потоков в ходе распада звездных скоплений, OB ассоциаций и спутников галактик <i>А. В. Тутуков, М. Д. Сизова, С. В. Верещагин</i>	820
Эволюция мазерного излучения OH и H ₂ O в области активного звездообразования IRAS 05358+3543 (S231) <i>Н. Т. Ашимбаева, П. Колом, В. В. Краснов, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, А. М. Толмачев</i>	833
Солнечный квадруполь в тензорном описании <i>А. С. Шибалова, В. Н. Обридко, Д. Д. Соколов, В. В. Пипин</i>	849
Кинетические расчеты эффективности перезарядки протонов солнечного ветра в протяженной водородной короне Марса <i>В. И. Шематович, Д. В. Бисикало</i>	858
Вековая эволюция колец вокруг вращающихся трехосных гравитирующих тел <i>Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов</i>	866
Измерения уклонений отвеса на известной московской аттракции с помощью цифрового астроизмерителя <i>М. М. Мурзабеков, В. Ф. Фатеев, П. А. Юзефович</i>	873

УДК 524.47+524.6-36

ФИЗИЧЕСКИЕ И ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГАЛАКТИЧЕСКИХ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ РАЗНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ, ВЫЯВЛЕННЫХ ПО ДАННЫМ Gaia DR2

© 2020 г. В. А. Марсаков^{1,*}, В. В. Коваль^{1,**}, М. Л. Гожа^{1,***}

¹ Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

*E-mail: marsakov@sfedu.ru

**E-mail: vvkoyal@sfedu.ru

***E-mail: gozha_marina@mail.ru

Поступила в редакцию 20.04.2020 г.

После доработки 08.06.2020 г.

Принята к публикации 30.06.2020 г.

Исследованы различия связей между физическими параметрами и содержаниями химических элементов у образовавшихся внутри Галактики и аккрецированных шаровых звездных скоплений. Информация об определенных по данным Gaia DR2 местах предположительного образования скоплений заимствована из литературных источников. В них для 151 шарового скопления оценена вероятность принадлежности к балджу и диску Галактики, а также к шести известным событиям слияния карликовых галактик-спутников с Млечным Путем. Элементы орбит, начальные массы, типы населений и возрасты взяты из литературы, а данные о химическом составе для 69 шаровых скоплений Галактики – из авторского компилятивного каталога. Показано, что все малометаллические ($[Fe/H] < -1.0$) генетически связанные шаровые скопления имеют высокие относительные содержания α -элементов. Поскольку, согласно современным представлениям, с увеличением массы сверхновые второго типа выбрасывают в межзвездную среду больше α -элементов, выдвинуто предположение, что массы сверхновых второго типа в Галактике были больше, чем в аккрецированных галактиках. Доказывается, что скопления группы “Low Energy”, считавшиеся аккрецированными, генетически связаны с единым протогалактическим облаком, как и нестратифицированные скопления UKS 1 и Liller 1, которые принадлежат, скорее всего, балджу. Показано, что с увеличением среднего радиуса орбит скоплений не только нижний, но и верхний пределы их масс уменьшаются. Последний факт объясняется уменьшением масс рождающихся скоплений с уменьшением масс их родительских галактик. Продемонстрировано, что экстремально многокомпонентное звездное население наблюдается только у аккрецированных шаровых скоплений с начальной массой $>10^6 M_{\odot}$. Выдвинуто предположение, что эти скопления сохранили все вещество, выброшенное их проэволюционировавшими звездами, из которого образовались новые поколения звезд, благодаря долгой эволюции вдали от нашей Галактики.

DOI: 10.31857/S0004629920110067

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно современной стандартной космологической модели Λ CDM (Lambda-Cold Dark Matter), массы галактик растут за счет слияний. При этом гало галактики формируется в результате нескольких крупных слияний, сопровождаемых множеством мелких слияний. Когда спутники сливаются с такой галактикой, как Млечный Путь, они лишаются своих звезд из-за приливных сил. Эти звезды следуют приблизительно по средней орбите своего прародителя, и это приводит к образованию потоков.

В последние годы наблюдательная астрономия дала нам несколько убедительных свидетельств того, что не все звезды, принадлежащие в настоя-

щий момент нашей Галактике, образовались из единого протогалактического облака. Часть звездных объектов в разное время были ею захвачены из ближайших галактик-спутников. Эпоха аккреции внегалактических объектов началась на самых ранних этапах формирования Галактики и продолжается до сих пор [1]. Более-менее надежно выявить предположительно аккрецированные объекты возможно лишь после измерения их пространственных скоростей и восстановления их галактических орбит. Необходимым условием верификации их внегалактического происхождения является определение содержания в них химических элементов, произведенных в различных процессах ядерного синтеза. Дело в том, что

в изолированных звездно-газовых системах возможны отличающиеся истории химической эволюции.

Для выявления звезд поля и шаровых скоплений с общим происхождением по данным Gaia анализируются их динамические свойства в пространстве интегралов движения и химический состав. Так, в статье Макрета и др. [2] проанализированы относительные содержания α -элементов и скоростей у нескольких десятков тысяч звезд в пределах 15 кпк от Солнца в выборке, составленной путем кросс-идентификации между каталогами SDSS-APOGEE DR14 и Gaia DR2. Авторы обнаружили, что у металлических ($[Fe/H] > -1.0$) звезд с высокими эксцентриситетами орбит отношения $[\alpha/Fe]$ ниже, чем у основной массы ближайших звезд поля. В итоге был сделан вывод о захвате нашей Галактикой на ранних этапах ее эволюции массивной ($\sim 10^9 M_{\odot}$) галактики-спутника, в результате чего часть звезд поля, рожденных в этой галактике-спутнике, попала в нашу Галактику, а часть звезд уже образовавшегося тонкого диска при этом “разогрелась”, сформировав подсистему толстого диска. К такому же выводу пришли и авторы работы Хелми и др. [3], которые по данным обзоров APOGEE и Gaia DR2, а также в результате численного моделирования показали, что во внутреннем гало преобладают обломки карликовой галактики более массивной, чем Малое Магелланово Облако, которую они назвали Гайя–Энцелад (Gaia-Enceladus). Они обнаружили, что среди исследованных ими звездных объектов сотни лирид и более дюжины шаровых скоплений образовались в этой галактике. Причем слияние Млечного Пути с Гайя–Энцеладом, по их мнению, привело к динамическому “разогреву” предшественника толстого галактического диска и, следовательно, способствовало формированию этой подсистемы Галактики примерно 10 млрд. лет назад. Однако обломки Гайя–Энцелада не единственная субструктура, присутствующая в окрестностях Солнца. В частности, солнечную область пересекают обнаруженные более 20 лет назад потоки Хелми (Helmi streams 99). Более того, совсем недавно по данным Gaia DR2 и DECaPS были обнаружены свидетельства не одного, а двух захватов массивных галактик примерно 9–11 млрд. лет назад.

Исследование интегралов движения (подробнее см. ниже) и возрастов шаровых скоплений Галактики, проведенное в работе Массари и др. [4] на основе данных Gaia DR2, и вычисленных по ним параметрах галактических орбит, показывает, что около 40% шаровых скоплений, вероятно, сформировались “на месте” (*in situ*), т.е. генетически связаны с единым протогалактическим облаком. Более трети (35%) скоплений связаны, по видимому, с известными событиями слияния, в

частности с Гайя–Энцеладом (Gaia-Enceladus – 19%), карликовой галактикой Сагиттариус (Sagittarius – 5%), прародителем потоков Хелми (Helmi 99 – 6%) и галактикой Секвойя (Sequoia – 5%), хотя некоторая неопределенность сохраняется из-за степени перекрытия их динамических характеристик. Из оставшихся скоплений 16% связаны с группами с низкими (Low Energy) и высокими (High Energy) энергиями орбит, в то время как остальные находятся на очень высоко поднимающихся над галактической плоскостью и сильно вытянутых орбитах, поэтому они имеют, скорее всего, гетерогенное происхождение.

В работах [5–7] мы вычислили вероятности принадлежности скоплений подсистемам толстого диска и гало по методике, описанной в работе Бенсби и др. [8], используя наземные измерения их остаточных скоростей. При этом генетически связанными с единым протогалактическим облаком мы посчитали только скопления, принадлежащие толстому диску, тогда как в гало оставили в этой категории лишь скопления на прямых орбитах с размерами, не выходящих далее 15 кпк от галактического центра. В работах, в частности, показано, что на диаграмме “ $[Fe/H]$ – $[\alpha/Fe]$ ” в диапазоне $[Fe/H] < -1.0$ вся совокупность аккрецированных скоплений занимает на диаграмме практически одну и ту же полосу вместе с быстрыми ($V_{\odot} > 240$ км/с), т.е. аккрецированными звездами поля. Зато практически все генетически связанные скопления, а также аккрецированные скопления, принадлежавшие в прошлом двум разрушенным массивным карликовым галактикам Sgt и CMa, вместе с генетически связанными звездами поля ($V_{\text{ост}} < 240$ км/с) концентрируются к верхней части этой полосы. При этом звезды нынешних карликовых галактик-спутников нашей Галактики при такой же низкой металличности имеют существенно меньшие величины $[\alpha/Fe]$. В результате сделан вывод, что все звездные объекты аккрецированного гало являются остатками галактик более высокой массы, чем нынешнее окружение Галактики.

Поскольку в своих предыдущих исследованиях мы выделяли скопления в предположительно аккрецированные и генетически связанные по отягощенным ошибкам наземным измерениям их расстояний и скоростей, в настоящей работе мы будем использовать стратификацию, выполненную Массари и др. [4] по более точным спутниковым данным. Эти данные позволили определить скорости и вычислить по ним орбиты практически всех известных шаровых скоплений, принадлежащих в настоящее время нашей Галактике, тем самым существенно увеличив используемое нами для анализа количество шаровых скоплений. В данной работе нас интересует отличие физических и химических свойств совокупностей

генетически связанных скоплений от аккрецированных, а также возможные различия в свойствах между разными предположительно аккрецированными группами скоплений.

2. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

2.1. Содержания химических элементов

Для анализа поведения некоторых химических элементов в шаровых скоплениях мы взяли спектроскопические определения обилий железа и относительных содержаний некоторых химических элементов из нашего компилятивного каталога [5], включающего более ранний каталог Харриса [9]. В нем собраны и усреднены содержания 28 химических элементов в звездах 69 шаровых скоплений из 101 статьи, опубликованной с 1986 г. по 2018 г. Известно, что во всех скоплениях происходило самообогащение, и это изменяло их усредненные по звездам содержания некоторых химических элементов (см., напр., [10] и ссылки в ней). В основном оказались искаженными содержания только тех химических элементов, которые участвуют в реакциях протонных захватов, происходящих в гидростатических процессах горения гелия в центре или слоевых источниках гигантов асимптотической ветви. При сбросе оболочки такой звездой на более поздних стадиях эволюции эти элементы попадают в межзвездную среду скопления. В итоге новые поколения звезд в нем оказываются с измененным химическим составом. Средние содержания остальных химических элементов в звездах скоплений остаются практически первичными (см., напр., [11] и ссылки в ней). Это позволяет нам использовать усредненные по звездам скоплений содержания в них оставшихся неискаженными химических элементов для исследования природы каждого шарового скопления.

В настоящей работе мы рассмотрим поведение в шаровых скоплениях практически не подверженных искажению относительных содержаний четырех α -элементов (магния, кремния, кальция и титана) как наиболее информативных в плане диагностики эволюции ранней Галактики, а также одного элемента быстрых нейтронных захватов – европия. В работе [5] мы привели подробное описание процедуры усреднения относительных содержаний каждого элемента и их ошибок. Одновременно мы продемонстрировали, что внешние сходности определений используемых в настоящей работе химических элементов разными авторами лежат в диапазоне $\langle \sigma_{[el/Fe]} \rangle = (0.06-0.11)$ и сделали заключение о возможности использования наших компилятивных содержаний химических элементов для статистического анализа начального химического состава скоплений, принадлежащих разным подсистемам

Галактики. Поскольку спектроскопические данные известны менее чем для половины шаровых скоплений, постольку для анализа связей между физическими параметрами и содержаниями тяжелых элементов мы использовали металличесности из компьютерной версии компилятивного каталога Харриса [9], в котором они приведены почти для всех скоплений.

Для сравнения мы использовали звезды поля из каталога [12], в котором приведены металлические и относительные содержания всех α -элементов, а также европия для 785 звезд Галактики во всем интересующем нас диапазоне металличности. Содержания кремния в нем не приведены, поэтому они взяты из каталога [13], содержащего 714 F-G карликов поля. К сожалению, в последнем каталоге находятся звезды, принадлежащие, в основном, дисковым населением Галактики, поэтому малометаллические звезды здесь в дефиците.

2.2. Принципы определения мест рождения шаровых скоплений

В работе Массари и др. [4] были рассмотрены положения всех скоплений в пространстве вычисленных интегралов движения: полных энергий орбит (E), компонентов углового момента (L_Z) и компонентов углового момента (L_{\perp}), перпендикулярной L_Z , и других элементов их галактических орбит. При этом каждое скопление анализировалось на предмет ассоциации с единым протогалактическим облаком и с прародителями известных событий слияния, пережитых Галактикой. Рожденные, по мнению авторов, внутри Галактики (*in situ*) скопления ограничивались дополнительными параметрами. Так, скопления балджа должны удовлетворять условию $R_{\max} < 3.5$ кпк (в результате выделено 36 скоплений этой подсистемы), тогда как принадлежность скоплений к дисковой подсистеме ограничивалась невысоким поднятием точек орбит над галактической плоскостью ($Z_{\max} < 5$ кпк) и малыми эксцентриситетами галактических орбит. Причем среди выделенных 26 скоплений диска несколько оказались на ретроградных орбитах. Они нашли, что все “чистые” *in situ* скопления при одинаковой металличности демонстрируют больший возраст. Поэтому они исключили из этой группы два относительно молодых скопления (NGC 6235 и NGC 6254). Таким образом, кроме интегралов движения при стратификации шаровых скоплений учитывались также и их возрасты (подробнее см. далее). Отметим, что из-за большого разброса динамических характеристик группы Гайя–Энцелад и пересечения их с параметрами других групп, некоторым скоплениям авторы цитируемой работы вынуждены были

оставить двойную принадлежность. В результате на наших диаграммах такие скопления оказались обозначенными наложенными друг на друга двумя значками. Стратификация для всех скоплений приведена в [4].

Напомним, что в работах [5–7] мы относили к генетически связанным (т.е. рожденным из единого протогалактического облака) скопления, которые при движении по орбите не удалялись далее 15 кпк от галактического центра и были на прямых орбитах. Кроме того, они должны демонстрировать остаточные скорости такие же, как и звезды поля дисковых подсистем Галактики (т.е. близкие к круговым), и не считаться остатками известных на то время разрушенных галактик-спутников. Хотя мы и посчитали все скопления на ретроградных орбитах аккрецированными, тем не менее большинство скоплений, выделенные такими различающимися подходами к кинематическим данным в группу генетически связанных, совпали (сравни табл. 1 в работах [4] и [6]). Заметим, что в отличие Массари и др. [4] мы скопления балджа присовокупили к толстому диску, тогда как у этих авторов в дисковой подсистеме оказались и все звездные объекты подсистемы собственного гало.

2.3. Возрасты скоплений

Возрасты для 68 шаровых скоплений также взяты из работы [4]. Авторы этой работы все полученные по современным фотометрическим данным определения относительных возрастов разных авторов привели к однородной шкале абсолютных возрастов Ван Ден Берга и др. [14], которая базируется на спектроскопической шкале определений содержания химических элементов Карретта и др. [15].

2.4. Тип скопления по многокомпонентности населения

Уже долгое время известно, что звездные населения во всех шаровых скоплениях не являются химически однородными и в них существует, по крайней мере, два поколения звезд (1G и 2G). Второе население образовалось из выбросов прэволюционировавших звезд первого поколения и отличается повышенными содержаниями элементов протонных захватов. Однако существуют еще и скопления, которые демонстрируют две и более параллельных последовательностей 1G и 2G звезд. В серии статей Марино и др. (см. [16] и ссылки в ней) на основе данных Hubble Space Telescope UV Legacy Survey of Galactic Globular Clusters было проведено разделение шаровых скоплений на две группы по многокомпонентности в них звездного населения. Причем это разделение выполнено по спектроскопическим опре-

делениям содержаний химических элементов в звездах скоплений. Для исследования мы взяли все перечисленные в работе [16] семь скоплений с экстремально многокомпонентным типом населения Type II: NGC 362, NGC 1851, NGC 5286, NGC 6656, NGC 6715 (M 54), NGC 7089 (M 2) и NGC 5139 (ω Cen).

2.5. Массы скоплений

Массы скоплений до последнего времени определялись по их полной светимости. Сейчас, когда стали доступны данные Gaia DR2 и появилась возможность определения даже для наиболее удаленных скоплений не только их полных скоростей, но и скоростей их отдельных звезд, массы вычисляются по дисперсиям скоростей этих звезд. Основываясь на этих данных, Баумгардт и др. [17] определили дисперсии внутри 154 шаровых скоплений, вычислили их текущие массы, галактические орбиты и восстановили их начальные массы (M_{ini}), учтя потери звезд каждым скоплением за время жизни в результате взаимодействия с неоднородностями галактического потенциала и диссипации звезд. Из этой работы мы взяли текущие и начальные массы скоплений, а также средние радиусы их орбит.

2.6. Морфологический индекс

Морфологический индекс, или цвет горизонтальной ветви $HBR = (B - R)/(B + V + R)$, где B , V , R – соответственно количество звезд на голубом конце горизонтальной ветви, в полосе неустойчивости и на красном конце, взят из нашего каталога [5].

3. СВЯЗИ МЕЖДУ ФИЗИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ СКОПЛЕНИЙ

На рис. 1а показана взаимосвязь между возрастом скоплений и металличностью (последняя на этом рисунке взята из каталога [9], поскольку имеется для всех скоплений). Разными значками обозначены скопления, принадлежащие всем девяти группам, выделенным в работе [4]. Скопления разных групп обозначены на рисунке разными значками, при этом образовавшиеся внутри Галактики (*in situ*) скопления обозначены большими шариками. На диаграмме отчетливо выделяются различающиеся возрастом две параллельные зависимости. Заметим, что авторы работы [14], первыми обнаружившие эту структуру на диаграмме, не нашли однозначного объяснения природы двух последовательностей, но связали их возникновение с различием потери скоплениями газа, выброшенного их гигантами асимптотической ветви. Хорошо видно, что при фиксированной металличности генетически связанные

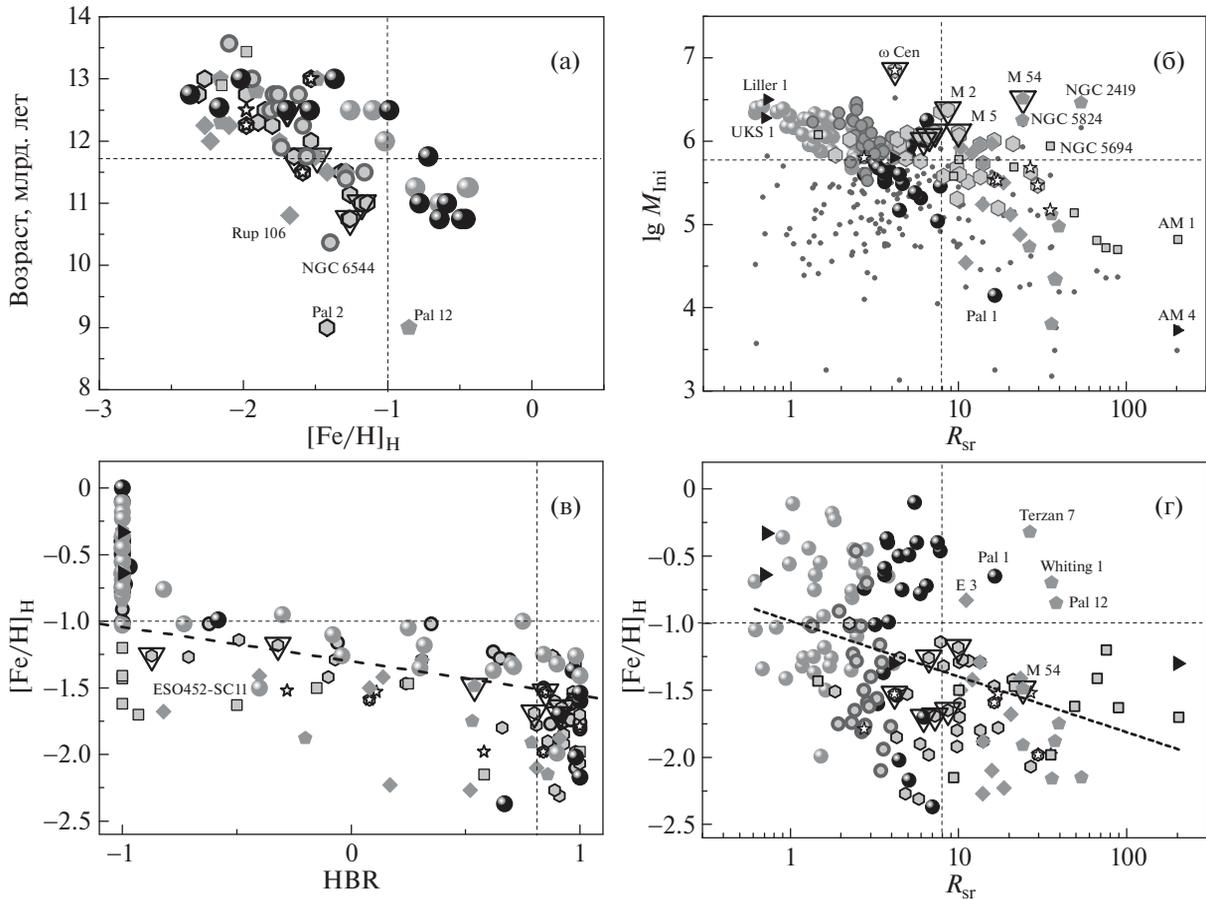


Рис. 1. Связь металличности с возрастом (а), среднего радиуса орбиты с начальной массой (б), морфологического индекса горизонтальной ветви с металличностью (в) и среднего радиуса орбиты с металличностью (г) для шаровых скоплений различного происхождения. Генетически связанные шаровые скопления обозначены большими шариками: светлые – балджа, темные – диска; аккрецированные скопления из разных групп показаны: большими кружками со светло-серым заполнением (группа Low Energy), шестиугольниками со светло-серым заполнением (Gaia–Enceladus), серыми пятиугольниками (Sagittarius), открытыми звездочками (Sequoia), квадратами со светло-серым заполнением (High Energy), косыми серыми квадратами (Helmi stream), черным треугольником, повернутым вправо – нестратифицированные скопления, большими треугольниками обведены скопления с экстремально многокомпонентным типом звездного населения Туре II. Серые точки – текущие массы шаровых скоплений (б). Горизонтальные пунктирные линии: средний возраст (а), средняя начальная масса (б), традиционная разделительная линия между диском и гало $[Fe/H]_H = -1.0$ (в, г). Вертикальные пунктирные линии: средний радиус солнечной орбиты (б, г), линия $HBR = 0.85$ отделяет экстремально голубые скопления (в). Подписаны скопления, упоминаемые в тексте. Величины $[Fe/H]_H$ из каталога Харриса [9]. Наклонная штриховая линия – радиальный градиент металличности (в, г), $[Fe/H] = (-0.42 \pm 0.08)R_{Sr} - (0.98 \pm 0.07)$ (г).

шаровые скопления балджа и диска старше скоплений, которые согласно их пространственно-кинематическим свойствам авторы работы [4] посчитали аккрецированными Галактикой из нескольких разрушенных галактик-спутников. Пересечение последовательностей скоплений разной природы на диаграмме наблюдается лишь для самых старых малометаллических скоплений. Именно это различие в возрастах авторы [4] посчитали одним из основных признаков (наряду с кинематикой) их внегалактического происхождения. На этой же диаграмме выделены скопления с экстремально многокомпонентным населением.

ем. Видим, что все они оказались среди аккрецированных скоплений.

На рис. 1б по данным работы [17] нанесены зависимости от средних радиусов орбит скоплений их текущих (черные точки) и вычисленных начальных масс (большие значки). Хорошо видно резкое различие начальных и текущих масс скоплений, средние радиусы орбит которых лежат внутри солнечного круга. Отсутствие на малых галактоцентрических расстояниях скоплений с первоначально малой массой авторы цитируемой работы объяснили их полным разрушением к настоящему моменту. Зато с увеличением среднего

радиуса их орбит нижний предел первоначальной массы монотонно увеличивается из-за уменьшающегося разрушающего эффекта от балджа и диска Галактики. Заметим, что избыток шаровых скоплений с малой массой на больших галактоцентрических расстояниях, обнаруженный по теплым массам, известен давно [18].

Обращает на себя внимание на рисунке понижение также и верхней границы первоначальной массы скоплений с увеличением радиуса орбиты, которое за пределами солнечного радиуса орбиты становится более резким (см. вертикальную пунктирную линию). Исключением являются три изначально массивных скопления из разрушенной галактики Сагиттариус, причем одно из них (M 54) предположительно являлось ядром этой галактики. У центральных скоплений галактик особая история формирования, и они не только практически не теряют звезды из-за диссипации, но и могут увеличивать свою массу за счет падедения на них звезд поля родительской галактики до разрушения последней. Все скопления с далекими орбитами ($R_{sr} > R_{\odot}$) и с начальными массами ниже средней (горизонтальную пунктирную линию) оказались аккрецированными. Получается, что в карликовых галактиках реже образуются массивные шаровые скопления. Хотя галактика Гайя–Энцелад, судя по количеству в ней массивных скоплений, была все же весьма массивной, но, тем не менее, уступала нашей Галактике. Такое предположение согласуется с выводом авторов работы [3], которые заявили, что примерно 10 млрд. лет назад наша Галактика захватила галактику со звездной массой $\sim 6 \times 10^8 M_{\odot}$. Особая ситуация у прародителя группы с низкой энергией (Low Energy), массы шаровых скоплений в которой даже больше, чем у скоплений группы диска, а радиусы орбит – меньше. Эту группу авторы работы [4] посчитали остатками какой-то разрушенной карликовой галактики, поскольку все они лежат на диаграмме “металличность–возраст” в полосе, в которой находятся все аккрецированные более молодые скопления (см. рис. 1а). Но, как видно из того же рисунка, наименее металлические скопления, составляющие более половины этой группы (7 из 13), лежат вместе с самыми старыми скоплениями диска. И только более металлические ($[Fe/H] > \sim -1.6$) оказываются моложе скоплений балджа и диска. Поэтому происхождение этой группы скоплений мы полагаем сомнительным (см. далее). Рис. 1б также дает возможность предположить происхождение нестратифицированных в работе [4] трех шаровых скоплений. В частности, малые средние радиусы орбит и высокие массы скоплений UKS 1 и Liller 1 свидетельствуют, что они, скорее всего, принадлежат к подсистеме балджа, тогда как очень уда-

ленное скопление с малой массой (AM 4) наверняка аккрецированное.

Большими треугольниками на рис. 1б выделены скопления Туре II, которые согласно авторам работы [16] имеют экстремально многокомпонентные населения. Эти скопления, как видим, все аккрецированные, изначально обладали массами более миллиона солнечных масс и все, кроме двух бывших ядер галактик-спутников (ω Cen и M 54), лежат на орбитах с радиусами, близкими к солнечному. Все такие скопления захвачены из разрушенных карликовых галактик-спутников, т.е. в начальный период своего формирования они практически не подвергались разрушительному действию неоднородностями гравитационного потенциала нашей Галактики. В итоге, благодаря также своей большой массе, они смогли сохранить газ, выбрасываемый их проэволюционировавшими звездами, и в состоянии были сформировать внутри себя несколько звездных населений.

Диаграмма “морфологический индекс горизонтальной ветви (HBR)–металличность” для скоплений, принадлежащих разным группам, приведена на рис. 1в. Из диаграммы видно, что практически все скопления (кроме ESO452–SC11) с металличностью ($-1.5 < [Fe/H] < -1.0$), принадлежащие балджу и диску, лежат в узком слое выше наклонной линии, проведенной “на глаз” и разделяющей положения этих скоплений и аккрецированных (см. также [5, 6]). Обратим внимание, что скопления группы с низкой энергией также все находятся выше этой линии. Этот факт подтверждает предположение, что они являются генетически связанными и образовались из единого протогалактического облака, как и скопления балджа и диска. Зато, как можно увидеть на рис. 1в, практически все аккрецированные скопления, в том числе и с экстремально многокомпонентным звездным населением, лежат ниже наклонной линии. Такое поведение скоплений на диаграмме неудивительно, поскольку впервые такая линия была проведена в работе Зинна [19], разделяя скопления, лежащие внутри и вне солнечного круга. Напомним, что в работе [4] принадлежность скоплений балджу и диску ограничивалась небольшим удалением от галактического центра (см. выше). Таким образом, подтверждается неоднократно высказываемое предположение, что малометаллические скопления с аномально покрасневшими горизонтальными ветвями имеют внегалактическое происхождение (см. [20]).

На рис. 1г приведена диаграмма “средний радиус орбиты–металличность” для всех наших скоплений. Данная диаграмма демонстрирует существование давно известного отрицательного радиального градиента металличности в нашей

Галактике. Из диаграммы видно, что градиент обусловлен исключительно тем, что аккрецированные скопления в основном имеют $[Fe/H] < -1.0$ (см. горизонтальную пунктирную линию), а все генетически связанные скопления находятся внутри солнечного радиуса (см. вертикальную пунктирную линию). Пять скоплений, неудовлетворяющие сказанному, подписаны, причем три из них принадлежат разрушенной галактике Сагиттариус. Именно эта галактика проэволюционировала изолированно дольше других разрушенных галактик и сумела достичь более высокой металличности. Хорошо видно, что среди генетически связанных половина скоплений балджа и треть диска имеют низкие металличности, характерные для аккрецированных скоплений. Такое свойство генетически связанных скоплений подтверждает вывод нашей работы [7] о том, что разделение шаровых скоплений по принадлежности к подсистеме толстого диска или гало по металличности значением $[Fe/H] = -1.0$, как это обычно делается (см. ссылки в [7]), некорректно. Обратим внимание, что скопления группы с низкой энергией имеют такой же диапазон металличности, как и скопления *in situ*, правда, малометаллических скоплений среди них подавляющее большинство. Тем не менее такое поведение на диаграмме более соответствует генетически связанным скоплениям. Все скопления с экстремально многокомпонентным звездным населением (кроме бывшего ядра М 54) имеют металличности, близкие к $[Fe/H] \approx -1.5$, и средние радиусы орбит, близкие к солнечному галактоцентрическому расстоянию.

4. СВЯЗИ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ СОДЕРЖАНИЙ НЕКОТОРЫХ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ С МЕТАЛЛИЧНОСТЬЮ У ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ

4.1. Альфа-элементы

На рис. 2а приведены диаграммы “ $[Fe/H] - [Mg/Fe]$ ” для шаровых скоплений, принадлежащих разным группам, и звезд поля разной природы (подробности ниже). Для ориентировки на рисунке ломаной кривой, проведенной “на глаз”, нанесена нижняя огибающая для генетически связанных скоплений. Кроме балджа и диска, эта же огибающая подходит и для группы с низкой энергией (Low Energy), подтверждая предположение о происхождении ее скоплений из межзвездного газа единого протогалактического облака. Оба скопления с известным химическим составом из группы с высокой энергией (High Energy) также близки к этой линии. Зато значительная часть скоплений аккрецированных групп Гайя—Энцелада, Секвойи, Хелми и Сагиттариус расположены значительно ниже этой линии. Не-

стратифицированное авторами работы [4] металлическое скопление UKS 1 оказалось среди скоплений диска и балджа. Из рис. 2а можно увидеть, что в малометаллическом диапазоне генетически связанные скопления и звезды поля лежат на диаграмме в верхней части полосы, занимаемой всеми исследуемыми объектами.

На рис. 2б приведена диаграмма “ $[Fe/H] - [Si/Fe]$ ” для скоплений и звезд поля. Здесь скопления балджа и диска во всем диапазоне металличности лежат выше звезд поля (см. нижнюю огибающую этих скоплений). Напомним, что звезды поля на этой диаграмме взяты из каталога [13], в который включены только генетически связанные звезды дисковых подсистем Галактики. Подавляющая часть скоплений группы с низкой энергией находится также выше этой линии. Оба скопления с определенным химическим составом из группы с высокой энергией и здесь лежат вблизи нижней огибающей генетически связанных скоплений. Все скопления галактики Сагиттариус во всем диапазоне металличности оказались ниже проведенной нижней огибающей. Для остальных аккрецированных групп можно провести одну нижнюю огибающую еще ниже. Нестратифицированное скопление UKS 1 и по содержаниям кремния находится среди генетически связанных скоплений.

На рис. 2в приведена диаграмма “ $[Fe/H] - [Ca/Fe]$ ”. Содержания кальция в генетически связанных скоплениях демонстрируют слабо упорядоченную структуру на диаграмме, хотя линий этого элемента в видимом диапазоне несколько и содержания определяются весьма уверенно. Главным образом это выражается в том, что скопления всех групп занимают всю ширину полосы. В итоге весьма условно проведенная нами горизонтально нижняя огибающая для малометаллических генетически связанных скоплений получилась таковой практически для всех скоплений. В частности, скопления групп с низкой и высокой энергиями также оказались выше проведенной линии. Однако, как видно из диаграммы, некоторые скопления группы Сагиттариус во всем диапазоне металличности располагаются много ниже этой линии, значит и нижняя огибающая этой группы везде проходит ниже. Скопление UKS 1 расположено в верхней части диаграммы и имеет одно из самых высоких содержаний кальция $[Ca/Fe] = 0.4$.

На рис. 2г, где дана диаграмма “ $[Fe/H] - [Ti/Fe]$ ”, уверенно провести нижнюю огибающую для скоплений удается только в диапазоне $[Fe/H] > -1.0$. В менее металлическом диапазоне разброс содержаний титана настолько велик, что для всех групп (кроме групп с низкой и высокой энергиями) их следовало бы провести ниже всех звезд поля параллельно абсциссе значением

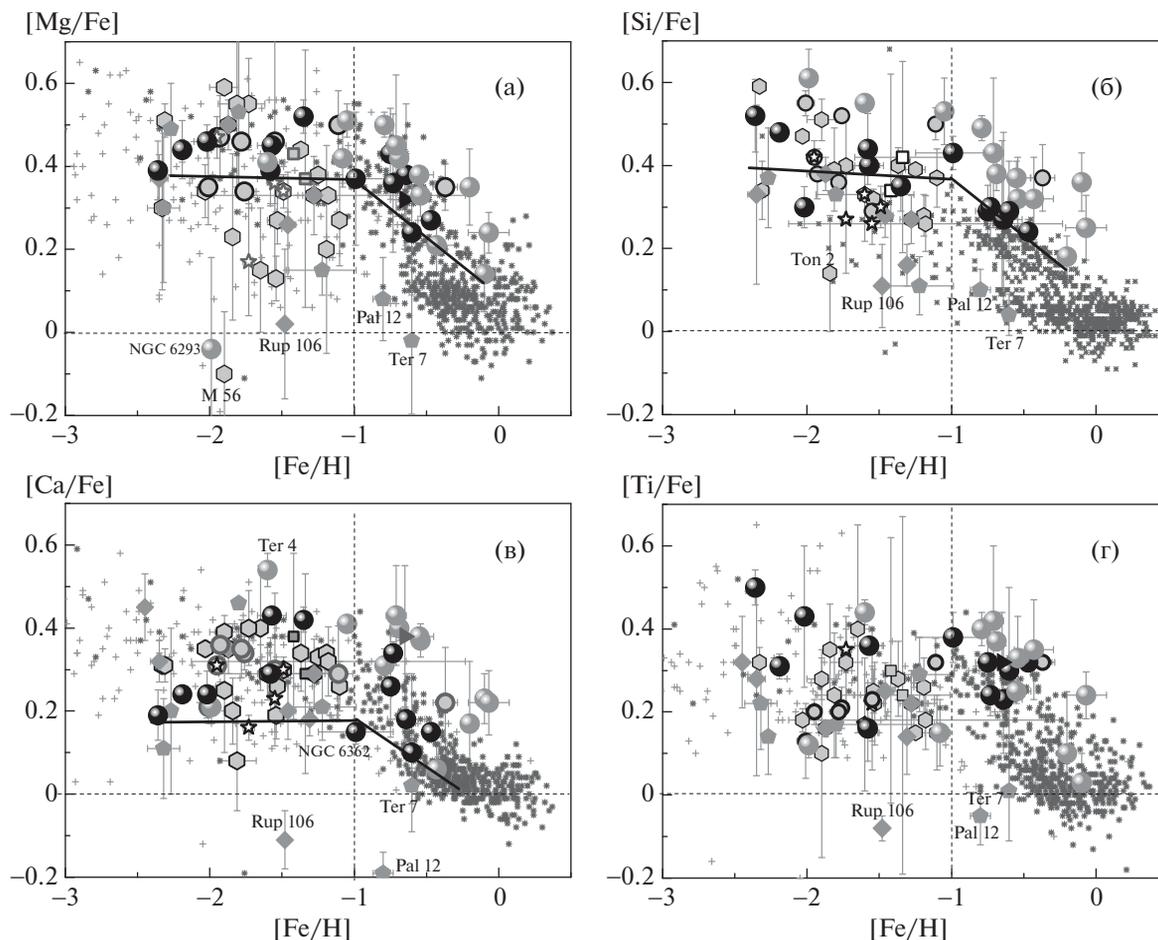


Рис. 2. Зависимость относительных содержаний магния (а), кремния (б), кальция (в) и титана (г) от металличности для шаровых скоплений нашего каталога и звезд поля из каталога [12] (а, в, г) и из [13] (б). Обозначения шаровых скоплений и звезд поля, как на рис. 1. Темные звездочки – генетически связанные звезды поля с $V_{\text{ост}} < 240$ км/с, светло-серые крестики – более высокоскоростные звезды поля (б). Горизонтальные пунктирные линии проведены через солнечные относительные содержания элементов, а вертикальные – через разделительное значение $[Fe/H] = 1.0$. Барями нанесены усредненные авторские ошибки определения содержаний для шаровых скоплений. Ломаные кривые – проведенные “на глаз” нижние огибающие для генетически связанных скоплений.

$[Ti/Fe] \approx 0.15$. Скопление UKS 1 и здесь находится внутри полосы, занимаемой металичными генетически связанными скоплениями.

4.2. Усредненные содержания α -элементов

Поскольку согласно современным представлениям большинство атомов всех α -элементов образуются в одних и тех же процессах ядерного синтеза, естественно ожидать, что усредненные по магнию, кремнию, кальцию и титану величины относительных содержаний окажутся более надежными, чем для любого отдельного взятого элемента, и позволят корректнее представить различия отношений $[\alpha/Fe]$ у скоплений разных групп. Диаграммы “ $[Fe/H]$ – $[Mg, Si, Ca, Ti/Fe]$ ” для шаровых скоплений и звезд поля приведены на рис. 3а. Количество скоплений здесь несколько

ко меньше, чем с отдельными элементами, но надежность средних значений выше. На рисунке это проявляется в том, что полосы, занимаемые и звездами поля, и шаровыми скоплениями, здесь получились заметно уже, а различия в положениях скоплений разных групп и звезд различной природы более отчетливыми.

Для генетически связанных звезд поля и скоплений, т.е. образовавшихся из единого протогалактического облака, металличность может служить статистическим индикатором их возраста, поскольку в замкнутой звездно-газовой системе (каковой в первом приближении можно считать нашу Галактику) общее содержание тяжелых элементов со временем неуклонно увеличивается. Таковыми мы полагаем звезды поля с остаточной скоростью $V_{\text{ост}} < 240$ км/с (см. [21]) (обозначены они на диаграмме маленькими темными снежин-

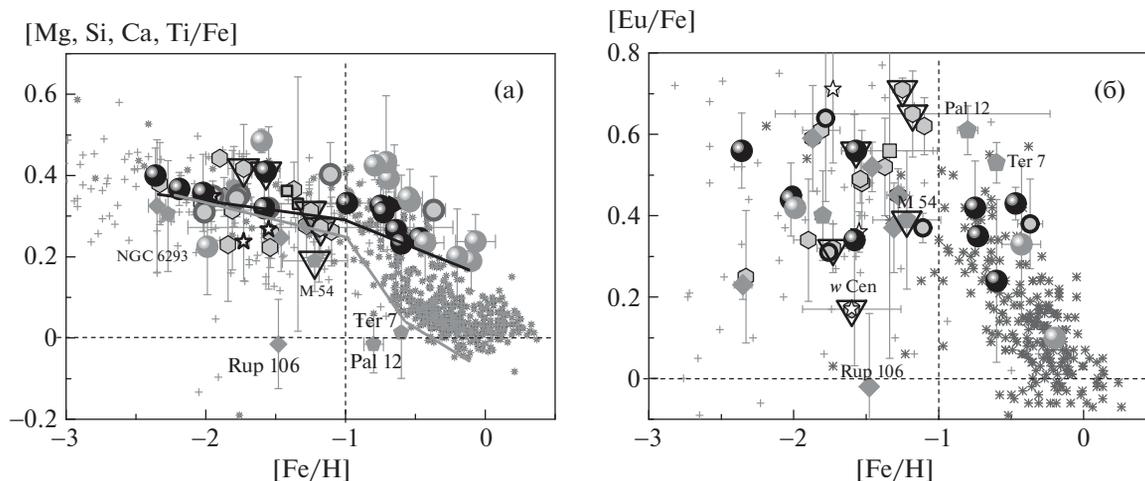


Рис. 3. Зависимость относительных содержаний, усредненных по четырем α -элементам (Mg, Si, Ca, Ti) (а), и элемента быстрых нейтронных захватов (Eu) (б) от металличности для шаровых скоплений и звезд поля из каталога [12] (ввиду отсутствия содержаний кремния у звезд поля на панели (а), отношения $[\alpha/Fe]$ получены по трем элементам). Обозначения как на рис. 1 и 2. Ломаные линии – проведенные “на глаз” нижние огибающие для генетически связанных шаровых скоплений (черная) и звезд поля (серая).

ками). Подавляющее число звезд поля с более высокими остаточными скоростями (обозначены серыми крестиками) имеют ретроградное вращение (см. [21]). Все более высокоскоростные звезды можно считать кандидатами в аккрецированные. Обратим внимание, что малометаллические ($[Fe/H] < -1.0$) генетически связанные звезды поля располагаются вдоль верхней половины полосы на наших диаграммах “ $[Fe/H]-[\alpha/Fe]$ ”, и это подтверждает вывод работы [22] о том, что малометаллические звезды поля с пониженными относительными содержаниями α -элементов являются аккрецированными. Разделительную линию эти авторы для звезд с $[Fe/H] < -1.0$ провели по величине $[\alpha/Fe] \sim 0.3$. Для ориентировки серой ломаной линией и мы провели здесь “на глаз” нижнюю огибающую для генетически связанных звезд, положение которой, как видим, практически совпало с предложенной авторами работы [22]. Относительно положения металлических ($[Fe/H] > -1.0$) шаровых скоплений на диаграммах “ $[Fe/H]-[\alpha/Fe]$ ” мы подробно писали в работе [7].

Темной ломаной линией на рисунке “на глаз” нанесена нижняя огибающая для скоплений, названных в работе [4] *in situ*. Примерно там же в малометаллическом диапазоне проходит и нижняя огибающая для генетически связанных звезд поля, нанесенная серой линией также “на глаз”. Только скопление NGC 6293 из балджа оказалось в малометаллическом диапазоне много ниже этой линии. У этого скопления только содержания кремния получились самыми высокими среди скоплений, тогда как все остальные элементы неизменно демонстрируют заниженные относи-

тельные содержания. Видим, что выше проведенной линии находятся также и практически все скопления из группы с малой энергией орбит, возможно также и из группы с высокой энергией (правда, последних с химсоставом только два). Получается, что скопления с определенными относительными содержаниями α -элементов из группы с низкой энергией, как и из группы с высокой энергией уверенно держатся среди генетически связанных. Большая часть скоплений всех остальных аккрецированных групп лежит ниже этой линии. Среднее содержание четырех альфа-элементов у малометаллических генетически связанных скоплений: $\langle [\alpha/Fe] \rangle = 0.36 \pm 0.03$, тогда как у аккрецированных скоплений оно за пределами ошибок меньше и составляет 0.29 ± 0.02 . Эти значения совпадают с аналогичными величинами для звезд поля: 0.34 ± 0.02 и 0.29 ± 0.01 соответственно.

Несмотря на малую численность, можно заметить, что скопления группы Сагиттариус (Sgr) образуют довольно узкую полосу, которая во всем диапазоне металличности лежит ниже нижней огибающей для генетически связанных звезд поля (см. серую ломаную линию) и ниже нижней огибающей для генетически связанных шаровых скоплений. Единственное скопление с известными нам относительными содержаниями α -элементов, принадлежность которого авторы работы [4] не смогли установить – UKS 1, попало в область, заполненную металлическими скоплениями диска и балджа. Видно также, что шаровые скопления с экстремально многокомпонентным населением при довольно близких металличностях

демонстрируют значительное различие в относительных содержаниях α -элементов.

4.3. Элемент быстрых нейтронных захватов

На рис. 3б приведены диаграммы зависимости от металличности относительных содержаний представителя элементов быстрых нейтронных захватов — европия — для шаровых скоплений, принадлежащих разным группам, и звезд поля. Известно, что элементы быстрых нейтронных захватов образуются при вспышках наименее массивных сверхновых второго типа с массами $(8-10) M_{\odot}$, а часть таких атомов и в результате слияния нейтронных звезд [23]. Поскольку и α -элементы выбрасываются в межзвездную среду также SNe II (правда с массами $>10M_{\odot}$) интегрально диаграммы “[Fe/H]—[α /Fe]” и “[Fe/H]—[Eu/Fe]” довольно похожи. Однако отношения [Eu/Fe] в малометаллическом диапазоне у скоплений разного происхождения не обнаруживают четкого различия положений, подобных отмеченным у отношений [α /Fe]. Здесь скопления всех групп перемешаны, и далеко за пределами ошибок отскакивают вниз только два аккрецированных скопления — ω Cen и Rup 106. Однако можно заметить, что в этом диапазоне наибольшие величины отношений [Eu/Fe] демонстрируют не генетически связанные, а аккрецированные скопления (в основном из галактики Гайя—Энцелад). Зато в диапазоне [Fe/H] > -1.0 скопления балджа, диска и группы с низкой энергией орбит образуют последовательность, лежащую в верхней части полосы звезд поля.

Обратим внимание, что с наиболее высокими отношениями [Eu/Fe] оказались оба металлических скопления из галактики Сагиттариус — Pal 12 и Ter 7. Возможно, такое противоположное относительным содержаниям α -элементов положение отношений [Eu/Fe] получилось из-за того, что межзвездное вещество в карликовой галактике Сагиттариус, скорее всего, обогащалось преимущественно сверхновыми SNe II малых масс, которые являются основными поставщиками элементов быстрых нейтронных захватов. В итоге в этой галактике, как видим, у этих скоплений наблюдается дефицит α -элементов и избыток r -элементов. Однако это предположение требует дополнительных исследований.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Перечислим продемонстрированные в работе основные свойства шаровых скоплений, образовавшихся согласно авторам работы [4] *in situ*, т.е. скоплений балджа и диска. Все они находятся на орбитах, средние радиусы которых менее солнечного (см. рис. 1б, г). Кроме большего возраста при

одинаковой металличности, чем у аккрецированных скоплений (см. рис. 1а), эти скопления оказываются в среднем и с более высокими относительными содержаниями α -элементов (см. рис. 2 и 3а). Как правило, скопления диска и балджа имеют преимущественно большие начальные массы (см. рис. 1б), поскольку вблизи галактического центра все менее массивные скопления успели полностью распасться на отдельные звезды. Кроме того, металлические скопления этих групп обладают экстремально красными, а малометаллические — экстремально голубыми горизонтальными ветвями (рис. 1в). При этом скопления балджа (и одно скопление диска) с промежуточной металличностью ($-1.3 < [\text{Fe}/\text{H}] < -0.9$) имеют и горизонтальные ветви промежуточного цвета. Получается, что именно совокупность всех перечисленных свойств присуща скоплениям, образовавшимся внутри единого протогалактического облака, т.е. являющимся генетически связанными.

Оказалось, что практически всеми перечисленными свойствами обладают и скопления группы с низкими энергиями орбит (Low Energy), приписанные авторами работы [4] к аккрецированным. Поэтому мы приходим к выводу, что они, на самом деле, являются генетически связанными, несмотря на то, что все они на диаграмме “металличность—возраст” находятся в полосе, занимаемой аккрецированными скоплениями, причем часть из них при одинаковой металличности оказались моложе генетически связанных (см. рис. 1а). К такому же выводу пришли и авторы работы [24] на основании обнаружения у них высоких относительных содержаний кремния по данным SDSS-APOGEE. Можно предположить, что скопления этой группы образовались несколько позднее остальных из изолированных протогалактических фрагментов. Безусловно, это предположение требует проверки численным моделированием. К генетически связанным, скорее всего, принадлежит и нестратифицированное в [4] металлическое скопление UKS 1, у которого содержания всех α -элементов такие же, как у скоплений балджа и диска. Поскольку, как видно из рис. 1б, его масса более миллиона солнечных масс, а из рис. 1г — средний радиус ее орбиты ≈ 0.7 кпк, оно принадлежит балджу. Кроме того, малый средний радиус орбиты и большая масса нестратифицированного в [4] скопления Liller 1 предполагает, что и оно, скорее всего, принадлежит балджу (см. также [24]), зато очень удаленное скопление с малой массой (AM 4) наверняка имеет внегалактическое происхождение.

Скопления всех остальных групп демонстрируют в среднем заметно более низкие относительные содержания α -элементов (см. рис. 2 и 3а), что предполагает их рождение в галактиках меньших масс, чем у нашей Галактики. Причем вряд ли

низкие величины отношений $[\alpha/\text{Fe}]$ у аккрецированных скоплений можно объяснить только меньшей скоростью звездообразования в этих разрушенных карликовых галактиках (как обычно полагают), поскольку значительное количество молодых аккрецированных скоплений так же, как и генетически связанные, имеют высокие относительные содержания α -элементов. Кроме того, относительные содержания европия аналогичной тенденции не обнаруживают. Скорее всего, разброс обусловлен просто плохим перемешиванием межзвездной среды в карликовых галактиках, внутри которых в разных местах вспыхивают SNe II разных масс. Более приемлемым представляется объяснить наблюдаемое завышение в среднем более высокими массами сверхновых второго типа в нашей очень массивной Галактике. Действительно, с одной стороны, согласно современным представлениям выход α -элементов увеличивается с ростом массы предсверхновой (см., напр., [25]). А с другой стороны, известно, что в карликовых галактиках малой массы с большей вероятностью происходят вспышки сверхновых небольших масс [26]. Однако массы карликовых галактик, поставивших нашей Галактике шаровые скопления, были на самом деле значительно больше, чем массы карликовых галактик-спутников, окружающих ее в настоящее время (см., в частности, [5, 6, 27]). Этот вывод сделан на основании того, что величины отношений $[\alpha/\text{Fe}]$ в звездах выживших карликовых галактиках-спутниках существенно меньше, чем у шаровых скоплений и звезд поля, принадлежащих в настоящее время нашей Галактике (см., напр., [6]). И действительно, как показывают спутниковые определения расстояний и скоростей звездных объектов, массы аккрецированных 10 млрд. лет назад галактик были довольно большими, но меньше, чем у нашей Галактики. Так, выше мы уже отмечали, что масса карликовой галактики Gaia–Enceladus, согласно авторам работы [3], значительно превышает массу Малого Магелланова Облака, только звездная масса в которой достигает $\approx 5 \times 10^9 M_{\odot}$. Звездная масса в галактике Секвойя составляет $\sim 5 \times 10^7 M_{\odot}$, в то время как общая масса $\sim 10^{10} M_{\odot}$ [2]. Моделирование кинематики приливного хвоста звезд галактики Сагиттариус в работе [28] показало, что, для того чтобы воспроизвести дисперсию скоростей в потоке от этой галактики, масса ее темного гало должна быть $M = 6 \times 10^{10} M_{\odot}$. Массы других распавшихся галактик, образовавших исследуемые в настоящей работе группы скоплений (Sequoia, High Energy и Helmi streams 99), лишь немногим меньше, чем у перечисленных (см. [29] и ссылки в ней). В итоге получается, что на ранних этапах своего формирования нашей Галактикой

были аккрецированы наиболее массивные галактики-спутники, тогда как наименее массивные пока еще продолжают существовать автономно.

Одновременно у разрушенных карликовых галактик наряду с уже известным уменьшением нижнего предела начальных масс скоплений с удалением от галактического центра обнаружилось еще одно интересное свойство: в них практически отсутствуют шаровые скопления больших масс (см. рис. 1г). Исключениями можно назвать лишь несколько скоплений, и два из них являются центральными скоплениями этих бывших галактик. Причем верхний предел масс уменьшается с увеличением средних радиусов орбит скоплений. Это уменьшение уже нельзя объяснить разрушением скоплений. Численное моделирование показывает, что довольно массивные галактики-спутники начинают интенсивно разрушаться приливными силами Галактики только после значительного уменьшения размеров своих орбит, тогда как менее массивные разрушаются еще на дальних подступах к нашей Галактике [30]. При этом наименее массивные скопления теряются карликовыми галактиками в первую очередь, поэтому они большей частью остаются на далеких орбитах. Исходя из вышеизложенного, мы можем предположить, что чем меньше масса родительской галактики, тем меньше максимальные массы образующихся в них шаровых скоплений.

Наконец, у ряда наиболее массивных скоплений из разрушенных карликовых галактик наблюдаются экстремально многокомпонентные звездные населения типа Туре II (см. рис. 1). Среди них присутствуют центральные скопления галактик Секвойя (ω Cen) и Сагиттариус (M 54), 4 скопления из самой массивной из разрушенных галактики Гайя–Энцелад и самое малометалличное из этой группы скопление диска (M 22), обладающее к тому же лишь немногим отличной от экстремально голубой горизонтальной ветвью. При этом все эти скопления имеют возрасты менее 12.5 млрд. лет, промежуточную металличность ($-1.7 < [\text{Fe}/\text{H}] < -1.2$) и средние радиусы орбит, примерно равные солнечному. Образование экстремально многокомпонентных звездных населений в массивных аккрецированных скоплениях можно объяснить тем, что они долго эволюционировали вдали от разрушающего влияния неоднородностей гравитационного потенциала нашей Галактики и в результате сохранили все обогащенное вещество, выброшенное их проэволюционировавшими звездами, из которого образовались новые поколения звезд.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны Давиду Массари (Davide Massari) за предоставление неопубликованных

возрастов шаровых скоплений и Холгеру Баумгардту (Holger Baumgardt) за предоставление уточненных начальных масс шаровых скоплений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследования были финансово поддержаны Южным федеральным университетом, 2020 (Министерство науки и высшего образования Российской Федерации).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *R. Ibata, G. Gilmore, and M. Irwin*, *Nature* **370**, 194 (1994).
2. *J. T. Mackereth, R. P. Schiavon, J. Pfeffer, C. R. Hayes, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **482**, 3426 (2019).
3. *A. Helmi, C. Babusiaux, H. H. Koppelman, D. Massari, J. Veljanoski, and A. G. A. Brown*, *Nature* **563**, 85 (2018).
4. *D. Massari, H. H. Koppelman, and A. Helmi*, *Astron. and Astrophys.* **630**, id. 4 (2019).
5. *V. A. Marsakov, V. V. Koval', and M. L. Gozha*, *Astron. Rep.* **63**, 274 (2019).
6. *V. A. Marsakov, V. V. Koval', and M. L. Gozha*, *Astrophys. Bull.* **74**, 404 (2019).
7. *V. A. Marsakov, V. V. Koval', and M. L. Gozha*, *Astrophys. Bull.* **75**, 21 (2020).
8. *T. Bensby, S. Feltzing, and I. Lundstrom*, *Astron. and Astrophys.* **410**, 527 (2003).
9. *W. E. Harris*, *Astron. J.* **112**, 1487 (1996), arXiv: 1012.3224 [astro-ph.GA].
10. *E. Carretta*, in *The General Assembly of Galaxy Halos: Structure, Origin and Evolution*, edited by A. Bragaglia, M. Arnaboldi, M. Rejkuba, and D. Romano, *Proc. IAU Symp.* **317**, 97 (2016).
11. *J. Pritzl, K. A. Venn and M. Irwin*, *Astron. J.* **130**, 2140 (2005).
12. *K. A. Venn, M. Irwin, M. D. Shetrone, C. A. Tout, V. Hill, and E. Tolstoy*, *Astron. J.* **128**, 1177 (2004).
13. *T. Bensby, S. Feltzing, and M. S. Oey*, *Astron. and Astrophys.* **562**, id. 71 (2014).
14. *D. A. VandenBerg, K. Brogaard, R. Leaman, and L. Casagrande*, *Astrophys. J.* **775**, id. 134 (2013).
15. *E. Carretta, A. Bragaglia, R. Gratton, V. D'Orazi, and S. Lucatello*, *Astron. and Astrophys.* **508**, 695 (2009).
16. *A. F. Marino, A. P. Milone, A. Renzini, F. D'Antona, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **487**, 3815 (2019).
17. *H. Baumgardt, M. Hilker, A. Sollima, and A. Bellini*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **482**, 5138 (2019).
18. *T. V. Borkova and V. A. Marsakov*, *Bull. SAO* **54**, 61 (2002).
19. *R. Zinn*, in *The Globular Cluster-Galaxy Connection*, edited by *H. Smith and J. Brodee*, *ASP Conf. Ser.* **48**, 38 (1993).
20. *G. S. Da Costa and T. E. Armandroff*, *Astron. J.* **109**, 253 (1995).
21. *V. A. Marsakov and T. V. Borkova*, *Astron. Letters* **32**, 545 (2006).
22. *P. E. Nissen and W. J. Schuster*, *Astron. and Astrophys.* **511**, L10 (2010).
23. *J. J. Cowan, C. Sneden, J. E. Lawler, A. Aprahamian, M. Wiescher, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, and F.-K. Thielemann*, arXiv: 1901.01410 [astro-ph.HE] (2010).
24. *D. Horta, R. P. Schiavon, J. T. Mackereth, T. C. Beers, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **493**, 3363 (2020).
25. *C. Travaglio, D. Galli, R. Gallino, M. Busso, F. Ferrini, and O. Straniero*, *Astrophys. J.* **521**, 691 (1999).
26. *J. Köppen, C. Weidner, and P. Kroupa*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **375**, 673 (2007).
27. *J. Pritzl, K. A. Venn, and M. Irwin*, *Astron. J.* **130**, 2140, (2005).
28. *S. L. J. Gibbons, V. Belokurov, and N. W. Evans*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **464**, 794 (2017).
29. *H. H. Koppelman, A. Helmi, D. Massari, A. M. Price-Whelan, T. K. Starkenburg*, *Astron. and Astrophys.* **631**, id. L9 (2019).
30. *M. G. Abadi, J. F. Navarro, M. Steinmetz, and V. R. Eke*, *Astrophys. J.* **591**, 499 (2003).

УДК 524.3-17

ЭВОЛЮЦИЯ ВЯЗКОГО ПРОТОПЛАНЕТНОГО ДИСКА ПРИ ОБРАЗОВАНИИ КОНВЕКТИВНО-НЕУСТОЙЧИВЫХ ОБЛАСТЕЙ. II. РЕЖИМЫ АККРЕЦИИ И ДОЛГОВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА

© 2020 г. Л. А. Максимова^{1,*}, Я. Н. Павлюченков¹, А. В. Тутуков¹

¹ *Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

**E-mail: lomara.maksimova@gmail.com*

Поступила в редакцию 29.04.2020 г.

После доработки 11.06.2020 г.

Принята к публикации 30.06.2020 г.

В данной работе продолжено исследование роли конвекции как возможного фактора в обеспечении эпизодической аккреции в протопланетных дисках. В рамках модели, представленной в Статье I, проанализирован характер аккреции при различных темпах притока вещества из оболочки и различных областях питания диска. Показано, что вспышечный режим возникает в широких диапазонах параметров. Также промоделирована долговременная эволюция диска, включающая в себя ослабевающий со временем приток вещества из оболочки. Продемонстрировано, что диск становится конвективно-неустойчивым и обеспечивает вспышечный режим аккреции на звезду на протяжении нескольких млн. лет. При этом неустойчивость охватывает область в несколько десятков астрономических единиц и со временем постепенно сокращается. Показано также, что на ранних этапах эволюции диска возникают условия для гравитационной неустойчивости во внешних частях диска и для испарения пыли в конвективно-неустойчивых внутренних областях. Общий вывод работы состоит в том, что конвекция может быть одним из механизмов эпизодической аккреции в протозвездных дисках, но этот вывод нуждается в проверке на базе более согласованных гидродинамических моделей.

DOI: 10.31857/S0004629920110055

1. ВВЕДЕНИЕ

Формирование и эволюция протопланетных дисков (ПД) у молодых звезд являются одними из наиболее интригующих вопросов астрофизики. На самых ранних этапах эволюции многие молодые звездные системы проявляют признаки эпизодической аккреции; эти объекты известны как фуоры и экзоры (см., напр., обзоры [1, 2]). Есть теоретические предпосылки полагать, что фазу эпизодической аккреции проходят все ПД на начальных этапах своей эволюции, что и приводит к переменной светимости молодых звездных объектов [3]. Однако физические механизмы данной переменной до сих пор являются дискуссионными. Проблема переменной тесно связана с более общим вопросом о механизмах переноса углового момента в аккреционных дисках. В качестве механизмов, которые могут не только обеспечивать перенос углового момента в дисках, но и отвечать за нерегулярный характер аккреции, активно обсуждаются гравитационная, магниторотационная и тепловая неустойчивости (см. [2]). Так, нерегулярный характер аккреции, вызываемый гравитационной неустойчивостью,

связан с формированием сгустков и их падением на звезду, что приводит к вспышкам светимости (см., напр., [4]). Вспышечный характер, обусловленный магниторотационной неустойчивостью, обусловлен положительной обратной связью этой неустойчивости со степенью ионизации вещества [5]. Тепловая неустойчивость обусловлена ростом непрозрачности газа с повышением температуры в условиях частично-ионизованного газа [6].

В числе механизмов, обеспечивающих турбулизацию вещества в аккреционных дисках, рассматривается также конвекция (см., напр., [7–10]). В нашей предыдущей работе [11], которую далее будем называть Статьей I, продемонстрировано, что конвективная неустойчивость может также приводить к нерегулярному характеру аккреции. В рамках модели вязкого диска нами было показано, что конвекция при наличии фоновой вязкости является процессом с положительной обратной связью, обеспечиваемой ростом непрозрачности газопылевой среды при увеличении температуры, и поэтому может быть ответственна за появление вспышек и эпизодической аккреции в ПД. Однако мы не исследовали, как

параметры модели влияют на данный вывод, и не изучили характер эпизодической аккреции для различных темпов падения вещества из оболочки.

Целью нашей работы является более детальное исследование нерегулярного аккреционного режима, полученного в Статье I. Настоящая статья организована следующим образом: в разделе 2 дано краткое описание используемой модели. В разделе 3 изучено влияние параметров модели на характер аккреции в рамках простейшего описания падения вещества из оболочки, используемого в Статье I. Раздел 4 посвящен исследованию долговременной эволюции диска при более реалистичном описании аккреции вещества из оболочки. В Заключение кратко перечислены результаты данного исследования.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В данной работе используется модель эволюции протопланетного диска из Статьи I. Приведем здесь только ключевые элементы данной модели. Мы рассматриваем аксиально-симметричный геометрически тонкий вязкий кеплеровский диск без радиального градиента давления. Эволюция поверхностной плотности такого диска моделируется с помощью уравнения Прингла [12] с учетом аккреции вещества из оболочки на диск:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\sqrt{R} \frac{\partial}{\partial R} (v \sqrt{R} \Sigma) \right] + W(R, t), \quad (1)$$

где $\Sigma(R, t)$ — поверхностная плотность, R — расстояние до звезды, t — время, $v(R, t)$ — коэффициент кинематической вязкости, $W(R, t)$ — темп притока вещества из оболочки в предположении, что удельный момент импульса оседающего вещества совпадает с таковым в диске. Для идентификации конвективно-неустойчивых областей диска одновременно с моделированием радиальной эволюции происходит восстановление вертикальной структуры диска. В приближении гидростатически-равновесного диска рассчитываются распределения плотности и температуры в полярном направлении. Основным фактором, управляющим эволюцией диска в рамках данной модели, является зависимость коэффициента вязкости $v(R, t)$ от радиуса. В модели принимается, что коэффициент вязкости является суммой фоновой и конвективной вязкости (идея о дополнительной вязкости в околозвездных дисках, связанной с конвекцией, более подробно обсуждается в работах [13–15]):

$$v(R, t) = v_{bg}(R) + \tilde{v}_c(R, t). \quad (2)$$

Фоновая вязкость связана с некоторым неконвективным механизмом переноса углового момента (например, с магнитовращательной неустойчивостью [16, 17]) и обеспечивает непре-

рывную аккрецию газа. Эта вязкость задается в виде:

$$v_{bg}(R) = v_0 \left(\frac{R}{1 \text{ AU}} \right)^\beta, \quad (3)$$

где параметр $\beta = 1$ выбран из условия воспроизведения закона распределения плотности в наблюдаемых протопланетных дисках [18]. Источником возникновения конвекции в данной модели является выделение тепла за счет вязкой диссипации газа:

$$\Gamma_{vis} = \frac{9}{4} \frac{GM_*}{R^3} v \Sigma, \quad (4)$$

где Γ_{vis} — темп вязкой диссипации, приходящийся на единичную площадку диска на данном радиусе, M_* — масса звезды.

Конвективная вязкость v_c отлична от нуля в конвективно-неустойчивых областях и рассчитывается в виде:

$$v_c = \gamma H V_c, \quad (5)$$

где γ — массовая доля вещества в конвективно-неустойчивой области на данном радиусе, вычисленная в процедуре восстановления вертикальной структуры диска, H — локальная высота диска, V_c — характерная скорость конвекции. Рассчитанная таким образом конвективная вязкость v_c сглаживается по радиусу на масштабе H , формируя \tilde{v}_c , входящую в формулу (2). В Статье I для нахождения характерной скорости конвекции V_c мы использовали предположение, что вся выделившаяся в результате вязкой диссипации энергии переходит в кинетическую энергию его конвективного движения, что является верхней оценкой для этой величины. В данной работе мы дополнительно вводим коэффициент $\eta \leq 1$, который характеризует эффективность перехода тепловой энергии в конвективное движение:

$$\eta \Gamma_{vis} = \frac{\rho_0 V_c^2}{2} V_c, \quad (6)$$

где ρ_0 — экваториальная плотность.

При реконструкции вертикальной структуры диска наряду с вязкой диссипацией газа учитывается нагрев излучением центрального объекта. При этом его светимость складывается из фотосферной светимости звезды (принимаем ее равной солнечной) и аккреционной светимости, рассчитываемой по формуле:

$$L_{acc} = \frac{1}{2} \frac{GM_* \dot{M}_*}{R_*}, \quad (7)$$

где R_* — радиус звезды, \dot{M}_* — темп аккреции из диска на звезду.

При решении уравнения (1) мы используем фиксированные значения поверхностной плотности на внутренней (0.2 а.е.) и внешней (200 а.е.) границах модельного диска. Значения плотности на границах выбраны сравнительно малыми, что реализует свободное вытекание вещества из рассматриваемой области. Как отмечалось в Статье I, более сложные граничные условия требуют отдельного изучения. Исследованию важности внутреннего граничного условия при моделировании протопланетных дисков посвящена, в частности, работа [19].

В данной работе мы исследуем влияние четырех параметров модели на проявление эпизодического характера аккреции: 1) темпа аккреции из оболочки на диск \dot{M} ; 2) области питания, на которую аккрецирует вещество из оболочки R_{ring} ; 3) величины фоновой вязкости ν_0 ; 4) коэффициента эффективности конвекции η . В Статье I задавался постоянный приток газа из оболочки на диск в кольцо между 10 и 20 а.е. с темпом аккреции $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$, а также были использованы коэффициенты $\nu_0 = 10^{15} \text{ см}^2/\text{с}$ и $\eta = 1$. Эту модель в дальнейшем мы будем называть базовой. В данной работе мы рассмотрели модели с темпами аккреции, отличающимися от базового на два порядка в обе стороны, что соответствует разбросу наблюдаемых в ПД темпов аккреции [20, 21]. Наряду с зоной питания 10–20 а.е. мы также исследуем случай, когда газ аккрецирует на диск в кольцо между 1 и 2 а.е., что более характерно для начальных этапов эволюции ПД.

Другим важным параметром модели является фоновая вязкость, которая предопределяет время жизни диска и его массу. В базовой модели мы использовали значение $\nu_0 = 10^{15} \text{ см}^2/\text{с}$, которое соответствует относительно высокой турбулентной вязкости. Согласно оценкам из Статьи I, соответствующий этому значению альфа-параметр турбулентной вязкости [22, 23] равен $\alpha = 0.1$. В представленной статье мы дополнительно рассмотрели модель с фоновой вязкостью на порядок меньше базовой, что ближе к наблюдаемым оценкам для проэволюционировавших ПД. Коэффициент эффективности конвекции $\eta = 1$, принятый в базовой модели, заведомо переоценивает переход тепловой энергии в конвективную, поскольку часть энергии должна переноситься излучением. Для ответа на вопрос, не исчезнут ли вспышки, вызываемые конвекцией, если существенная часть выделившейся энергии переносится излучением, мы рассмотрели модель с $\eta = 0.1$. В табл. 1 перечислены параметры исследуемых моделей, а в разделе 3 описаны результаты моделирования.

Таблица 1. Параметры рассматриваемых моделей

Модель #	\dot{M} , $M_{\odot}/\text{год}$	R_{ring} , а.е.	η	$\nu_0/10^{15}$, $\text{см}^2/\text{с}$
1	10^{-9}	10–20	1	1
2	10^{-7}	10–20	1	1
3	10^{-5}	10–20	1	1
4	10^{-9}	1–2	1	1
5	10^{-7}	1–2	1	1
6	10^{-5}	1–2	1	1
7	10^{-7}	10–20	1	0.1
8	10^{-7}	10–20	0.1	1

В дополнение к этим моделям мы рассмотрели модель для изучения долговременной эволюции диска с более реалистичными темпом аккреции и зоной питания, параметры которых меняются со временем. Соответствующая последнему случаю функция $W(R, t)$ и результаты описаны в разделе 4.

3. РЕЖИМЫ ДИСКОВОЙ АККРЕЦИИ

В данном разделе представлены результаты для моделей с постоянным (по времени и пространству) притоком вещества в диск из оболочки. Соответствующий темп притока вещества внутри области питания имеет вид:

$$W(R, t) = \frac{\dot{M}}{\pi(R_{\text{ring},2}^2 - R_{\text{ring},1}^2)}, \quad (8)$$

где \dot{M} – интегральный темп притока из оболочки на диск, $R_{\text{ring},1}$ и $R_{\text{ring},2}$ – внутренний и внешний радиусы области питания. Мы проводили моделирование до начала возникновения вспышек, если таковые возникали, и исследовали их характеристики. При этом мы не интересовались дальнейшей эволюцией диска. В этих расчетах масса центральной звезды ($M_* = 1 M_{\odot}$), ее радиус ($R_* = 1 R_{\odot}$) и ее светимость ($L_* = 1 L_{\odot}$) считались постоянными. В то же время учитывалась переменность интегральной светимости центрального объекта, связанная с аккрецией вещества из диска на звезду (см. формулу (7)).

3.1. Модели с внешней областью питания

Рассмотрим результаты моделирования для случаев с внешней областью питания ($R_{\text{ring}} = 10–20$ а.е.), отличающихся темпами аккреции из оболочки (Модели 1, 2 и 3) при фиксированных $\nu_0 = 10^{15} \text{ см}^2/\text{с}$ и $\eta = 1$. Эволюция распределений поверхностной плотности и темпа аккреции газа

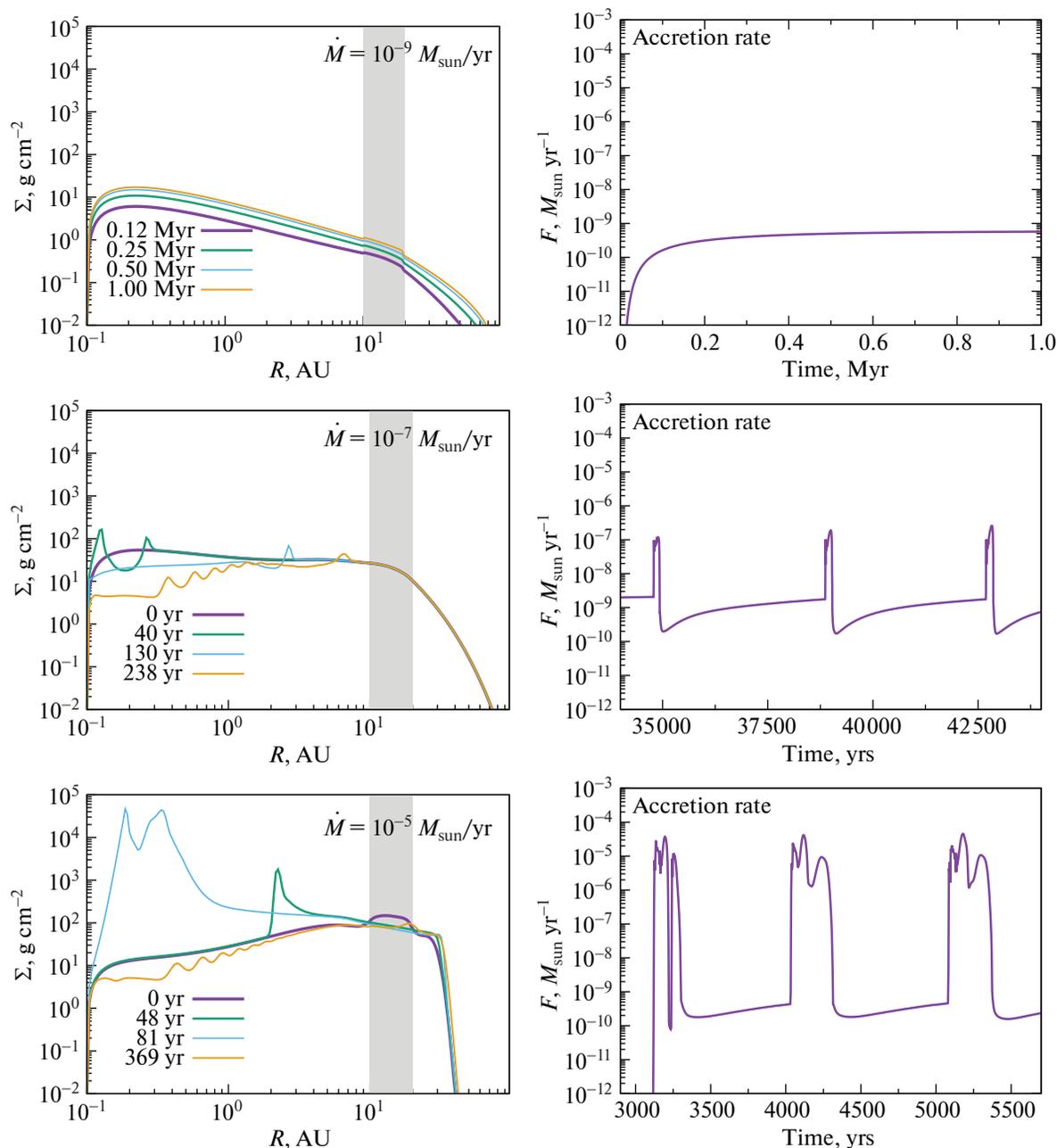


Рис. 1. Результаты моделирования эволюции диска для моделей с внешней областью питания (верхняя, средняя и нижняя панели для Моделей 1, 2 и 3 соответственно). Слева: радиальные распределения поверхностной плотности, иллюстрирующие развитие вспышки аккреции. Время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки. Вертикальной полосой показана область аккреции газа из оболочки. Справа: темп аккреции вещества из диска на звезду.

из диска на звезду для указанных моделей приведена на рис. 1. В Модели 1 с $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ (верхняя панель рис. 1) устанавливается квазистационарный режим, что видно по зависимости \dot{M} от времени. Распределение плотности для различных моментов времени имеет гладкий вид с небольшими особенностями вблизи области питания и

внутренней границы диска, обусловленными граничными условиями. При таком относительно низком темпе аккреции конвективно-неустойчивые области в диске не возникают и его эволюция полностью определяется фоновой вязкостью. Темп аккреции из диска на звезду приближается к стационару со значением, близким к темпу притока вещества из оболочки.

При увеличении темпа притока газа на диск до $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ (Модель 2) в нем устанавливается эпизодический характер аккреции. Эти параметры соответствуют базовой модели из Статьи I, в которой дан ее детальный анализ. Вещество со временем накапливается во внутренней области диска, после чего эта область становится конвективно-неустойчивой. В конвективно-неустойчивой области общая вязкость увеличивается примерно на два порядка, что приводит к относительно быстрому сбросу вещества на диск. На средней панели рис. 1 (левый столбец) приведены распределения плотности для нескольких моментов времени, иллюстрирующих данный процесс. Продолжительность фазы накопления ~ 3000 лет, конвективная фаза длится ~ 250 лет.

При дальнейшем увеличении темпа притока газа из оболочки на диск до $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ (Модель 3, нижняя панель рис. 1) растут частота аккреционных вспышек и максимальный темп аккреции. При повышенном притоке вещества из оболочки время накопления вещества до возникновения конвективной неустойчивости уменьшается (~ 700 лет), при этом максимальный темп аккреции на звезду во время конвективной фазы увеличивается на 2 порядка по сравнению с базовой моделью. Отметим также, что в Моделях 2 и 3 минимальный темп аккреции (между вспышками) сопоставим.

3.2. Модели с внутренней областью питания

Рассмотрим результаты для моделей с внутренней областью питания ($R_{\text{ring}} = 1-2$ а.е., $v_0 = 10^{15}$ см²/с, $\eta = 1$) и разными темпами аккреции из оболочки: $\dot{M} = 10^{-9}$, 10^{-7} и $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ (Модели 4, 5 и 6 соответственно). Радиальные распределения поверхностной плотности и темпы аккреции вещества из диска на звезду для этого набора моделей приведены на рис. 2. Для случая $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ (Модель 4) видно, что конвективно-неустойчивые области не возникают. В полной аналогии с Моделью 1 распределения плотности имеют особенности вблизи границ диска и области питания.

Выделим ряд отличий между Моделями 5 и 2, имеющих внешний приток с темпом $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. Во-первых, стоит отметить уменьшение продолжительности фазы накопления вещества примерно на порядок величины (до ~ 250 лет) и сокращение конвективной фазы (вспышка длится, приблизительно, в 5 раз меньше: 50 лет вместо 250 лет в базовой). Во-вторых, для Модели 5 максимальный уровень аккреции вещества из диска на центральный объект на порядок ниже. Заметим так-

же, что при внутренней области питания быстрее устанавливается вспышечный характер аккреции вещества на звезду.

Существенно больше отличий возникает между Моделями 3 и 6 с $\dot{M} = 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$. В Модели 6 внутренняя область не успевает освободиться от накопленного вещества и постоянно пребывает в состоянии конвективной неустойчивости. Тем не менее на зависимости аккреционного темпа от времени видны относительно слабые осцилляции в интервале от 10^{-5} до $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ (нижняя панель рис. 2). Эти осцилляции связаны с тем, что внешняя граница конвективной зоны, находящаяся за областью питания, неустойчива: в этой внешней зоне вещество накапливается и разряжается аналогичным образом, как и внутренние области в базовой модели диска.

Проанализируем более детально развитие вспышек в Моделях 2 и 5. На рис. 3 для этих моделей показана более детальная эволюция распределений поверхностной плотности и зависимости темпа аккреции от времени в фазе вспышки. Как было отмечено в Статье I, на распределениях плотности во время конвективной фазы появляются горбы, которые являются фронтами распространения конвективной области. По этим горбам можно легко идентифицировать положение конвективно-неустойчивой области. В Модели 2 конвективно-неустойчивая область возникает вблизи внутренней границы диска (0.2 а.е.) и далее распространяется наружу. Такое развитие конвективной области приводит к формированию П-образного профиля темпа аккреции (правая верхняя панель). В то же время в Модели 5 конвекция инициализируется в области питания, распространяясь во внутреннюю часть диска. Это приводит к аккумуляции вещества на внутреннем фронте и его резкому падению на звезду, что ведет к формированию Λ-образного профиля вспышки. Эти особенности профиля темпа аккреции могут быть важны для интерпретации наблюдений у молодых вспышечных объектов.

3.3. Влияние фоновой вязкости и коэффициента эффективности конвекции

Рассмотрим результаты Модели 7 (левая панель рис. 4), в которой фоновая вязкость на порядок меньше, чем в базовой. Вспышки в данной модели начинают возникать на более поздних временах (после 225 тыс. лет) по сравнению с базовой моделью (около 30 тыс. лет). Интервал между вспышками для случая с пониженной фоновой вязкостью увеличился примерно в 20 раз, на тот же фактор увеличилась и максимальная интенсивность аккреции во время вспышки. В Модели 7 существенно уменьшился минималь-

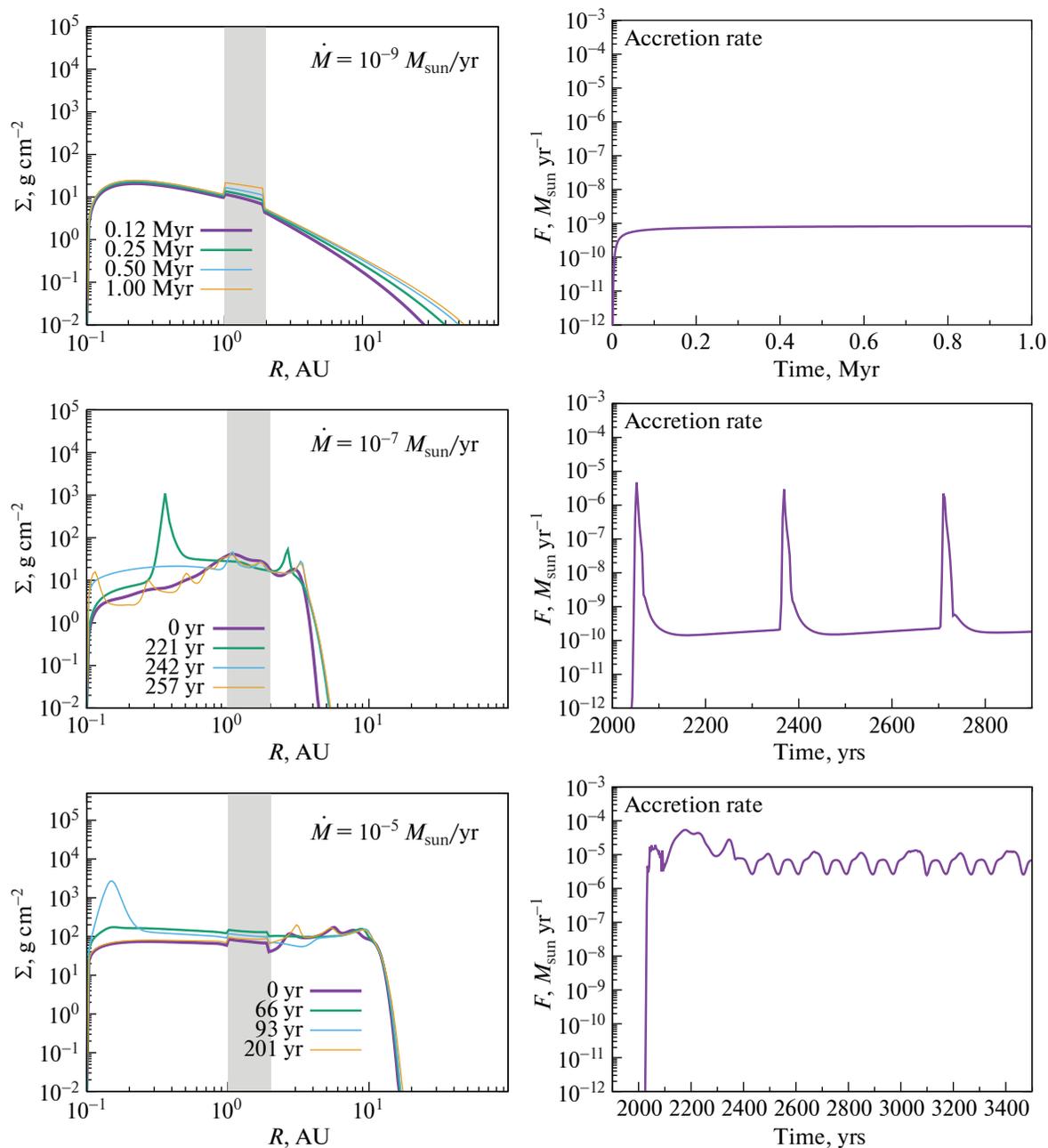


Рис. 2. То же, что на рис. 1 для Моделей 4, 5 и 6 с внутренней областью питания (верхняя, средняя и нижняя панели соответственно).

ный темп аккреции (до $10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$). Эти особенности связаны с тем, что пониженная фоновая вязкость приводит к меньшему темпу вязкой диссипации, что позволяет накапливать больше массы в диске до возникновения конвективной неустойчивости. Таким образом, уменьшение фоновой вязкости не приводит к исчезновению вспышек, но преобразует их в менее частые, но более интенсивные. Заметим, что длительности самих вспышек в Моделях 2 и 7 сопоставимы. Это

связано с тем, что во время конвективной фазы основной вклад в коэффициент вязкости $\nu(R, t)$ вносит конвективная вязкость ν_c (см. формулу (2)), которая не зависит от значения ν_0 .

На правой панели рис. 4 показаны темпы аккреции для базовой модели и модели с пониженным коэффициентом эффективности конвекции. Видно, что уменьшение η также не приводит к исчезновению вспышек, но модифицирует их. Вспышки становятся на четверть более частыми,

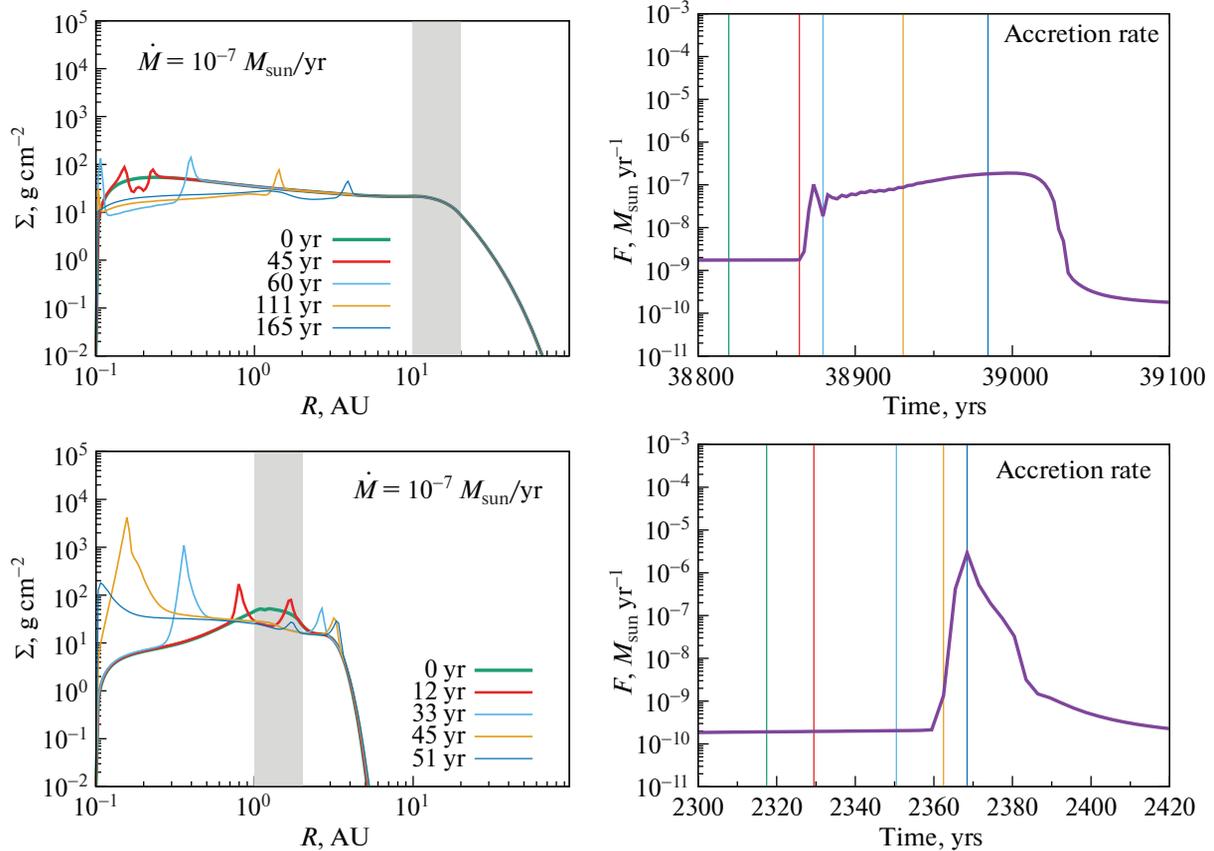


Рис. 3. Детализация развития вспышки для Модели 2 (верхняя панель) и Модели 5 (нижняя панель). Слева: радиальные распределения поверхностной плотности (время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки). Вертикальной полосой показана область аккреции газа из оболочки. Справа: темп аккреции вещества из диска на звезду. Положение и цвет вертикальных линий соответствуют распределениям на левой панели.

но менее интенсивными. Уменьшенная эффективность конвекции приводит к меньшему значению коэффициента конвективной вязкости $\nu_c(R, t)$ (см. формулы (5)–(6)). Так как конвективная вязкость становится меньше, менее интенсивной становится конвективная фаза, в результате чего диск сбрасывает во время вспышки меньшую массу, что приводит к уменьшению интервалов между самими вспышками.

Отметим, что представленные модельные расчеты носят исключительно иллюстративный характер. Их основная цель – продемонстрировать возможную роль конвекции в обеспечении нестационарного режима аккреции в аккреционных дисках и качественно оценить важность некоторых параметров. В описанных выше Моделях 1–8 аккреция задавалась постоянной во времени и пространстве. Мы проводили моделирование до начала возникновения вспышек, если таковые возникали, и исследовали их характеристики. При этом мы не интересовались дальнейшей эволюцией диска. В действительности, и темп аккреции, и область падения из оболочки должны ме-

няться со временем. В следующем разделе мы провели моделирование долговременной эволюции диска с учетом этой зависимости.

4. ЭВОЛЮЦИЯ ПД ПРИ ПЕРЕМЕННОМ ПРИТОКЕ ВЕЩЕСТВА ИЗ ОБОЛОЧКИ

Для исследования долговременной эволюции диска необходимо задать реалистичную функцию $W(R, t)$, описывающую темп притока вещества из оболочки. Для вычисления данной функции мы используем приближение о сохранении локального углового момента вещества аккрецирующей оболочки – остатка родительского протозвездного облака. В рамках данного приближения элемент объема, первоначально находившийся на расстоянии l от полярной оси, падает на так называемый центробежный радиус R_c :

$$R_c = \frac{l^4 \Omega^2}{GM_*}, \tag{9}$$

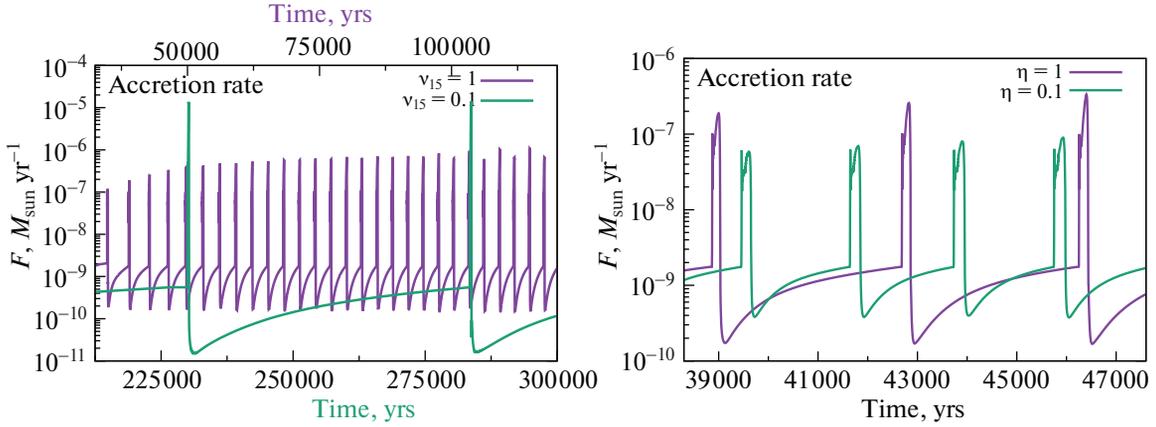


Рис. 4. Темп аккреции вещества из диска на звезду для различных моделей. Слева: базовая модель (Модель 2, $v_{15} = 1$) и модель с пониженной фоновой вязкостью (Модель 7, $v_{15} = 0.1$). Верхняя ось абсцисс соответствует базовой модели, нижняя ось – Модели 7. Справа: базовая модель (Модель 2, $\eta = 1$) и модель с пониженным коэффициентом эффективности конвекции (Модель 8, $\eta = 0.1$).

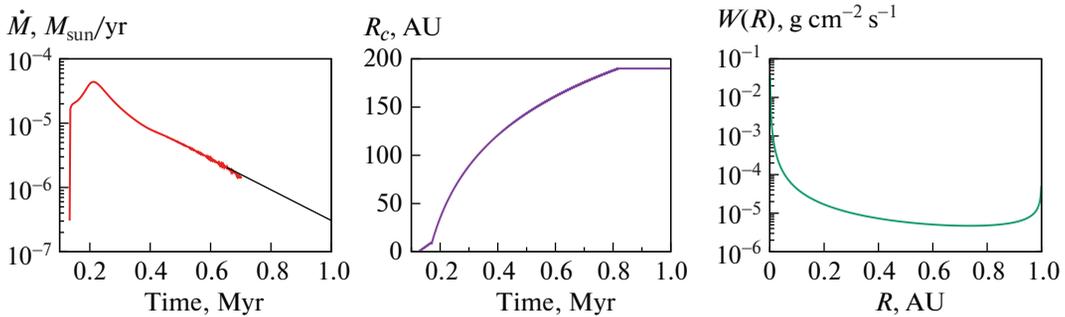


Рис. 5. Темп аккреции из оболочки на диск. Черной линией показана экстраполяция численного решения (слева); зависимость границы области питания R_c от времени (центр) и вид функции $W(R, t)$ для темпа аккреции $\dot{M} = 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ и $R_c = 1$ а.е. (справа).

на котором его угловая скорость становится равной кеплеровской. В данном выражении Ω – начальная угловая скорость рассматриваемого элемента, M_* – текущая масса звезды. Таким образом, в принятой модели предполагается, что элементы облака последовательно оседают на диск с локальной кеплеровской скоростью, причем каждому элементу облака соответствует свой радиус осаждения, вычисляемый из условия сохранения момента импульса элемента.

Если предположить, что исходное протозвездное облако является сферически-симметричным и вращается твердотельно, то функция $W(R, t)$ имеет вид [24]:

$$W(R, t) = \frac{\dot{M}(t)}{8\pi R_c^2(t)} \left(\frac{R}{R_c(t)} \right)^{-3/2} \left[1 - \left(\frac{R}{R_c(t)} \right)^{1/2} \right]^{-1/2}, \quad (10)$$

где $\dot{M}(t)$ – текущий полный темп аккреции из оболочки на диск, $R_c(t)$ – граница области питания, т.е. центробежный радиус для аккрецируемого элемента из экваториальной плоскости. Для задания функций $\dot{M}(t)$ и $R_c(t)$ могут использоваться различные подходы [24]. Мы берем эти функции, аппроксимируя и экстраполируя результаты численного моделирования коллапса облака и последующей аккреции оболочки на звезду из работы [25]. Это можно сделать, поскольку в данной работе использовался лагранжевый метод, в рамках которого прослеживается эволюция отдельных элементов. При этом была использована угловая скорость начального облака $\Omega = 10^{-14} \text{ с}^{-1}$, что является характерным значением для ядер молекулярных облаков [26]. На рис. 5 приведены используемые нами функции $\dot{M}(t)$, $R_c(t)$, а также вид функции $W(R, t)$.

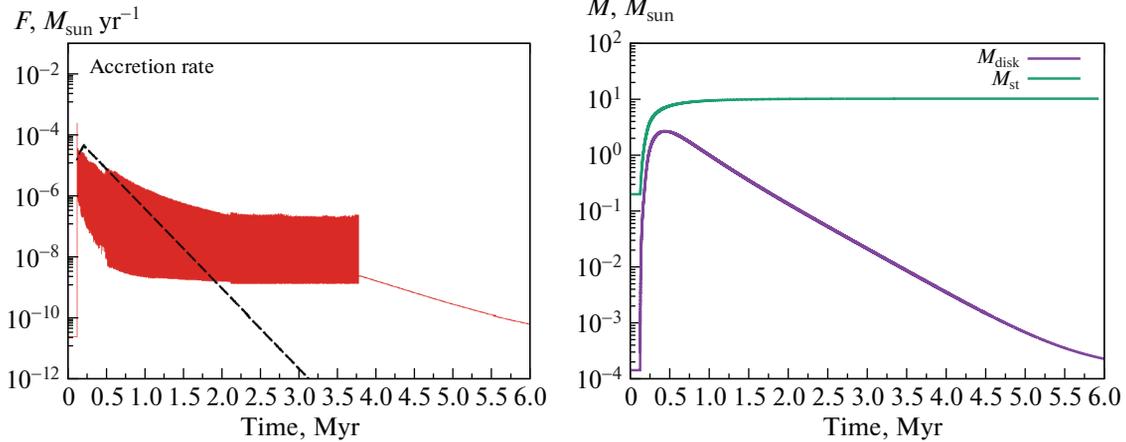


Рис. 6. Слева: эволюция темпа аккреции вещества из диска на звезду (черная штриховая линия — заданный приток вещества из оболочки на диск). Справа: изменение массы диска и звезды со временем.

Темп аккреции из оболочки на диск в интервале 0.2–0.7 млн. лет хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией. В связи с отсутствием данных для дальнейшей эволюции оболочки мы используем эту аппроксимацию и для больших времен. Центробежный радиус увеличивается со временем, достигая значения ≈ 180 а.е. на 0.8 млн. лет. Для больших времен используется постоянное значение 180 а.е. Из формы функции $W(R, t)$ видно, что падающее на диск вещество неравномерно заполняет область внутри области питания диска. В частности, максимум $W(R, t)$ вблизи нуля связан с падением вещества на диск из околополярных областей оболочки.

Поскольку в рамках данной модели исследуется долговременная эволюция диска, необходимо учитывать, что масса звезды растет за счет притока вещества из диска. Мы учитываем это, приняв, что начальная масса звезды составляет $0.3 M_{\odot}$ и увеличиваем ее в соответствии с аккрецированной массой. Одновременно с массой должны меняться также радиус звезды и ее фотосферная светимость, однако в целях упрощения мы пренебрегаем этим, полагая радиус и светимость звезды равными солнечным. Как и в модели с постоянным притоком, аккреционная светимость центрального объекта переменна и вычисляется по формуле (7). Отметим, что именно аккреционная светимость вносит большой вклад в светимость центрального объекта на ранних этапах эволюции диска. Значения коэффициентов $v_0 = 10^{15} \text{ см}^2/\text{с}$ и $\eta = 1$ были взяты из базовой модели и от времени не зависели.

Рассмотрим результаты расчета эволюции диска для данной модели. На рис. 6 приведены зависимость темпа аккреции из диска на звезду от времени, а также изменение массы диска со вре-

менем. Заполненная область в распределении темпа аккреции в интервале 0.17–3.7 млн. лет указывает на вспыхивающий режим аккреции — на данном масштабе рисунка многочисленные вспышки сливаются в единую сплошную полосу. После 3.7 млн. лет вспышки прекращаются и темп аккреции плавно уменьшается со временем. Из сравнения темпа аккреции на звезду с темпом притока вещества из оболочки (штриховая линия на левой панели рис. 6) можно сделать вывод о том, что важным процессом является накопление массы диском. В первый миллион лет в диске накапливается значительная масса (см. правую панель рис. 6) и его дальнейшая эволюция определяется перераспределением этой массы, в то время как приток вещества из оболочки становится пренебрежимо мал. Как максимальный, так и минимальный темпы аккреции во вспыхивающей фазе плавно уменьшаются в течение ≈ 2 млн. лет, после чего остаются практически постоянными до 3.7 млн. лет. Отметим также, что изменение темпа аккреции в спокойной фазе ($t > 3.7$ млн. лет) хорошо согласуется с аналитической зависимостью $\dot{M} \propto t^{-5/4}$, которая соответствует диску с распределением вязкости $\nu \propto R$ (см. [27, формула (6)]).

На рис. 7 показаны характерные формы аккреционных вспышек для моментов времени в окрестности 0.4, 1.5 и 3.5 млн. лет. Очевидно, что вспышки имеют профили, отличные от тех, что были описаны нами для модели с постоянным притоком вещества. В частности, вспышки на 0.4 и 1.5 млн. лет имеют глубокие и узкие минимумы непосредственно перед максимумом. В то же время вспышки на 3.5 млн. лет по морфологии похожи на те, что описаны в разделе 3, но являются составными. Эти различия связаны с продвинутой эволюцией диска и влиянием внешних частей диска — резервуаром массы для конвектив-

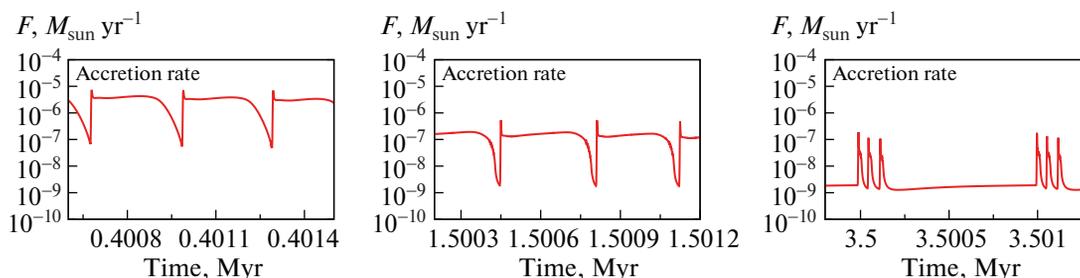


Рис. 7. Темп аккреции вещества из диска на звезду для трех интервалов времени в окрестности 0.4 млн. лет (слева), 1.5 млн. лет (центр) и 3.5 млн. лет (справа).

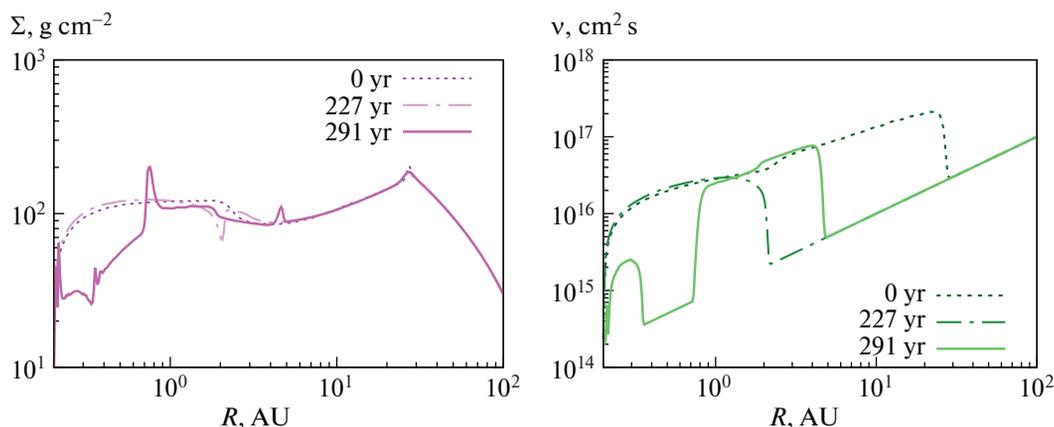


Рис. 8. Слева: радиальное распределение поверхностной плотности для трех моментов времени в окрестности 1.5 млн. лет. Справа: суммарный коэффициент вязкости $\nu(R, t)$ для тех же времен.

но-неустойчивых областей, что не было учтено в модели с постоянным притоком.

В качестве примера проанализируем формирование вспышки для интервала времени в окрестности 1.5 млн. лет. На рис. 8 представлены поверхностная плотность диска и суммарный коэффициент вязкости $\nu(R)$ для трех близких моментов времени. В условно начальный момент времени вся внутренняя область вплоть до 30 а.е. является конвективной, что видно по высокому коэффициенту вязкости (правая панель рис. 8). С течением времени протяженность конвективной области уменьшается, т.е. ее граница двигается по направлению к звезде, достигая 2 а.е. на момент времени 227 лет. На момент времени 291 год внешняя граница этой конвективной зоны доходит до радиуса 0.35 а.е., и вскоре достигнет внутренней границы диска. На тот же момент времени видно, что образовалась новая конвективная зона внутри 0.7–5 а.е. Эта новая конвективная зона расширяется в обе стороны и впоследствии охватит всю внутреннюю зону вплоть до 30 а.е. Таким образом, новая конвективная фаза в диске начинает развиваться до того, как

окончится предыдущая. Короткий пространственный интервал между границами конвективных зон (на рис. 8 интервал между 0.35 и 0.7 а.е.) и обеспечивает узкий, глубокий минимум перед максимумом аккреции.

Представленные выше результаты позволяют утверждать, что конвекция может являться важным фактором, обеспечивающим нерегулярный характер аккреции из диска на звезду. На рис. 9 (верхняя панель) показана долговременная эволюция радиального распределения поверхностной плотности и отмечены конвективно-неустойчивые области. Видно, что в процессе эволюции диска протяженность конвективно-неустойчивой области уменьшается с нескольких десятков до нескольких астрономических единиц, при этом фаза эпизодической аккреции длится менее 4 млн. лет. Эти результаты носят качественный характер, однако наша модель обладает рядом серьезных ограничений, отмеченных в Статье I. Снятие этих ограничений может существенно усложнить картину эволюции диска. Одним из таких ограничений является то, что в модели не учитываются испарение пыли и процессы

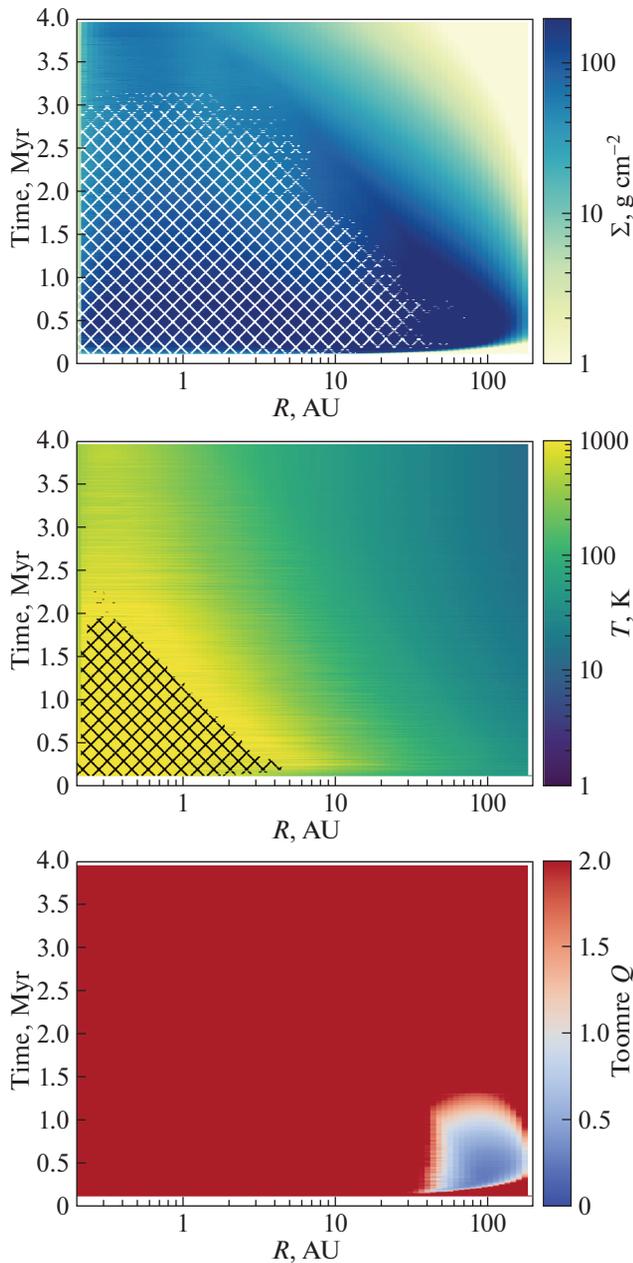


Рис. 9. Верхняя панель: долговременная эволюция радиального распределения поверхностной плотности. Штриховкой показаны области, которые становились конвективно-неустойчивыми. Средняя панель: эволюция радиального распределения экваториальной температуры. Штриховкой отмечены области, где температура в максимуме превышала 1500 К. Нижняя панель: распределение параметра Тоомре Q . Значения $Q > 2$ показаны красным цветом. Значения $Q < 1$ (оттенки голубого) указывают на гравитационно-неустойчивые области.

диссоциации/ионизации газа, происходящие при высоких температурах. На средней панели рис. 9 показана эволюция распределения экваториальной температуры и отмечены области с темпера-

турой более 1500 К, при которых становятся важными процессы испарения пыли. Очевидно, что эти области сконцентрированы во внутренних частях диска и более выражены на начальных временах. Видно, что они частично перекрывают области конвективной неустойчивости, что, безусловно, должно сказаться на картине эволюции диска. В то же время область конвективной неустойчивости шире в пространстве и во времени, что оставляет выводы рассмотренной модели актуальными.

Другим ограничением модели является то, что в ней не учитывается самогравитация диска (уравнение (1) справедливо для кеплеровского диска). Между тем, как видно из рис. 6, масса диска на ранних этапах эволюции сопоставима с массой звезды. На нижней панели рис. 9 приведено распределение параметра Тоомре [28, 29]:

$Q = \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma}$, где c_s – скорость звука, Ω – кеплеровская скорость. Низкие значения этого параметра ($Q < 1$) указывают на гравитационно-неустойчивые области. Видно, что эти области возникают на начальных временах эволюции ($t < 0.5$ млн. лет) во внешних частях диска ($R > 50$ а.е.). Возникновение данных областей также должно влиять на эволюцию диска – в нем должны возникать рукава, фрагменты, взаимодействие которых друг с другом и с диском ведет к сложной динамике (см., напр., [30]). Таким образом, на начальных временах эволюции диска конвекция может быть осложнена другими, возможно, более интенсивными управляющими процессами.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В Статье I было продемонстрировано, что конвективная неустойчивость в протопланетном диске может приводить к нерегулярному характеру аккреции на звезду. Однако этот вывод был проиллюстрирован единственной моделью с фиксированным набором параметров. В данной работе мы исследовали, как параметры модели влияют на возникновение эпизодической аккреции и изучили характер этой аккреции для различных темпов падения вещества из оболочки и для различных областей питания диска. Результаты по данным моделям могут быть суммированы следующим образом:

- В зависимости от темпа притока вещества из оболочки на диск можно выделить три основных режима аккреции: а) при низком притоке конвекция не возникает и аккреция носит регулярный характер; б) при умеренном притоке конвективно-неустойчивые области возникают периодически, что приводит к нерегулярной (вспышечной) аккреции; в) при высоком притоке внутренние области диска могут становиться полностью кон-

вективными, что приводит к слабоосциллирующему характеру аккреции, вызванному неустойчивостями за областью питания диска.

- Параметры вспышек (максимальная интенсивность, продолжительность и период) зависят от темпа притока вещества и положения зоны питания. Так, при повышении внешнего притока увеличиваются интенсивность и частота вспышек. Смещение области питания к центру приводит к увеличению частоты вспышек и уменьшению их продолжительности.

- Возникновение эпизодического характера аккреции – устойчивое проявление использованной модели диска. В частности, уменьшенные на порядок величины значения фоновой вязкости и эффективности конвекции не приводят к исчезновению вспышек, но модифицируют их.

В дополнение к этому анализу нами была промоделирована долговременная эволюция диска, включающая в себя переменный приток вещества из оболочки $W(R, t)$. С помощью этого расчета была прослежена эволюция диска от первых вспышек светимости до их полного прекращения и постепенного истощения диска. По результатам этого расчета мы сделали следующие выводы:

- Важным эффектом эволюции диска с точки зрения проявления периодической аккреции является процесс накопления массы в диске за счет притока вещества из оболочки. В первый миллион лет в диске накапливается значительная масса и его дальнейшая эволюция определяется перераспределением этой массы, а не аккрецией из оболочки, которая становится пренебрежимо мала.

- Диск быстро становится конвективно-неустойчивым и остается таковым на протяжении почти 4 млн. лет. При этом неустойчивость захватывает область в несколько десятков астрономических единиц и далее постепенно сокращается.

- Параметры вспышек (интенсивность, продолжительность, частота), а также их форма меняются со временем, что связано с изменением массы диска и интегральным потоком вещества через него. При этом формы вспышек могут иметь весьма причудливый вид.

Мы также проиллюстрировали ограничения модели: в представленных расчетах возникают условия для гравитационной неустойчивости, а также области с высокой температурой, где ожидается испарение пыли. Эти процессы не учитываются в модели. Кроме того, модель обладает рядом других ограничений, которые были детально описаны в Статье I. Поэтому представленные результаты носят во многом качественный характер. В частности, на ранних фазах эволюции диска конвекция может сосуществовать с другими, возможно, более интенсивными процессами. Мы полагаем, что дальнейшее исследование роли конвекции целесообразно проводить на базе бо-

лее согласованных моделей, в которых будут учтены гидродинамические эффекты, испарение пыли, а также процессы диссоциации и ионизации газа.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность рецензенту за ценные замечания и конструктивные предложения по улучшению статьи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа Л.А. Максимовой выполнена в рамках проекта “Исследование звезд с экзопланетами” по гранту Правительства РФ для проведения научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (соглашение № 075-15-2019-1875).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *L. Hartmann and S. J. Kenyon*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **34**, 207 (1996).
2. *M. Audard, P. Árahám, M. M. Dunham, J. D. Green, et al.*, in *Protostars and Planets VI*, edited by H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning (Tucson: University of Arizona Press, 2014), p. 387, arXiv: 1401.3368 [astro-ph.SR].
3. *L. Hartmann*, *Accretion Processes in Star Formation* (Cambridge University Press, 1998).
4. *E. I. Vorobyov and S. Basu*, *Astrophys. J.* **650**, 956 (2006), arXiv: astro-ph/0607118.
5. *Z. Zhu, L. Hartmann, C. Gammie, and J. C. McKinney*, *Astrophys. J.* **701**, 620 (2009), arXiv:0906.1595 [astro-ph.SR].
6. *W. Kley and D. N. C. Lin*, *Astrophys. J.* **518**, 833 (1999).
7. *D. N. C. Lin and J. Papaloizou*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **191**, 37 (1980).
8. *N. Shakura and K. Postnov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **451**, 3995 (2015), arXiv: 1506.00526 [astro-ph.HE].
9. *K. L. Malanchev, K. A. Postnov, and N. I. Shakura*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **464**, 410 (2017), arXiv: 1609.03799 [astro-ph.HE].
10. *L. E. Held and H. N. Latter*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **480**, 4797 (2018), arXiv:1808.00267 [astro-ph.SR].
11. *Y. N. Pavlyuchenkov, A. V. Tutukov, L. A. Maksimova, and E. I. Vorobyov*, *Astron. Rep.* **64**, 1 (2020), arXiv: 1912.08572 [astro-ph.SR].
12. *J. E. Pringle*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **19**, 137 (1981).
13. *Г. В. Лунунова, Н. И. Шакура*, *Изв. РАН, сер. Физ.* **67**, 322 (2003).
14. *S. Hirose, O. Blaes, J. H. Krolik, M. S. B. Coleman, and T. Sano*, *Astrophys. J.* **787**, 1 (2014), arXiv: 1403.3096 [astro-ph.HE].
15. *M. S. B. Coleman, I. Kotko, O. Blaes, J. P. Lasota, and S. Hirose*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **462**, 3710 (2016), arXiv: 1608.01321 [astro-ph.HE].

16. *S. A. Balbus and J. F. Hawley*, *Astrophys. J.* **376**, 214 (1991).
17. *J. F. Hawley and S. A. Balbus*, *Astrophys. J.* **376**, 223 (1991).
18. *J. P. Williams and L. A. Cieza*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **49**, 67 (2011), arXiv: 1103.0556 [astro-ph.GA].
19. *E. I. Vorobyov, A. M. Skliarevskii, V. G. Elbakyan, Y. Pavlyuchenkov, V. Akimkin, and M. Guedel*, *Astron. and Astrophys.* **627**, id. A154 (2019), arXiv: 1905.11335 [astro-ph.EP].
20. *A. Natta, L. Testi, and S. Randich*, *Astron. and Astrophys.* **452**, 245 (2006), arXiv: astro-ph/0602618.
21. *B. Ercolano, D. Mayr, J. E. Owen, G. Rosotti, and C. F. Manara*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **439**, 256 (2014), arXiv:1312.3154 [astro-ph.SR].
22. *Н. И. Шакура*, *Астрон. журн.* **49**, 921 (1972).
23. *N. I. Shakura and R. A. Sunyaev*, *Astron. and Astrophys.* **24**, 337 (1973).
24. *R. Hueso and T. Guillot*, *Astron. and Astrophys.* **442**, 703 (2005), arXiv:astro-ph/0506496.
25. *Y. N. Pavlyuchenkov, A. G. Zhilkin, E. I. Vorobyov, and A. M. Fateeva*, *Astron. Rep.* **59**, 133 (2015), arXiv: 1502.04835 [astro-ph.GA].
26. *A. Belloche*, in *EAS Publications Series 62*, edited by P. Hennebelle and C. Charbonnel (2013), p. 25, arXiv: 1305.0627 [astro-ph.GA].
27. *A. V. Tutukov and Y. N. Pavlyuchenkov*, *Astron. Rep.* **48**, 800 (2004).
28. *V. S. Safronov*, *Ann. d'Astrophysique* **23**, 979 (1960).
29. *A. Toomre*, *Astrophys. J.* **139**, 1217 (1964).
30. *E. I. Vorobyov and Y. N. Pavlyuchenkov*, *Astron. and Astrophys.* **606**, id. A5 (2017), arXiv: 1706.00401 [astro-ph.GA].

ОБРАЗОВАНИЕ ЗВЕЗДНЫХ ПОТОКОВ В ХОДЕ РАСПАДА ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ, ОБ АССОЦИАЦИЙ И СПУТНИКОВ ГАЛАКТИК

© 2020 г. А. В. Тутуков¹, М. Д. Сизова^{1,*}, С. В. Верещагин¹

¹ Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: sizova@inasan.ru

Поступила в редакцию 08.05.2020 г.

После доработки 18.05.2020 г.

Принята к публикации 30.05.2020 г.

Представлен сценарий эволюции ОБ ассоциаций и звездных скоплений от образования до распада, в ходе которого они превращаются в звездные потоки, движущиеся в диске, и звездные “кольца” вокруг галактического центра. Сценарий включает также образование звездных потоков путем поглощения галактиками своих спутников – карликовых галактик. Построены простейшие пространственно-кинематические модели эволюции. Показано, что в рамках рассмотренных моделей появляются звездные структуры, сходные с наблюдаемыми звездными потоками.

DOI: 10.31857/S0004629920100102

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение физики и эволюции звездных скоплений принадлежит к числу основных направлений звездной астрономии. За последние сто лет этой проблеме было посвящено более 10 тыс. статей. В настоящее время результаты работ, выполненных в этом направлении, ежегодно представляются примерно в 500 статьях, ADS (Astrophysics Data System, http://adsabs.harvard.edu/ads_abstracts.html). Есть несколько причин, вызывающих постоянный и активный интерес астрономов к исследованию статистики, физики и эволюции звездных скоплений. Исследование скоплений разных возрастов позволило превратить эти астрономические объекты в эффективный и во многом незаменимый инструмент для исследования эволюции звезд и галактик. Изучение движений звезд в скоплениях и движения самих скоплений в Галактике стало основой для изучения распределения массы в галактиках и скоплениях.

История изучения звездных скоплений составляет существенную часть истории самой астрономии. Так, еще Демокрит и Анаксагор определили светлые пятна на небе как плотные группы звезд, которые в то время были неразличимы невооруженным глазом. Введение Галилеем телескопа в астрономическую практику позволило Мессье (1781) [1] и В. Гершелею (1786) [2] приступить к созданию первых каталогов, включающих звездные скопления. Растущая точность наблюдательной техники сделала доступной астрометрическую оценку расстояний до близких звезд

(Дж. Гершель, 1815 [3]) и со временем позволила обновить данные о звездных скоплениях (Дрейер, 1888 [4]). Уже в конце XIX века было понятно, что распад звездных скоплений приводит к появлению звездных потоков в Галактике (Проктор, 1869 [5]). Обнаружены такие потоки были позже, исследованию их свойств в настоящее время, как мы увидим ниже, уделяется большое внимание.

В начале XX века предметами активного изучения стали функция светимости (Флеминг, 1904 [6]) и динамика звезд в скоплениях [7, 8]. В 1930-х годах стало возможным оценивать массы звездных скоплений на основе спектроскопии входящих в их состав звезд (Шепли, 1930 [9]). Чандрасекар (1913) показал в [10], что гравитационно связанные скопления неустойчивы, а их звезды в результате парных взаимодействий “испаряются” со временем, покидая свои скопления.

Исследование звездных скоплений имело решающую роль в становлении основных представлений о звездной эволюции. Диаграмма Герцшпрунга–Рассела оказалась надежным и удобным инструментом для установления возраста скоплений и понимания их эволюции. Была доказана роль ядерных реакций в качестве источника энергии звезд (например, Эддингтон, 1920 [11]), что в свою очередь позволило построить первые модели Солнца (Гамов, 1938 [12], Шварцшильд, 1943 [13]) и других звезд (Бонди и Бонди [14]). Изучение различных источников ядерной энергии внутри звезд привело к установлению физически обусловленной картины звездной эволю-

ции, определяемой их массой. “Свеча” главной последовательности рассеянных звездных скоплений остается до настоящего времени надежной мерой их возраста, а также возраста галактик и самой Вселенной (Цвикки, 1960 [15]).

Интересна история вопроса о возникновении и эволюции звездных скоплений и их включающих ОВ ассоциаций. Идея о непрерывном звездообразовании в Галактике была предложена В. Гершелем [16]. Представление о гравитационной неустойчивости Джинса (1902) [17] как причины образования звезд с обнаружением гигантских облаков молекулярного водорода легко обобщалось на образование скоплений, ОВ ассоциаций и галактик (Хойл, 1953 [18]). Блау (1946) [19] составил полный на то время каталог радиальных и тангенциальных скоростей массивных звезд в близких областях звездообразования. В итоге он пришел к выводу о нестабильности в зонах звездообразования. Пространственные размеры таких систем составляют несколько сотен парсек. В.А. Амбарцумян в 1951 г., изучая скорости молодых звезд в ОВ ассоциациях, нашел их гравитационно неустойчивыми. Это противоречило простым представлениям о гравитационной неустойчивости системы с начальной отрицательной энергией как причине возникновения ОВ ассоциаций. Для объяснения очевидного противоречия со сценарием гравитационной неустойчивости Амбарцумян предположил, что звезды и ОВ ассоциации подобно нашей Вселенной образуются за счет распада неких сверхплотных D-тел. Следует отметить, что такие явления, как D-тела (Амбарцумян, 1951 [20]), темная материя (Цвикки, 1953 [21]), темная энергия (Перлмуттер и др., 1999 [22]) появлялись в астрофизике в тех случаях, когда текущие представления не позволяли понять новое явление. В основе перечисленных трех случаев лежали впоследствии разрешенные парадоксы оценок пространственных скоростей, масс галактик и яркостей сверхновых первого типа.

В настоящей статье предлагается сценарий для решения парадокса распадающихся ОВ ассоциаций и скоплений в рамках кинематики в галактическом диске. Для иллюстрации сценария в конце статьи мы привели результаты численных расчетов, иллюстрирующих эволюцию рассмотренных звездных систем в рамках простой модели, а также включили построенные нами распределения наблюдаемой звездной плотности в скоплении IC 2391.

2. ОБРАЗОВАНИЕ ПРОТОСКОПЛЕНИЙ

Образование ОВ ассоциаций в спиральных галактиках является примером разбиения галактического газового диска на гигантские облака с размерами порядка его толщины. В неправильных галактиках, в отсутствие синхронизирующих

звездообразование спиралей, разбиение газового диска происходит случайным образом, оправдывая их наименование. ОВ ассоциации и звездные скопления (тесно связанные звездные системы) располагаются иерархически: ассоциации включают скопления. Следовательно, их эволюция представляет единый процесс, к рассмотрению которого мы переходим. Рассмотрим простой критерий гравитационной неустойчивости кеплеровского газового диска. Для появления неустойчивости необходимо, чтобы плотность газа в диске превышала приливную плотность (m_g/R^3) этого диска, или $H/R < m_g/M$. Здесь H – толщина, R – радиус и m_g – масса газового диска, M – масса центрального объекта (Тоомре, 1964 [23]).

Процесс сжатия газового диска к плоскости Галактики (и увеличение плотности газа) обеспечивается охлаждением газа и Z-компонентом гравитационного поля Галактики. В сжимающемся турбулентном газе образуются протоскопления с массами (10^2 – 10^4) M_\odot и спектром масс $dN/dM \sim M^{-2}$ (Тутуков [24]). Характерная масса рассеянных скоплений нашей Галактики составляет от $300M_\odot$ до $3000M_\odot$ (Труильо-Гомез и др. [25]).

Важно отметить, что эффективность превращения газа в звезды не превышает 30% (Лада и Лада [26]), поэтому его потеря вследствие истечения, вызванного ионизацией водорода, приводит к потере звезд и распаду ~90% скоплений за время ~ 10^5 лет (Тутуков, 1978 [27], Лада и Лада, 2003 [26]). Найдем максимальную массу скопления, позволяющую ему выжить и не подвергнуться полному распаду. Характерное соотношение между радиусом скопления и его массой получено в [24]:

$$M_{cl} = 0.2R^2, \quad (1)$$

где M_{cl} – масса (в граммах) и R – радиус скопления (в см).

Используя (1), найдем, что характерная скорость звезд в образующихся скоплениях приблизительно равна $v \approx 3 \times 10^4 (M_{cl}/M_\odot)^{1/4}$ см/с. Это означает, что скопления с массой, меньшей $\sim 10^6 M_\odot$, после потери ими газа распадаются, ибо скорость расширения зоны ионизованного водорода выше характерной скорости звезд скопления. Таким образом, той самой искомой граничной оценкой является значение массы $10^6 M_\odot$. Указанная величина массы отделяет скопления как объекты с однократной вспышкой звездообразования от карликовых галактик и от ядер галактик. У последних гравитационный потенциал достаточен для удержания ионизованного водорода, который рекомбинирует и идет на продолжение процесса звездообразования. Наблюдаемая корреляция яркости с размерами звездных

систем подтверждает указанное положение о существовании границы по величине массы между скоплениями (с однократным актом звездообразования) и галактиками с непрерывным процессом звездообразования (Симон [28]).

На фронте спиральной волны в спиральных галактиках или случайным образом в неправильных галактиках газовая составляющая делится на фрагменты с размерами несколько сот парсек и массой $\sim(10^5-10^6)M_{\odot}$. Процесс охлаждения газа приводит к его фрагментации. Так, в результате последовательной фрагментации возникают протоскопления с характерными массами $\sim 10^3 M_{\odot}$. Потеря газа молодыми скоплениями за счет влияния звездного ветра от зон ионизованного водорода приводит к распаду $\sim 90\%$ образовавшихся молодых скоплений (Тутуков [27], Крумолец и МакКии [29]). В итоге ОВ ассоциация заполняется молодыми звездами. Отсутствие гравитационной связанности ОВ ассоциации приводит к ее рассеянию в направлении орбитального движения вокруг центра галактики. Со временем возникает мощный звездный поток, состоящий из звезд поля ассоциации и потоков выживших звездных скоплений. Эволюция этого потока приводит за время $\sim 10^9$ лет к его замыканию в кольцо вокруг центра галактики. Длина звездного потока – продукта распада ОВ ассоциации – при дисперсии скоростей ~ 30 км/с (Ибанк [30]) составит $\sim 60 t_6$ пк, где t_6 – возраст ассоциации в млн. лет (рис. 1).

На рис. 1 представлены все ступени эволюции скоплений (левая ветвь) и ОВ ассоциаций (правая ветвь). Обратимся к верхней части рис. 1, где первые четыре ступени иллюстрируют представленные выше процессы эволюции от зарождения двух ветвей эволюции, затем начало фрагментации на первой ступени и далее звездообразование, потеря газа, распад большинства скоплений, зарождение звездных потоков. Как мы увидим далее (рис. 2), ассоциация, постепенно расширяясь вдоль орбиты, успевает за время жизни Галактики замкнуться в кольцо вокруг галактического центра. Для скопления этого времени недостаточно, и оно достигает лишь стадии звездного потока. Звездные скопления являются основными местами образования звезд в галактиках, причем после удаления газа зонами ионизованного водорода остается только несколько процентов гравитационно связанных скоплений (Тутуков [27], Крупа [31]). Распавшиеся скопления заполняют объем звездами, наследующими основные параметры исходных гигантских молекулярных облаков. ОВ ассоциации не связаны гравитационно, поэтому приливные силы Галактики со временем искажают их форму за период порядка кеплеровского времени на уровне орбиты ассоциации в Галактике. Этот процесс численно промоделиро-

ван нами с помощью простой модели (рис. 2). Таким образом, приливные силы определяют эволюцию формы ОВ ассоциации, искажая ее и со временем превращая в постепенно растягивающийся на гигантские расстояния (~ 50 кпк) звездный поток.

3. РАСПАД ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Задача распада со временем звездных скоплений как системы гравитирующих точек с отрицательной общей энергией была впервые рассмотрена Эддингтоном [7]. Следует отметить, что в полном виде, без существенных упрощений, она может быть решена только численно, причем решение будет зависеть от целого ряда не вполне определенных параметров. Суть решения может быть понята на основе простой модели сферической системы гравитационно связанных N точек одинаковой массы m с радиусом системы R . Исходная равновесность системы позволяет оценить характерную скорость точек $v = \sqrt{GNm/R}$, здесь и далее G – постоянная гравитации. Близкие прохождения точек изменяют их скорости. Для изменения скорости на величину порядка скорости ухода необходимо их сближение на расстояние $r \sim Gm/v^2$. Характерное время T , необходимое звездам скопления на такое сближение, равно

$$T = T_k N, \quad (2)$$

где $T_k = R^{3/2}/\sqrt{GNm}$.

Принимая для величины радиуса скопления формулу $R \approx 2(Nm)^{1/2}$, как следует из (1) [21], найдем, что характерное время их испарения $T \approx 3 \times 10^4 N^{5/4}$ лет. Для скоплений можно принять $N \approx 10^3$, тогда время их диссипации оказывается порядка 10^8 лет, что подтверждается наблюдательными оценками Гиелес и Баумгарт [32].

Одновременно становится ясной причина устойчивости массивных шаровых скоплений с массами $(10^5-10^6)M_{\odot}$. Известно, что время жизни звездных скоплений растет пропорционально их массе. Из (2) следует, что время “испарения” скоплений с массами более $\sim 3 \times 10^4 M_{\odot}$ превысит хаббловское время. Поэтому галактические скопления, пережившие начальную потерю газового компонента, остаются в ней “навсегда”. Испарение звездных скоплений малой массы приводит к тому, что спектр их масс со временем меняется за счет уменьшения числа скоплений малой массы. Большая скорость испарения скоплений за счет парных сближений звезд не должна удивлять, ибо энергия связи скоплений мала. Простая оценка показывает, что при $R \sim 2 M^{1/2}$ (формула (1)) энергия связи скопления, состоящего из N звезд солнечной массы, равна энергии связи двух звезд

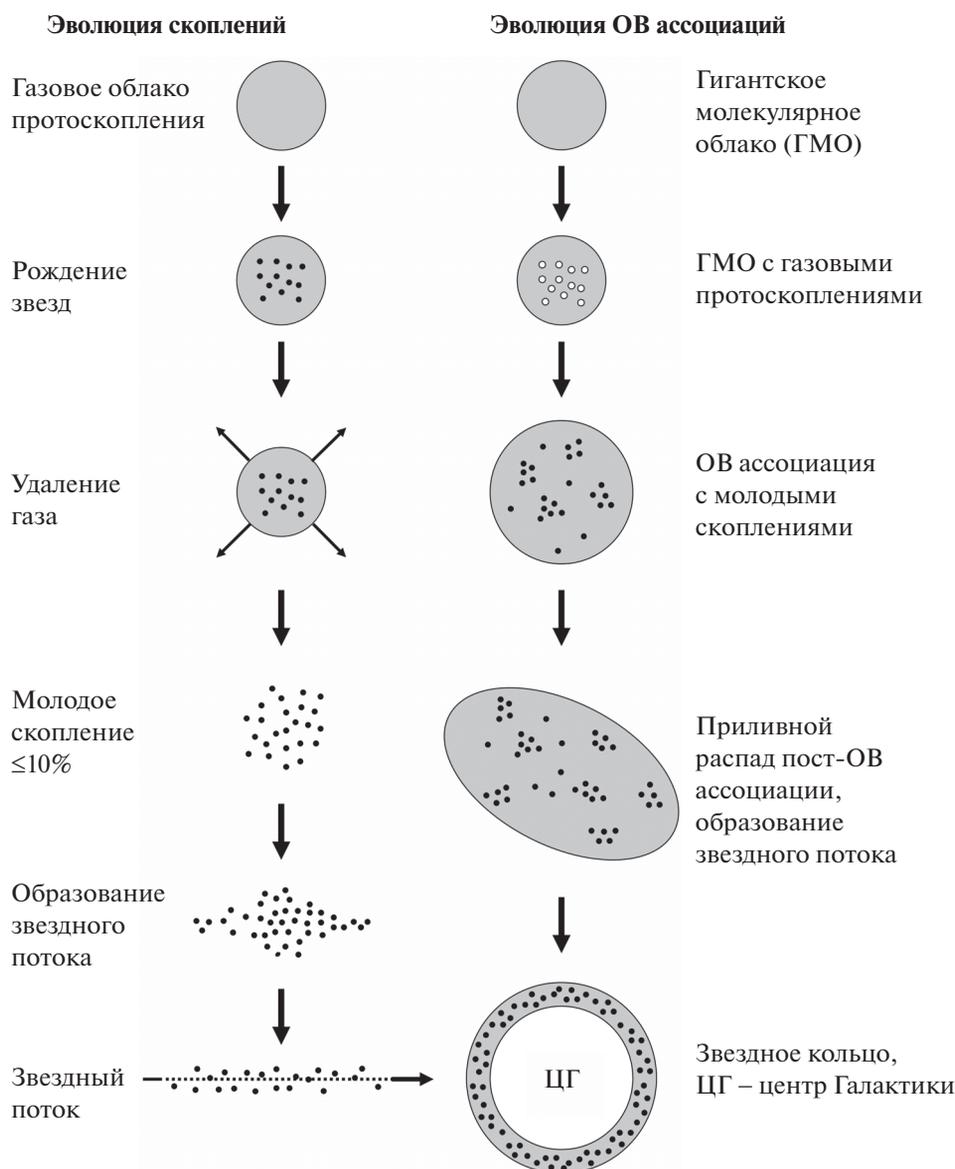


Рис. 1. Сценарий эволюции звездных скоплений (левая ветка) и ОБ ассоциаций (правая ветка). Показаны последовательные стадии эволюции. Точками схематично обозначена звездная составляющая, группами точек – скопления, полыми кружками – протоскопления. Серым цветом показано присутствие газа в системе.

солнечной массы на круговой орбите с полуосью $\sim 10^6 N^{-3/2} R_{\odot}$, где R_{\odot} – значение солнечного радиуса. Выходит так, что одна контактная пара таких звезд имеет энергию, равную энергии скопления с массой $\sim 5 \times 10^3 M_{\odot}$. В итоге ясно, что двойные звезды могут принимать активное участие в испарении звезд скопления и придания некоторым из испаряемых звезд больших пространственных скоростей, достигающих нескольких сот километров в секунду.

На рис. 1 эта стадия показана на третьей ступени эволюции ОБ ассоциаций, в которых, как видим, остаются выжившие скопления, многие из

которых наблюдаются в нынешний период времени.

4. ЗВЕЗДНЫЕ ПОТОКИ

4.1. Типы потоков

Перейдем к нижним ступеням сценария эволюции на рис. 1 – зарождению и эволюции звездных потоков. Астрономы давно обратили внимание на звездные потоки. Это направление началось с обсуждения Каптейном в 1911 г. реальности звездных цепочек, выделяющихся на небесной сфере [33]. Через несколько лет была предложена новая модель их образования как продукта распа-

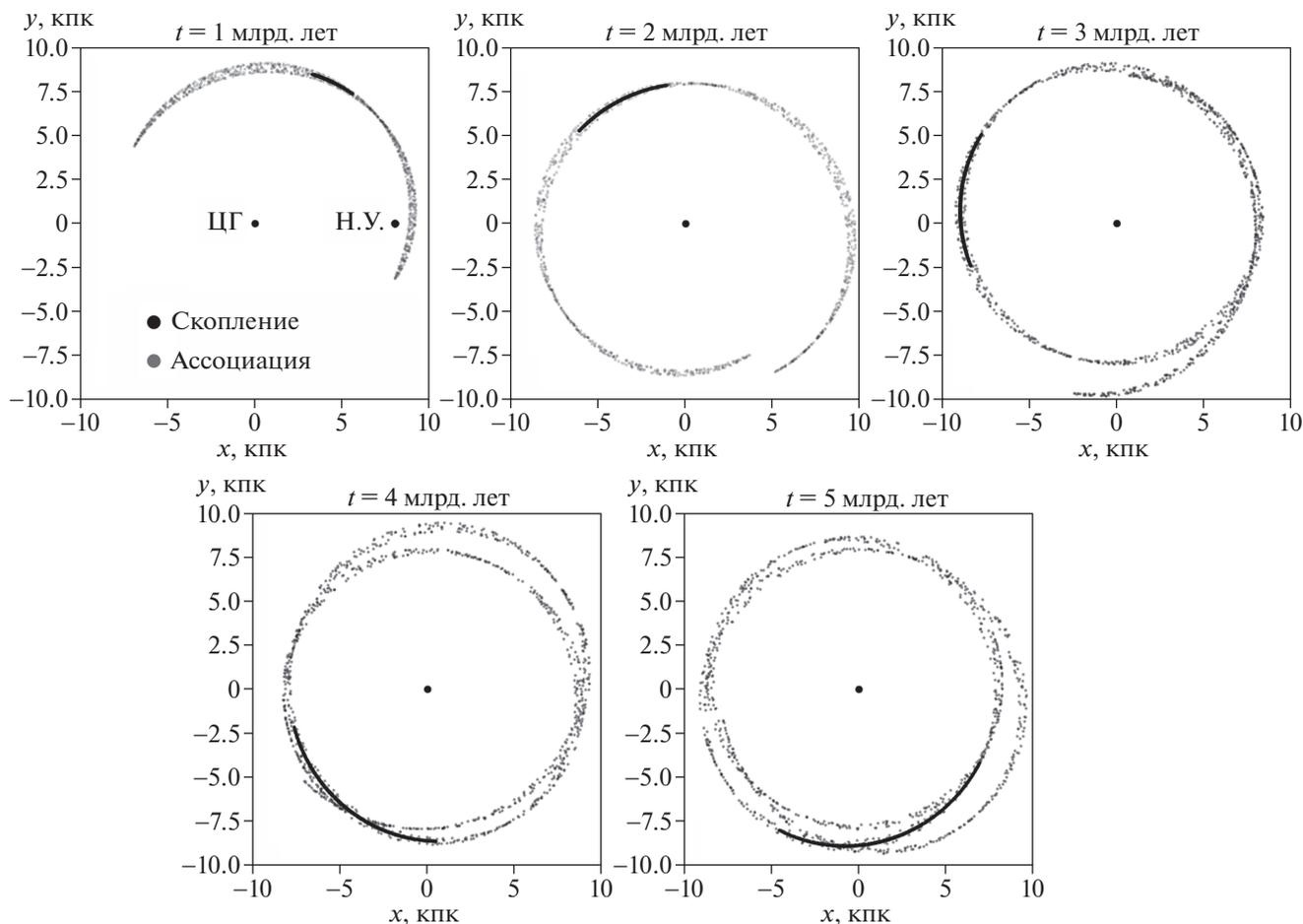


Рис. 2. Эволюция облака, состоящего из 1000 точек, в проекции на плоскость галактического диска XY (использована прямоугольная галактическая система координат). В ОВ ассоциации серые точки представляют звездные скопления. Начальное положение облака обозначено подписью Н.У. (начальные условия). В звездном скоплении черные точки представляют звезды. Вверху каждой панели подписано время эволюции.

да звездных систем в результате парных взаимодействий (Джинс, 1916 [34]). Поучителен комментарий, которым Джинс сопроводил описание своей простой модели: “It would be absurd to imagine that the complex phenomena of our universe could be entirely explained in terms of simple conceptions such as these, but it is perhaps worth investigating whether some of its features may not admit of explanation in this way”. Линдبلاد (1921) [35] поддержал простую модель Джинса, а Чандрасекар (1942) в [36] объяснил равенство дисперсий радиальных и полярных скоростей звезд потока симметрией их исходных скоростей.

В [37] Огородников и Латышев (1968) обратили внимание на корреляцию параметров около-солнечного звездного потока с положением и с параметрами близких звездных скоплений. Эгген [38] показал, что звездные потоки содержат значительную часть звезд галактического диска.

Изучение “испарения” звездных скоплений в ходе их квазистационарной эволюции, ведущее к

появлению “звездных хвостов” и приливного разрушения карликовых галактик в поле гравитации массивных соседей, стало популярным в последнее время. Частичное или полное разрушение скоплений и галактик ведет к появлению звездных потоков. Эти исследования стимулируются повышением точности радиальных скоростей слабых звезд и фотометрической чувствительности современных изображений галактик, что позволяет отследить звездные потоки даже далеко на окраинах галактик.

Чумак и Расторгуев (2006, 2008) [39, 40] построили модели образования “звездных хвостов” Плеяд, Гиад и ряда других скоплений вследствие испарения их звезд в ходе взаимодействия звезд этих скоплений между собой. Анализ потока Palomar 5 показал отсутствие значимых неоднородностей в нем, что отвечало квазистационарности “испарения” звезд (Ибата (2016) [41]). Распад шаровых скоплений под действием приливов был исследован в работе Бозе (2018) [42], а его за-

висимость от массы скопления — в Балбинот (2018) [43] и Гиелес (2018) [44]. Особенно интересным оказалось исследование звездного скопления ω Центавра (NGC 5139), отмеченного плотным и длинным “звездным хвостом” (Ибата (2019) [45]), ибо изучение химического состава его звезд показало, что это скопление является плотным ядром карликовой галактики, поглощенной и разрушенной в свое время гравитационным полем нашей Галактики. Другой популярный пример разрушения Галактического спутника — поток в Стрельце, детальное исследование звезд которого показало, что звездообразование в нем закончилось несколько миллиардов лет назад (де Боер и др. (2015) [46]). Показательным примером приливного разрушения маломассивного спутника является галактика NGC 5387 с массой $\sim 1.1 \times 10^{11} M_{\odot}$ (Беатон и др. (2014) [47]). Разрушенный спутник с массой $\sim 4 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ превратился в плотное яркое кольцо вокруг центра галактики NGC 5387.

Морисон и Ольжевски [48] в поисках путей образования звездного гало галактик нашли, что звездные потоки могли принять активное участие в их формировании. Приливное разрушение спутников Галактики было принято в качестве причины появления звездных потоков в гало. Позднее Юн и др. [49] было показано, что звездные потоки неоднородны, что было естественно приписать неоднородности разрушенных приливами спутников Галактики. Моделирование разрушения галактик малой массы в поле гравитации массивных галактик подтвердило эти ожидания (Наик и др. [50]). В результате в астрофизике утвердились звездные потоки этих двух семейств. Потоки в диске являются вероятными продуктами распада большинства звездных скоплений (нижние ступени ветви эволюции на рис. 1) и ОВ ассоциаций (правая ветвь на рис. 1). Второе семейство — это потоки в гало Галактики, которые, как мы сейчас увидим, являются продуктами распада ее спутников. Результаты расчетов, иллюстрирующие это семейство, приведены в разделе 5.

4.2. Структура галактических гало и потоки, порожденные спутниками галактик

Рассмотрим современную версию, объясняющую природу галактического гало. Звездное гало галактик является совместным продуктом ранних сфероидальных стадий их эволюции и поглощения близких спутников меньшей массы (Круийсен и др. [51]). Последний процесс сейчас привлекает повышенное внимание (Фаттах и др. [52], Болтрини и др. [53]). В последнее время детальное изучение структур низкой поверхностной яркости, расположенных в окрестностях галактик, позволило наряду с давно хорошо известными

звездными потоками типа Sagittarius Stream (Антойя и др. [54], Ибата и др. [55]) найти подобные потоки около других близких галактик, например, NGC 5907 (Алаби и др. [56]) и МКп 938 (Афанасьев и др., 2020 [57]). Интересно, что в потоке, окаймляющем NGC 5907, удалось идентифицировать несколько шаровых скоплений, принадлежавших ранее разрушенному приливным влиянием спутнику. Длина этого потока составляет несколько десятков килопарсек. В результате детального исследования окрестностей нашей Галактики Роеблер и др. [58] были обнаружены около ста спутников в зоне с радиусом около 100 кпк. Очевидно, что часть близких спутников была ранее поглощена Млечным Путем. Недавние акты поглощения отмечены звездными потоками, а итоговым результатом этого процесса является звездное гало Галактики, заметная часть звезд которого вращается в направлении, обратном ее вращению (Крюгель и Тутоков [59]). Вероятно, следует признать, что такой механизм образования звездного гало массивных галактик является обычным для них.

Итогом распада ОВ ассоциаций в диске нашей Галактики и спутников малой массы в ее гало является появление в окрестностях Солнца большого количества эллипсоидальных звездных структур, обнаруженных Ратзенбок и др. [60] и хорошо выделенных звездных потоков различной длины (Рилей и Стригари [61], Ибата и др. [62], Аракелян и др. [63]). Некоторые из этих потоков демонстрируют заметную структуру, параметрически привязанную к известным скоплениям, Ибанкс [30]. В конечном итоге наблюдаемое звездное поле диска и гало нашей и других галактик является суммой звездных потоков разного возраста, образованных в результате распада ОВ ассоциаций и разрушения близких спутников галактик (Дункан [64], Ратклифф и др. [65]).

Рассмотрим условия распада галактики-спутника с массой m и радиусом r (напомним, что $m = 0.2r^2$ (формула (1)) в поле гравитации массивной галактики с плоской кривой вращения, массой галактики M и радиусом R . Примем, что приливной распад начинается при погружении спутника в галактику на расстояние, где его плотность становится равной средней плотности ядра массивной галактики. Простые преобразования демонстрируют, что условие начала разрушения выполняется при $M_R/M < (m/M)^{1/4}$, где M_R — масса ядра массивной галактики со средней плотностью, равной плотности спутника. При сохранении соотношения (1) спутники малой массы могут, не разрушившись, проникнуть глубоко в область ядра галактики. Ясно, что спутники меньшей средней плотности (низкой поверхностной яркости) будут разрушены еще на периферии массивной галактики. Это объясняет

причины “выживания” шаровых скоплений в наблюдаемых звездных потоках нашей и других галактик (Алаби и др. [56]).

Важно подчеркнуть, что некоторые из шаровых скоплений, демонстрирующих неоднократное звездообразование в них (Саларис и др. [66]), являются фактически плотными ядрами карликовых галактик, разрушенных при слияниях с нашей Галактикой. Например, ω Cen является не шаровым скоплением, а ядром карликовой галактики, как показано Ибата и др. [64]. Отметим, что неоднократные вспышки звездообразования в плотных ядрах галактик, вероятно, обычные явления (Крюгель и Тутуков [59]). Отличие их от шаровых скоплений с однократной вспышкой звездообразования при коллапсе исходного молекулярного облака состоит в том, что вторая вспышка очищает скопление от исходного газа. Часть шаровых скоплений нашей Галактики возникли в ее спутниках и, пережив разрушение родительских галактик, стали членами гало Галактики.

Рассмотрим эффект “обратного” пространственного вращения звездного населения гало. Результатом поглощения массивными галактиками их близких спутников малой массы является наблюдаемое ретроградное вращение заметной доли звезд гало Галактики (Коппельман и др. [68]) и, вероятно, других галактик. В рамках простой модели оценим время торможения точечного объекта с массой m в поле тяготения массивной галактики с массой M и плоской кривой вращения. Кривая вращения задает распределение гравитирующего вещества в галактике: $M_R = v^2 R/G$, где M_R – масса галактики в пределах радиуса R , v – скорость вращения. Время приливного торможения объекта с массой m равно $\tau_{fr} = v^3/(G^2 \rho m)$, где $\rho = M_R/R^3$ – локальная средняя плотность галактики. Тогда скорость равна $v = \sqrt{GM_0/R_0}$, где M_0 и R_0 – полная масса и радиус галактики. В итоге, для времени торможения справедливо выражение $\tau_{fr} = \tau_k (M_R/M_0)^2 M_0/m$, $\tau_k = 10^8 (M/10^{11} M_\odot)$ лет. Из последнего выражения ясна роль различных факторов в торможении спутника: торможение ускоряется с погружением спутника в недра и с увеличением массы спутника. При этом ясно, что шаровые скопления с массой $(10^5 - 10^6) M_\odot$ остаются на хаббловское время в балджах своих галактик.

4.3. Необычные потоки, влияние галактик друг на друга

Среди возможных причин появления звездных потоков в скоплениях галактик нужно отметить столкновения галактик в плотных ядрах

скоплений. Имеются в виду столкновения богатых газовым компонентом галактик с пространственными скоростями на их краю выше параболических: $\sim 300(M/10^{11} M_\odot)^{1/4}$ км/с [24]. Столкновения ведут к потере такими галактиками газового компонента с возможным звездообразованием в процессе их слияния (Тутуков и др. [69]). Если масса газового компонента в галактике превышала половину общей массы, то распад ее звездного компонента приводит к возникновению гигантского звездного потока в направлении вдоль орбиты галактики. Кроме того, при выполнении условий звездообразования в газе в области слияния вновь образованная галактика может оказаться неустойчивой и образовать в итоге свой поток звезд. Надежная идентификация таких потоков ввиду их очевидно низкой пространственной плотности пока отсутствует. На ранних стадиях расширения звездных дисков они могут проявлять себя как галактики низкой поверхностной яркости (Кавирай [70]). Поиску гигантских звездных потоков в скоплениях галактик, не связанных с конкретными галактиками, стоит уделить особое внимание, опираясь на остающиеся шаровые звездные скопления. Эти потоки питают звездный компонент скопления, равномерно занимающий его объем.

5. ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ АССОЦИАЦИЙ И ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Чтобы наглядно представить эволюцию звездных скоплений и ОВ ассоциаций, мы использовали простую модель облака $N = 1000$ звезд (скоплений) – точек. Начальное положение облака задается также в точке (считаем, что звезды гравитационно друг с другом не взаимодействуют). Далее происходит движение облака по орбите вокруг центра Галактики (ЦГ), при этом входящие в состав облака точечные объекты движутся с различными скоростями. В исходных данных направления векторов пространственных скоростей точек, составляющих облако, равномерно распределены по углам, полностью охватывая небесную сферу. Облако может выполнять роль звездного скопления или ассоциации в зависимости от выбора начальных значений пространственных скоростей точек. Иными словами, величина модуля пространственной скорости определяет тип рассматриваемой системы. В случае звездного скопления это звезды, пространственные скорости которых берутся равными 1 км/с. В случае ОВ ассоциации, состоящей уже из 1000 скоплений, пространственные скорости берутся равными 10 км/с для каждого из скоплений. Таким образом, задавая начальные координаты и компоненты пространственной скорости каждой точки, мы рассмотрели эволюцию облака, движущегося в галактическом диске вокруг ЦГ. Ре-

зультаты представлены на рис. 2. Для расчетов параметров орбиты и интегрирования движения в пространстве использовался пакет *galpy* [71], написанный для языка программирования Python.

Использован приближенный к реальности классический потенциал Млечного Пути (*MWPotential2014* [71]), наилучшим образом воспроизводящий наблюдаемую кривую вращения Галактики. Это осесимметричный потенциал, где Галактика представлена трехкомпонентной моделью, включающей гало с радиусом 16 кпк, диск и балдж. Плотность вещества в окрестностях Солнца принята равной $0.10 \pm 0.01 M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$. В суммарный потенциал включены потенциал дисковой и сферической (гало) составляющей Галактики: балджа и диска, описанного выражениями Миямото-Нагаи [72], и сферически-симметричного пространственного распределения плотности темной материи в гало, описанное Наварро-Френком-Уайтом [73].

Мы использовали стандартную модель, в которой принято, что Солнце расположено на расстоянии $R_0 = 8$ кпк от центра Галактики, скорость вращения диска здесь составляет $V_0 = 220$ км/с. Стоит отметить, что значение величины R_0 определялось в десятках публикаций, авторы которых нашли обоснованные значения в пределах 7.4–8.7 кпк. Малкин [74] исследовал “эффект присоединения к большинству”, который проявляется в селекции по близости к опубликованным ранее и ожидаемым результатам. Никаких тенденций не выявлено. Оказалось, практически невозможно выбрать наиболее значимое значение R_0 , отличное от использованного нами на указанном интервале. Необходимо отметить, что последние исследования дают значения $V_0 = 232.8 \pm 3$ км/с [75] и $R_0 = 8.178 \pm 0.013$ кпк [76]. В наших расчетах мы использовали приведенные выше стандартные значения этих параметров, заданные в [71]. Последние несколько отличаются от рекомендованных на сегодня значений, но, как показала проверка, влияние приведенных выше отличающихся значений R_0 и V_0 на наши результаты пренебрежимо мало.

Результаты расчетов для звездного скопления и ОВ ассоциации, представленные на рис. 2, выполнены на интервале от 0 до 5 млрд. лет. Как видим на рис. 2, в процессе движения облака постепенно растягиваются, слегка расширяясь и превращаясь в потоки. Процесс происходит благодаря принятому начальному равномерному разбросу направлений скоростей. Естественно, эффект растяжения значительнее там, где величина скорости больше, т.е. для ОВ ассоциации. Поскольку ассоциации, на начальном этапе состоящие из скоплений, быстро эволюционируют и распадаются, то на рис. 2 они состоят уже практически полностью из звезд. В ассоциации могут

оставаться единичные выжившие скопления. Напомним, что общий ход (сценарий) эволюции схематично показан на рис. 1. Система в целом совершает движение вокруг галактического центра со скоростью 220 км/с. Период обращения Солнца (Солнечной системы) вокруг центра Галактики (галактический год) составляет приблизительно 250 млн. лет. За период интегрирования, равный 5 млрд. лет, произошло приблизительно 20 оборотов вокруг ЦГ, как для скоплений, так и для ассоциаций. Этого нельзя сказать о величине растяжения этих систем вдоль орбиты. Как сказано в начале этого раздела, мы исходим из скорости, приблизительно равной 1 пк/млн. лет для скоплений и 10 пк/млн. лет для ОВ ассоциаций (легко показать с помощью подстановки соответствующих единиц измерения). Как видим на рис. 2, приблизительно за 1 млрд. лет ассоциация растянется на 20 кпк. Приблизительно за 2–2.5 млрд. лет ассоциация замыкается в кольцо (рис. 2). Примеры наблюдаемой сильно вытянутой пространственной формы (растяжения) рассеянных звездных скоплений можно найти в [77]. Мы провели свое небольшое исследование. На рис. 3 относительно молодое скопление IC 2391 претерпевает стадию распада. На рис. 3 размер скопления заметно увеличен в направлении движения вокруг галактического центра. Рисунок 3 построен по каталогу Постниковой и др. (2019) [77]. Рассеянное звездное скопление IC 2391 (MWSC 1529, omi Vel Cluster) – близкое (~ 145 пк [78, 79]) и молодое (возраст составляет $4\text{--}5 \times 10^7$ лет [80, 81]). Видно, что учет звезд в широком диапазоне значений вероятностей членства (приняв во внимание, в том числе, звезды, слабо связанные или полностью гравитационно не связанные со скоплением) приводит к тому, что скопление начинает растягиваться вдоль оси ординат. Иными словами, теряемые скоплением звезды пространственно растянуты вдоль направления вращения диска. Возможно, что эти звезды расположены в “звездных хвостах”, как показано на рис. 2 (в расчетах для скопления). Это свидетельство распада скопления, так как звезды нашего облака покидают скопления по всей сфере равномерно, а не через точки Лагранжа.

Как замечено Лодье и др. (2019) [82], хвосты скоплений могут иметь “странную” ориентацию, располагаясь не вдоль пространственной орбиты. Это, возможно, связано не только с отличиями орбит скоплений вокруг ЦГ от круговых, но и значительными по величине Z -амплитуды осцилляциями орбит. Более детально скопление IC 2391 с расчетами орбит рассмотрено в работе Постниковой и др. (2020) [83].

Детальные расчеты другой модели представлены в работе Чумака и Расторгуева (2006) [84]. Использовано допущение, что звезды, постепенно покидающие скопление, полностью теряют гра-

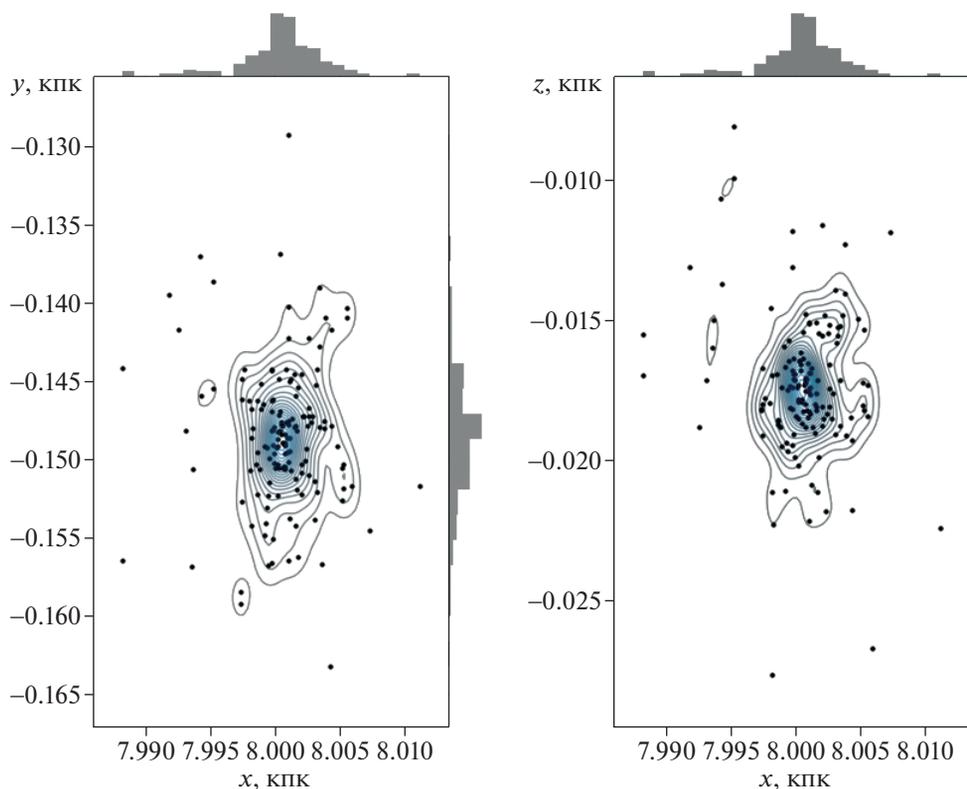


Рис. 3. Распад скопления IC 2391. Распределение звезд в галактической плоскости XY (левая панель) и XZ (правая панель). Показаны уровни равной плотности звезд. Сверху и справа показаны гистограммы распределения численности звезд вдоль соответствующей оси.

витационную связь со скоплением. Оставаясь на орбите, они образуют два шлейфа: позади и впереди скопления. Для расчетов авторы [84] использовали модификацию программы NBODY6 (Аарсет, 2003 [85]). Особенность модификации в том, что расчеты продолжались и после того, как звезда покинула скопление (где силы со стороны звезд скопления считались пренебрежимо малыми и учитывались только силы регулярного гравитационного поля Галактики). Варьировались начальная масса скопления и вириальный радиус. Учитывались процессы звездной эволюции, динамика двойных и кратных (отдельно). Внешнее гравитационное поле Галактики взято из Миамото и Нагаи (1975) [72]. Оказалось, что за 1.5 млрд. лет практически все звезды скопления уходят в шлейфы. Время разрушения шлейфа под действием молекулярных облаков составляет приблизительно 1 млрд. лет. Звезды шлейфа можно рассматривать как движущееся скопление.

Еще одна модель представлена в работе Харченко и др. (2009) [86]. В этой работе показано, что под влиянием приливных сил Галактики Скопление приобретает форму эллипсоида с большой осью, направленной приблизительно в сторону ЦГ. Это происходит классическим путем: существующий градиент силового поля при-

водит к разнице сил притяжения (относительно центра скопления имеются диаметрально противоположно направленные векторы силы, которые приближают к ЦГ ближнюю и отдаляют дальнюю части скопления). Согласно третьему закону Кеплера, система, скорее всего, еще немного поворачивается вокруг своей оси — дальние части скопления вынуждены двигаться быстрее по орбите, чтобы уравновесить центробежную силу, — скопление не разваливается. Звезды, покинувшие скопления, образуют “хвосты”, расположенные вдоль орбиты. Для расчетов в [86] использовалась программа N тел (fiGRAPE), галактический потенциал — из Миамото и Нагаи (1975) [69], учитывались времена жизни звезд, потеря массы звездами. Скопление превращается в эллипсоид, большая ось которого расположена под углом 30° – 40° к радиус-вектору на ЦГ. Изучены наблюдаемые параметры для 650 скоплений. Только для двух (БМ и Гиады) удалось построить 3D распределения, остальные рассмотрены как проекции на небесную сферу. Отметим, что эллипсоидальная пространственная форма скопления весьма вероятно определяется отсутствием сферической симметрии исходного газового облака.

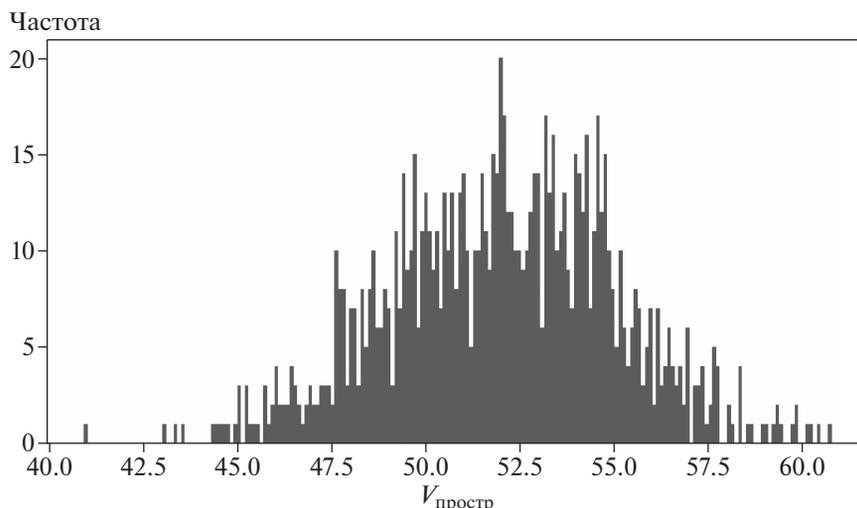


Рис. 4. Распределение пространственных скоростей в облаке OB ассоциаций спутника.

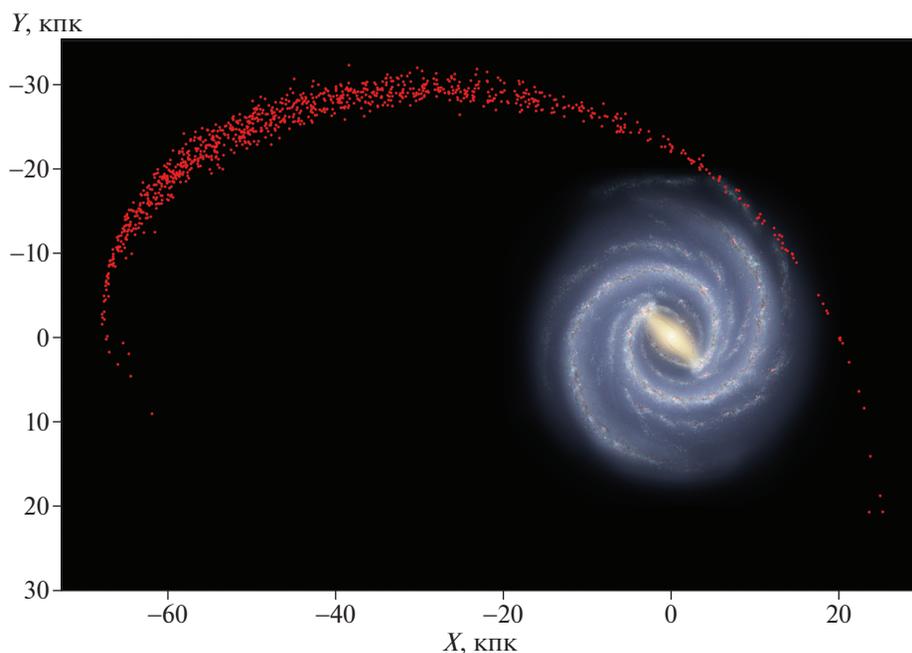


Рис. 5. Спутник галактики превращается в поток. Картина на момент времени эволюции, равный $t = 5$ млрд. лет. Расчеты выполнены нами (красные точки – распадающиеся звездные ассоциации ($N = 1000$)), рисунок галактики, предоставлен библиотекой для Python и galpy (URL = https://github.com/henrysky/milkyway_plot).

Представляет интерес применить нашу простую модель эволюции также и для спутника галактики. В рамках нашей модели спутник Галактики, состоящий из 1000 OB ассоциаций, движется в ее окрестности, задевая внешнее гало или даже проникая вглубь со скоростью ~ 250 км/с. Компоненты скорости распределены по закону, близкому к нормальному, с пиком на 51.5 км/с и разбросом в 3σ . Таким образом, пространственная скорость компонентов в составе спутника

принимает значения, показанные на рис. 4. Результаты расчетов движения спутника представлены на рис. 5. Использован классический потенциал Млечного Пути [71]. Мы видим движение, скорее всего, по сильно вытянутой орбите вокруг галактики. Хорошо виден момент проникновения во внешнюю часть гало, где спутник может наблюдаться как звездный поток в гало. Он может иметь направление скорости, ретроградное относительно вращения гало, о чем говорилось в раз-

деле 4. Расстояние орбиты облака от ЦГ в перигелии составляет 21 кпк. Расчеты выполнены на интервале до 5 млрд. лет. Видим, что, покинув галактику, спутник из эллипсоидальной системы постепенно превращается в поток размером приблизительно 30 кпк. Таким образом, представленные на рис. 5 результаты интегрирования простой модели — спутника, состоящего из 1000 скоплений и ассоциаций, — могут быть использованы для интерпретации данных наблюдений.

Наблюдаемый поток, схожий с полученным на рис. 5, порожденный спутником галактики NGC 5907, показан в работе Доккум и др. [87]. Полученная форма потока сравнима со звездным потоком в сталкивающихся галактиках на рисунке, приведенном в [87] (в центре спиральная галактика NGC 5907). Отметим, что в работе Шипп и др. [88], посвященной звездным потокам, открытым с помощью высокочувствительных детекторов, перечислены новые слабые звездные потоки, расположенные на расстояниях до 50 кпк от Солнца.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный сценарий эволюции скоплений и ОБ ассоциаций является синтезом современных результатов разных авторов и дает понимание одного из фундаментальных процессов в природе. На рис. 1 показан общий сценарий эволюции звездных скоплений и ОБ ассоциаций до хаббловского времени. Аналогичные процессы наблюдаются не только для скоплений, но и сталкивающихся галактик в скоплениях, Тутуков и др., 2011 [69]. Так, в ядрах скоплений галактик при столкновении галактики могут потерять газ и звезды. Подобный звездный хвост длиной 50 кпк обнаружен около галактики DDO 44, спутника NGC 2019 Карлин и др., 2019 [89]. Оставшийся без газа спутник распадается по той же схеме — действие приливных сил, постепенное вытягивание звездных потоков вдоль орбит вокруг центра скопления галактик с постепенным замыканием в кольца.

Добавим также, что, судя по результатам проекта Gaia, недалеко время, когда каждая звезда получит “генетическую карту”, в которой ее параметры будут отражены настолько подробно, что можно будет устанавливать ее “родственников” — звезд сестер и племянников” из распавшихся скоплений, изначально входивших в состав одной и той же ОБ ассоциации! Пока мы вынуждены находить потоки и кольцевые структуры лишь по наблюдаемым областям с увеличенной звездной плотностью.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использована программа расчетов орбит в Галактике, созданная за многие годы Бови [68]. Мы благодарны за полезные советы Дж. Бови из Департамента астрономии и астрофизики Университета Торонто, в частности, об использовании пакета galru. Авторы благодарят Г.Н. Дрёмову и Д.З. Вибе за полезные замечания и дополнения. Авторы благодарят рецензента за полезные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и DFG в рамках научного проекта № 20-52-12009. С.В. Верещагин и М.Д. Сизова благодарны РФФИ и DFG за поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ch. Messier*, *Connaissance des Temps ou des Mouvements Célestes*, p. 227–267 (1781).
2. *W. Herschel*, *Philosoph. Transactions Roy. Soc. of London* **76**, 457 (1786).
3. *J. F. W. Herschel*, *Abstracts of the Papers Printed in the Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, **2**, 274 (1815).
4. *J. Dreyer*, *Mem. Roy. Astron. Soc.* **49**, 1 (1888).
5. *R. Proctor*, *Proc. Roy. Soc. of London* **18**, 169 (1869).
6. *W. P. Fleming*, *Clusters and Faint Stars* (Harvard College Observatory observations, logs, instrument readings, and calculations, 23, 1904/1911).
7. *A. S. Eddington*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **71**, 43 (1910).
8. *J. Jeans*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **74**, 109 (1913).
9. *H. Shapley*, *Harvard College Observatory Bulletin* **874**, 4 (1930).
10. *S. Chandrasekhar*, *Astrophys. J.* **97**, 255 (1943).
11. *A. S. Eddington*, *Nature*. **106** (2653), 14 (1920).
12. *G. Gamow*, *Astrophys. J.* **87**, 206 (1938).
13. *M. Schwarzschild*, *Leaflets of the Astron. Soc. Pacif.* **5**, 400 (1949).
14. *C. M. Bondi and H. Bondi*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **111**, 397 (1951).
15. *F. Zwicky*, *Publ. Astron. Soc. of the Pacific*, **72**, 428, p. 365, (1960).
16. *W. Herschel*, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, **81**, 71 (1791).
17. *J. H. Jeans*, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, **199**, pp. 1–53 (1902).
18. *F. Hoyle*, *Astrophys. J.* **118**, 513 (1953).
19. *A. Blaauw*, *Publications Kapteyn Astron. Lab.* **51**, 1 (1946).
20. *W. A. Ambarzumjan*, *Stern-Assoziationen Abhandlungen Aus Der Sowjetischen Astronomie, Folge 1. Otto Singer*, pp. 33–41 (1951).
21. *F. Zwicky*, *Physics Today* **6**, 7 (1953).

22. *S. Perlmutter, M. Turner, M. White*, Physical Review Lett. **83**, 670 (1999).
23. *A. Toomre*, Astrophys. J. **139**, 1217 (1964).
24. *A. V. Tutukov*, Astron. Rep. **63**, 79, (2019).
25. *S. Trujillo-Gomez, M. Reina-Campes, J. Kruijssen*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **488**, 3972 (2019).
26. *C. Lada and E. Lada*, Ann. Review of Astron. and Astrophys. **41**, 57 (2003).
27. *A. V. Tutukov*, Astron. and Astrophys. **70**, 57 (1978).
28. *J. Simon*, Ann. Review of Astron. and Astrophys. **57**, 375 (2019).
29. *M. Krumholz and C. McKee*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **494**, 624 (2020).
30. *T. Eubanks*, preprint arXiv:1912.12730 (2019).
31. *P. Kroupa*, in *Proceedings of IAU Symposium 241*, eds. *A. Vazdekis and R. F. Peletier*, Cambridge: Cambridge University Press, pp. 109–119 (2007).
32. *M. Gieles and H. Baumgardt*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **389**, L1 (2008).
33. *J. Kapteyn*, Koninklijke Nederlandsche Akademie van Wetenschappen Proc. **14**, 524, (1911).
34. *J. Jeans*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **76**, 552 (1916).
35. *B. Lindblad*, Astrophys. J. **62**, 191 (1925).
36. *S. Chandrasekhar*, *Principles of stellar dynamics* (University of Chicago Press, 1942).
37. *K. F. Ogorodnikov, I. N. Latyshev*, Soviet Astron., **12**, 279 (1968).
38. *O. Eggen*, Astron. J. **112**, 1595 (1996).
39. *Y. Chumak and A. Rastorguev*, Astron. Lett. **32**, 446 (2006).
40. *Y. Chumak and A. Rastorguev*, IAU Symp. **246**, 107 (2008).
41. *R. Ibata, G. Lewis, and N. Martin*, Astrophys. J. **819**, 11 (2016).
42. *S. Bose, I. Ginsburg, and A. Loeb*, Astrophys. J. **859**, 13 (2018).
43. *E. Balbinot, M. Gieles*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **474**, 2479 (2018).
44. *M. Gieles, C. Charbonnel, M. G. H. Krause, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **478**, 2 (2018).
45. *R. Ibata, M. Bellazzini, and K. Malhan*, Nat. Astron. **3**, 667 (2019).
46. *T. de Boer, V. Belokurov, S. Koposov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **451**, 3489 (2015).
47. *R. Beaton, D. Martinez-Delgado, S. Majewski et al.*, Astrophys. J. **790**, 117 (2014).
48. *H. Morrison, M. Mario, E. Olszewski*, in ASP Conference Proceedings, eds *G.S. Da Costa and Helmut Jerjen*, 273, p. 123 (2002).
49. *J. Yoon, K. Johnston, and D. Hogg*, Astrophys. J. **731**, 15 (2011).
50. *A. P. Naik, N. W. Evans, E. Puchwein, H. Zhao, A. C. Davis*, preprint arXiv:2002.05738 (2020).
51. *J. M. Diederik Kruijssen, J. L. Pfeffer, M. Chevance, A. Bonaca, et al.* preprint arXiv:2003.01119 (2020).
52. *A. Fattahi, A. Deason, and C. Frenc*, preprint arXiv:2002.12043 (2020).
53. *P. Boltrini, R. Mohayaee, and J. Silk*, preprint arXiv:2002.12192 (2020).
54. *T. Antoja, P. Rames, C. Mateo et al.*, preprint arXiv:2002.10012 (2020).
55. *R. Ibata, M. Bellazzini, G. Thomas, K. Malhan, N. Martin, B. Famaey, A. Siebert*, Astrophys. J. Lett. **891**, 1 (2020).
56. *A. Alabi, D. A. Forbes, A. J. Romanowsky, J. P. Brodie*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **491**, 5693 (2020).
57. *V. Afanasiev, A. Moiseev, and A. Smirnova*, Astrophys. Bull. **75**, 12 (2020).
58. *E. Roebler, R. Buscicchio, A. Vecchio*, preprint arXiv:2002.10465 (2020).
59. *E. Krugel and A. V. Tutukov*, Astron. and Astrophys. **275**, 416 (1993).
60. *S. Ratzenbock, S. Meingast, J. Alves, T. Möller, and I. Bomze*, preprint arXiv:2002.05728 (2020).
61. *A. Riley and L. Strigari*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **494**, 983 (2020).
62. *R. Ibata, K. Malhan, N. Martin, and E. Starkenburg*, Astrophys. J. **865**, 85 (2018).
63. *N. Arakelyan, S. Pilipenko, and N. Libeskind*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **481**, 918 (2018).
64. *A. Duncan*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **493**, 847 (2020).
65. *B. Ratcliffe, M. Neiss, K. Johnston, and B. Sen*, preprint arXiv:2002.07183 (2020).
66. *M. Salaris, S. Cassisi, A. Mucciarelli, D. Nardiello*, Astron. and Astrophys. **629**, 6 (2019).
67. *R. Ibata, K. Malhan, and N. Martin*, Astrophys. J. **872**, 23 (2019).
68. *H. Koppelman, A. Helmi, D. Massari, A. M. Price-Whelan, and T. K. Starkenburg*, Astron. and Astrophys. **631**, L9 (2019).
69. *A. V. Tutukov, G. Lazareva, and I. Kulikov*, Astronomy Reports **55**, 770 (2011).
70. *S. Kavirai*, preprint arXiv:2001.01728 (2020).
71. *J. Bovy*, Astrophys. J. Suppl. Ser. **216**, 2 (2015).
72. *M. Miyamoto and R. Nagai*, Publ. Astron. Soc. Jap. **27**, 533 (1975).
73. *J. Navarro, C. Frenk, and S. White*, Astrophys. J. **462**, 563 (1996).
74. *Z. M. Malkin*, Astron. Rep. **57**, 128 (2013).
75. *P. J. McMillan*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **465**, 1 (2017).
76. Gravity Collaboration: *R. Abuter, A. Amorim, M. Bauerböck, J. P. Berger, et al.*, Astron. and Astrophys. **625**, L10 (2019).
77. *E. S. Postnikova, N. V. Chupina, S. V. Vereshchagin*, INASAN Sci. Rep. **3**, 336 (2019).
78. *N. Robichon, Y. Lebreton, and F. Arenou*, Astrophys. and Space Sci. **265**, 279 (1999).
79. *R. J. Dodd*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **355**, 959 (2004).

80. *D. Barrado y Navascués, J. R. Stauffer, and R. Jayawardhana*, *Astrophys. J.* **614**, 386 (2004).
81. *I. Platais, C. Melo, J.-C. Mermillod, V. Kozhurina-Platais, J. P. Fulbright, R. A. Méndez, M. Altmann, and J. Sperauskas*, *A&A*, **461**, 509 (2007).
82. *N. Lodieu, A. Pérez-Garrido, R. L. Smart, R. Silvotti*, *Astron. and Astrophys.* **628**, A66 (2019).
83. *E. S. Postnikova, W. H. Elsahoury, Devesh P. Sariya, N. V. Chupina, S. V. Vereshchagin, Ing-Guey, Jiang*, *Research Astron. and Astrophys.* **20**, 2 (2020).
84. *Ya. O. Chumak, A. S. Rastorguev*, *Astron. Lett.* **32**, 3 (2006).
85. *S. J. Aarseth and J. Sverre*, *Gravitational N-Body Simulations* (Cambridge University Press, 2003).
86. *N. V. Kharchenko, P. Berczik, M. I. Petrov, A. E. Piskunov, S. Röser, E. Schilbach, R.-D. Scholz*, *Astron. and Astrophys.* **495**, 3 (2009).
87. *P. van Dokkum, C. Gilhuly, A. Bonaca, A. Merritt, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **883**, 2 (2019).
88. *N. Shipp, A. Drlica-Wagner, E. Balbinot, P. Ferguson, et al.*, *Astrophys. J.* **862**, id. 114 (2018).
89. *J. L. Carlin, C. T. Garling, A. H. G. Peter, D. Crnojević, et al.*, *Astrophys. J.* **886**, 11 (2019).

УДК 524.527-77

ЭВОЛЮЦИЯ МАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОН И H₂O В ОБЛАСТИ АКТИВНОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ IRAS 05358+3543 (S231)

© 2020 г. Н. Т. Ашимбаева¹, П. Колом², В. В. Краснов³, Е. Е. Лехт^{1,*},
М. И. Пащенко¹, Г. М. Рудницкий¹, А. М. Толмачев⁴

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

² Медонская обсерватория, Медон, Франция

³ Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

⁴ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН,
Пушино, Россия

*E-mail: lekht@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 27.04.2020 г.

После доработки 29.06.2020 г.

Принята к публикации 30.06.2020 г.

Представлены результаты наблюдений области звездообразования, расположенной в рукаве Персея и связанной с туманностью Шарплеса S231, в линиях молекул H₂O на длине волны 1.35 см и ОН на длине волны 18 см, полученных на 22-м радиотелескопе в Пушино (Россия) и на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция) соответственно. Приведен каталог спектров мазерного излучения H₂O за период с марта 2003 г. по март 2020 г. Переменность интегрального потока, вычисленного на основе мониторинга Фелли и др. (1987–2007 гг.) и нашего мониторинга (2003–2020 гг.), имеет квазициклический характер продолжительностью циклов от 4.3 до 7.7 г. В каждом цикле активности происходили вспышки мазерного излучения как одиночных, так и нескольких деталей. Среднее время роста и спада излучения вспышки составило 0.30 ± 0.02 г. и 0.35 ± 0.02 г. соответственно. Наблюдаемые дрейф и скачки лучевой скорости эмиссионных деталей H₂O могут быть следствием воздействия на них ударных волн, возникающих при повышении активности протозвезды. Сложный характер переменности показывает, что среда генерации мазерного излучения H₂O фрагментирована и в ней могут происходить мелкомасштабные турбулентные движения вещества. Мазерное излучение ОН наблюдалось нами в главных линиях 1665 и 1667 МГц и в спутной линии 1720 МГц. Обнаружено большое число эмиссионных деталей ОН и их переменность. Найдена одна зеемановская пара на -9.2 км/с с небольшим расщеплением, при этом в период 2008–2020 гг. величина продольного магнитного поля монотонно уменьшалась от 0.24 до 0.10 мГс. Для трех самых интенсивных деталей вычислены степени линейной поляризации и позиционные углы. Обнаружена корреляция между активностью мазеров H₂O и ОН.

DOI: 10.31857/S0004629920110018

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследуемые в настоящей работе мазерные источники H₂O и ОН связаны с туманностью каталога Шарплеса S231 [1], где происходит процесс активного звездообразования. S231 является одной из четырех областей (S231, S232, S233 и S235), находящихся в гигантском молекулярном облаке G174+2.5. Расстояние до этого комплекса составляет около 1.8 кпс (см., напр., [2]). В этой области наблюдаются ИК-источник IRAS 05358+3543, СО биполярные потоки [2, 3], источники радио-континуума (см., напр., [4, 5]) и источники мазерного излучения СН₃ОН, H₂O и ОН. Болонет-

рическая светимость IRAS 05358+3543 составляет $6300 L_{\odot}$, что согласно [6] свидетельствует о том, что в этой области рождаются массивные звезды. В облаке имеются большие молекулярные сгустки. По оценкам Ладейщикова и др. [7] температура газа равна $T \sim 16\text{--}30$ К, а плотность водорода $(2.7\text{--}7.2) \times 10^3 \text{ см}^{-3}$.

Очень информативным для выявления крупномасштабной структуры гигантских молекулярных облаков являются исследования распределения СО, которые показывают общее распределение молекулярного газа в областях звездообразования. Согласно [2] пики излучения СО с синим (от

–30 до –21 км/с) и красным (от –12 до –6 км/с) смещениями совпадают между собой и совпадают с положением IRAS 05358+3543, что является неочевидным для биполярной структуры. Это возможно, если биполярный поток расположен вдоль луча зрения. Размер области излучения CO составляет несколько угловых минут в поперечнике.

Интерферометрические наблюдения на длине волны 2.6 мм выделили три пылевые конденсации (mm1, mm2 и mm3) размером $9'' \times 4''$ ($\approx 17100 \times 7200$ а.е.) и выявили, по крайней мере, три потока [3]. Самый большой из них имеет протяженность 1 пс и массу $M > 10M_{\odot}$. Кумар и др. [8] и Ханзян и др. [9] наблюдали излучение молекулы H_2 с узкой полосой на длине волны 2.2 мкм и также показали присутствие многочисленных потоков.

Исследования области IRAS 05358+3543 на различных длинах волн с высоким пространственным разрешением показали, что она имеет сложную структуру. Наблюдения Леурини и др. [10] на 338 ГГц с разрешением $0.6''$ (линейное разрешение 1100 а.е.) показали, что mm1 имеет два пика излучения, т.е. распадается на два источника: mm1a и mm1b. Расстояние между ними составляет 1700 а.е. Источник mm2 состоит из нескольких субисточников, но только один из них (mm2a) является протозвездой. По мнению Леурини и др. [10], остальные субисточники связаны с потоками. Источник mm3 является единственным компактным ядром в области. Он самый холодный и наименее активный и пространственно неразрешенный [11].

На основе результатов наблюдений в линиях сложных молекул (CH_3OH , CH_3CN , H_2CS , $C^{34}S$ и др.) Леурини и др. [10] предположили, что mm1 может содержать массивный околозвездный диск с температурой ядра $T \sim 220$ К. Другие источники находятся на более ранней стадии эволюции. Наименее активный источник, mm3, может быть беззвездным массивным ядром, так как оно холодное ($T < 20$ К), и может быть большим резервуаром аккреционного вещества ($M \sim 19M_{\odot}$).

Вблизи mm1a находится мазер метанола II класса. VLBI наблюдения этого мазера на частоте 6.7 ГГц, которые выполнили Миньер и др. [12], показали, что спектр излучения состоит из большого числа эмиссионных деталей в диапазоне лучевых скоростей от –15 до –11 км/с. Мазерные пятна группируются в три скопления: А, В и С. Скопление А образует вытянутую структуру протяженностью 40 mas (mas – milli arc second, угловая миллисекунда), что соответствует 100 а.е., с градиентом лучевой скорости вдоль нее.

Об открытии мазера H_2O в направлении S231 сообщалось в ряде работ [13–15]. Последующие

наблюдения 19 февраля 1988 г. показали, что спектр излучения H_2O состоял из трех деталей: одной сильной на –16.5 км/с с потоком 130 Ян и двух более слабых на –17.8 и –8.6 км/с с потоками 16 и 5 Ян соответственно. Тофани и др. [16] наблюдали мазерное излучение H_2O от четырех источников, находящихся внутри области размером порядка $3''$. В 1996 г., используя VLBA, Мигенес и др. [17] в направлении S231 наблюдали два компонента на лучевых скоростях –16.4 и –14.7 км/с, разделенных расстоянием 2.4 mas. Положения главных компонентов в наблюдениях Тофани и Мигенеса совпадают. Впоследствии Тринидад и др. [18] обнаружили переменность мазера H_2O . С 1987 г. по 2007 г. Фелли и др. [19] выполнили 20-летний обзор мазера H_2O в S231.

Мазерное излучение OH в S231 обнаружили Аргон и др. [20]. В 1992 г. в направлении S231 они наблюдали четыре детали в линии 1665 МГц в левой круговой поляризации. Наблюдения в обеих главных линиях OH 1665 и 1667 МГц в обеих круговых поляризациях выполнили Эдрис и др. [21] на радиотелескопе в Нансэ в 2002–2003 гг.

В предлагаемой работе наблюдения были выполнены нами также на радиотелескопе в Нансэ. Таким образом, имеется ряд однородных наблюдений, что представляет большой интерес.

2. АППАРАТУРА И НАБЛЮДЕНИЯ

Мы проводили наблюдения мазерного излучения H_2O и OH в области активного звездообразования IRAS 05358+3543 и, в частности, в направлении одной из сверхкомпактных областей НП S231. Поэтому в дальнейшем мы будем использовать именно это название исследуемого нами источника.

Мониторинг мазерного источника водяного пара на длине волны 1.35 см в S231 проводится нами с марта 2003 г. на радиотелескопе РТ-22 в ПРАО (Россия) в направлении: $\alpha_{(2000)} = 05^h 39^m 12.9^s$, $\delta_{(2000)} = 35^{\circ} 45' 51''$. Ширина диаграммы направленности антенны на 1.35 см равна $2.6'$. Чувствительность телескопа составляет 25 Ян/К для точечного источника с неполяризованным излучением. Шумовая температура системы менялась от 130 до 250 К в зависимости от условий наблюдений. Спектры были исправлены за поглощение в земной атмосфере.

Регистрация сигнала в 2003–2005 гг. осуществлялась 128-канальным анализатором спектра фильтрового типа с разрешением по лучевой скорости 0.101 км/с, а с середины 2005 г. – 2048-канальным автокоррелятором с разрешением 0.0822 км/с. Точность измерения лучевой скорости находилась в пределах 20–25 м/с.

Также были выполнены наблюдения в линиях гидроксила на длине волны 18 см в 2008, 2014, 2015 и 2020 г. на радиотелескопе в Нансэ (Франция). Чувствительность телескопа составляет 1.4 Ян/К для точечного источника с неполяризованным излучением. Шумовая температура системы составляла от 35–60 К в зависимости от условий наблюдения. При наблюдениях источников со склонением $\delta = 35^\circ$ диаграмма направленности телескопа на данной волне равна $3.5' \times 20'$ по прямому восхождению и склонению соответственно.

Спектральный анализ проводится автокорреляционным спектроанализатором из 8192 каналов. Спектроанализатор был разделен на восемь батарей по 1024 канала. Проводились наблюдения двух круговых поляризаций (*RC* и *LC*) и четырех ориентаций линейной поляризации (*L0/L90* и *L45/L135*) с поворотом облучателя на 45° , т.е. шесть мод поляризации. Это позволило определить все параметры Стокса (*I*, *Q*, *U* и *V*).

В наших наблюдениях 2008 г. частотная полоса анализа каждой батареи была равна 781.25 кГц, частотное разрешение 763 Гц. Это соответствует разрешению по лучевой скорости 0.137 км/с. В наблюдениях 2014, 2015 и 2020 г. разрешение было вдвое выше, 0.068 км/с. Погрешность определения лучевой скорости не превышала 15 м/с.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Результаты наблюдений мазерного излучения H_2O на длине волны 1.35 см (каталог спектров) с апреля 2003 г. по февраль 2020 г. представлены на рис. 1–6. По горизонтальной оси отложена скорость относительно местного стандарта покоя, а по вертикальной оси плотность потока в Янских. На каждой панели двойными вертикальными стрелками показана цена деления и приведены эпохи наблюдений. Полный интервал лучевых скоростей наблюдений находился в интервале от -97 до 70 км/с. На рис. 1–6 приведены центральные части спектров, где наблюдалось мазерное излучение.

На рис. 7 представлены результаты наблюдений в главных линиях ОН на длине волны 18 см в круговых поляризациях. Основные детали пронумерованы, а вблизи самых интенсивных деталей приведены значения степени круговой поляризации. Знак “–” означает, что преобладает излучение в левой круговой поляризации. Для лучшего восприятия переменности излучения все графики приведены в одном масштабе по обеим координатам. Приведены эпохи наблюдений. Отрезками вертикальных линий показаны положения деталей согласно [20].

В октябре 2014 г. мы также провели наблюдения в сателлитной линии 1720 МГц в обеих круго-

вых и линейной поляризациях. Излучение было обнаружено только в левой круговой поляризации (см. рис. 8). Удалось выделить пять слабых деталей с потоками от 80 до 120 мЯн.

4. ДИСКУССИЯ

Изучение литературы по источнику S231 показало, что исследования мазеров водяного пара и гидроксила в этой области оказались недостаточными. Отсутствуют карты с расположением мазерных пятен как водяного пара, так и гидроксила. Можно назвать лишь карты с расположением четырех мазерных пятен ОН, полученных Аргон и др. [20] в 1992 г. Отсутствуют поляризационные измерения мазерного излучения. В связи с этим мы большое внимание уделили исследованию поляризации излучения ОН.

4.1. Интегральный поток мазера H_2O

Переменность интегрального потока мазерного излучения H_2O в направлении S231 за все время его наблюдений с марта 1987 г. по март 2020 г. показана на рис. 9. Здесь включены результаты мониторинга Фелли и др. [19], полученные в 1987–2007 гг. и нашего мониторинга с апреля 2003 г. по март 2020 г. Переменность имеет циклический характер. Циклы неравнозначные как по уровню излучения, так и по продолжительности, и разделены между собой глубокими минимумами. Минимумы отмечены отрезками вертикальных линий. Два минимума, имеющие наибольшую продолжительность, помечены более тонкими линиями.

Чтобы весь интервал наблюдений разделить на циклы активности, необходимо также учитывать уровень мазерного излучения. По этим двум критериям скорее всего можно выделить пять полных циклов мазерной активности H_2O . Первый был неполным, наблюдался только на нисходящей ветви. Можно принять, что циклы активности разделены отрезками жирных линий и их продолжительность составляет от 4.3 до 7.7 года.

В каждом цикле активности имеются вспышки излучения отдельных эмиссионных деталей. Такой характер переменности мазерного излучения H_2O может быть следствием нестационарного процесса формирования протозвезды на ранней стадии ее эволюции. При этом аккреция и истечение вещества из протозвезды могут иметь квазипериодический характер.

4.2. Эволюция основных деталей H_2O

Переменность лучевой скорости и плотности потока эмиссионных деталей H_2O показана на рис. 10. Она имеет довольно сложный характер.

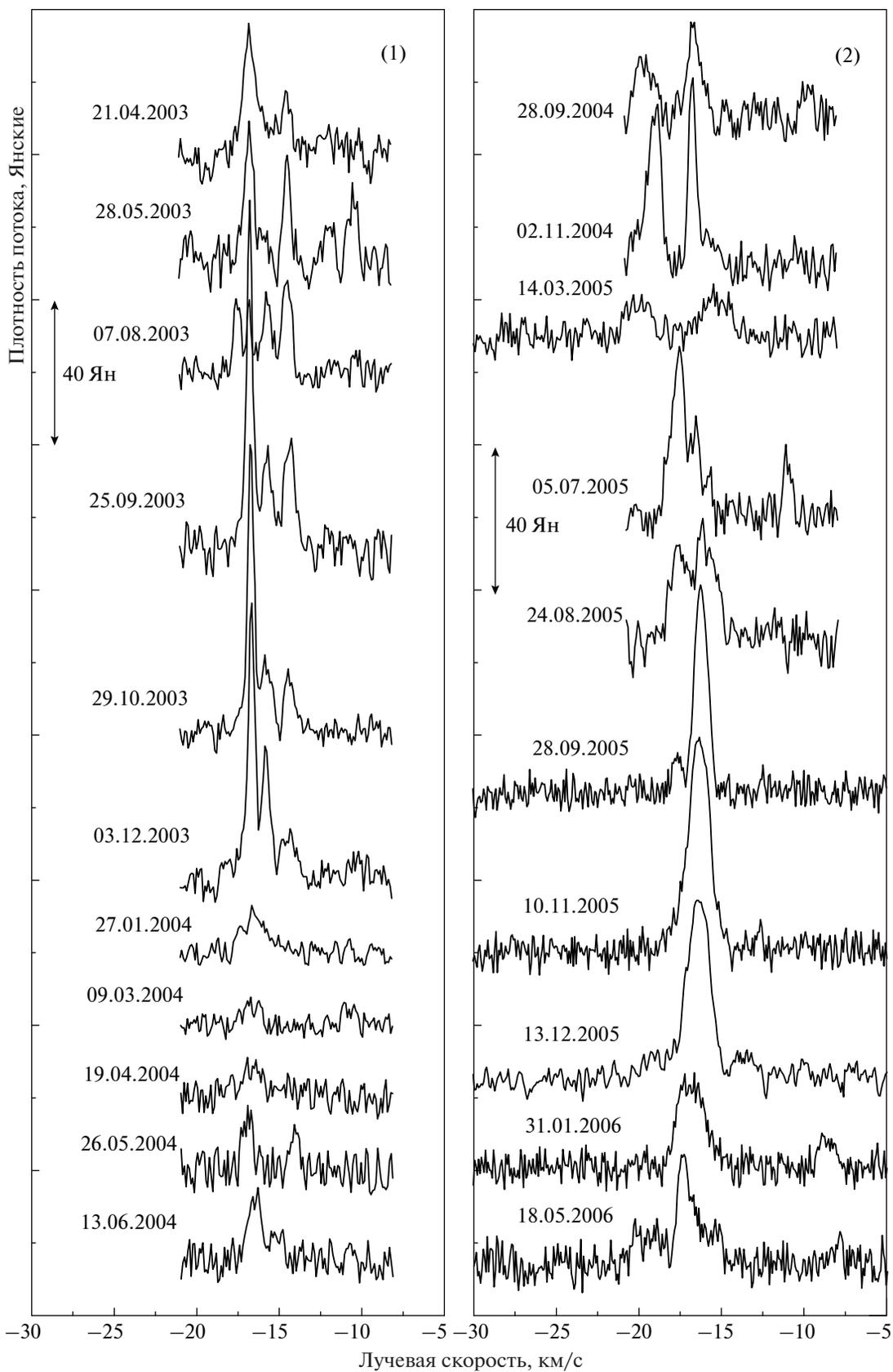


Рис. 1. Спектры мазерного излучения H_2O в S231 в 2003–2006 гг. Двухсторонними вертикальными стрелками показана цена деления. Приведены эпохи наблюдений.

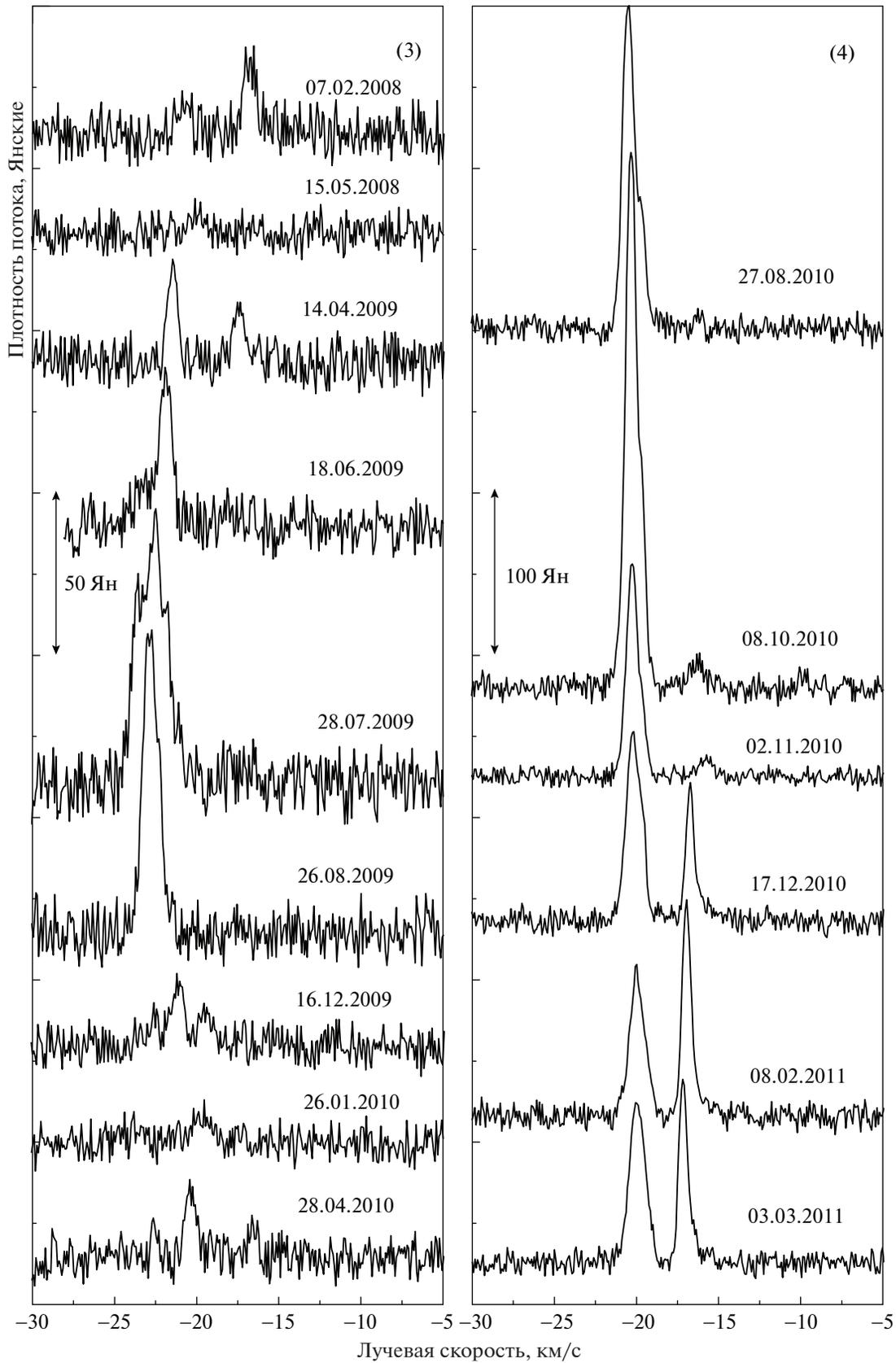


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для 2008–2011 гг.

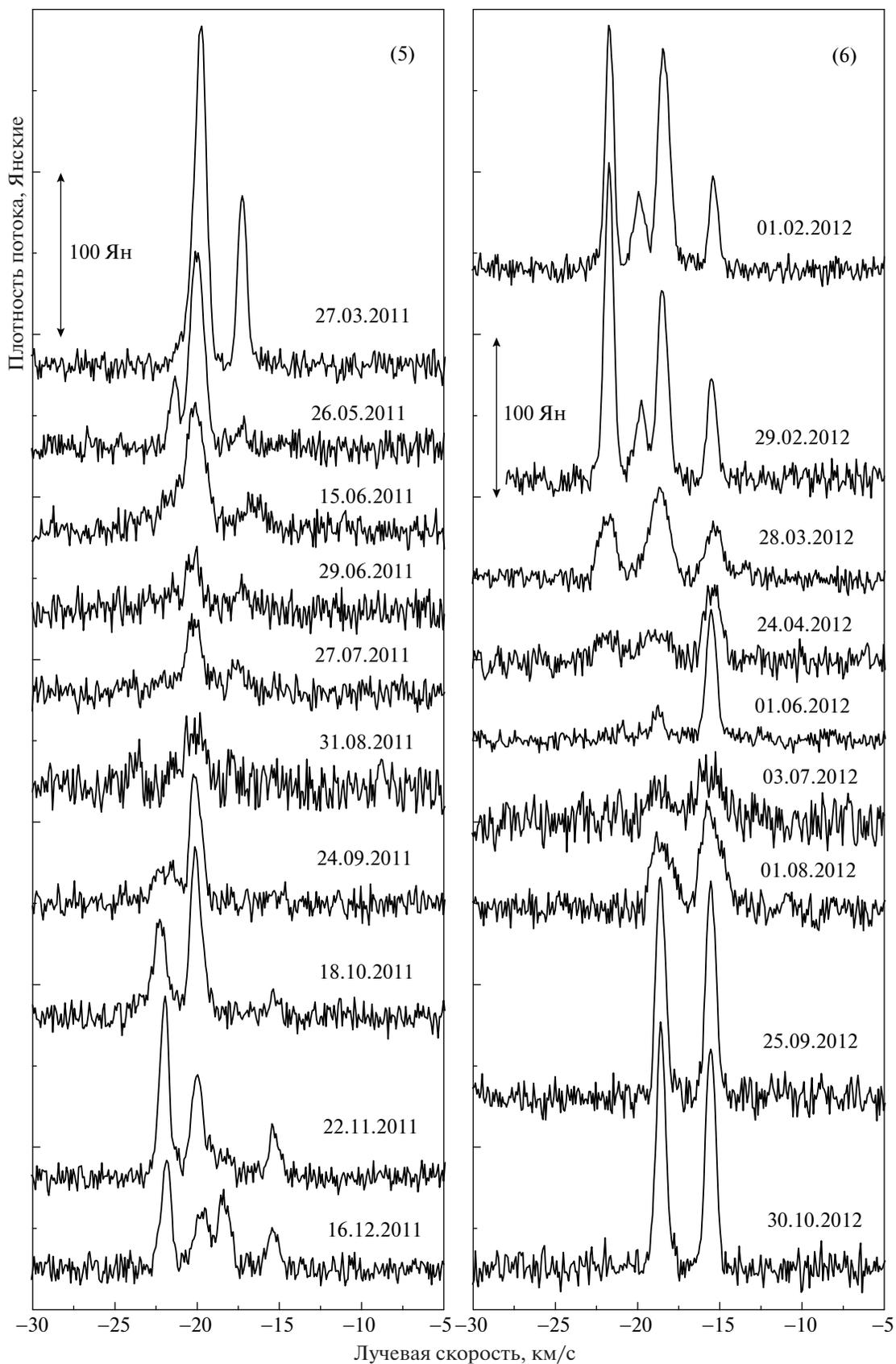


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для 2011–2012 гг.

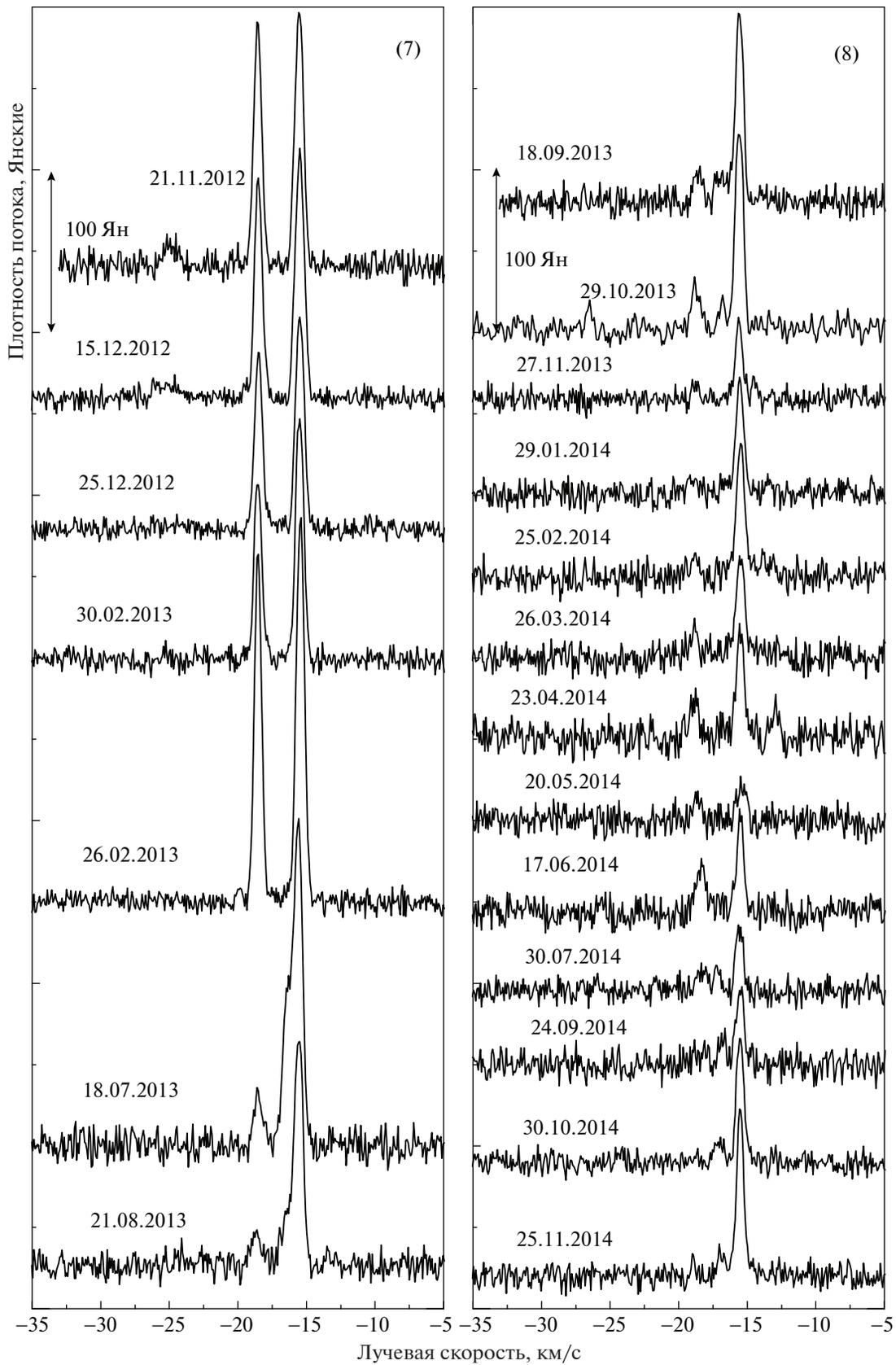


Рис. 4. То же, что на рис. 1, для 2012–2014 гг.

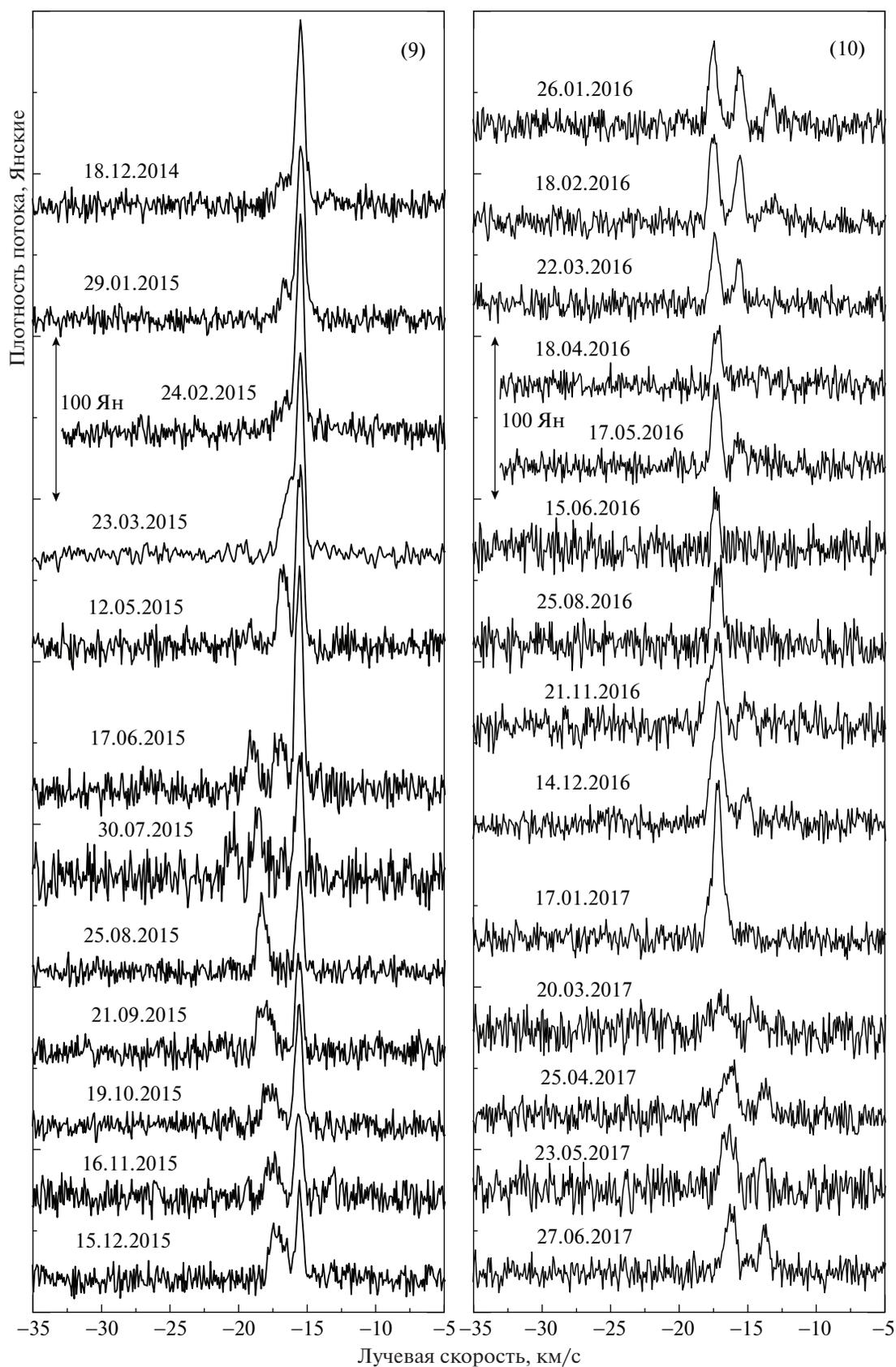


Рис. 5. То же, что на рис. 1, для 2014–2017 гг.

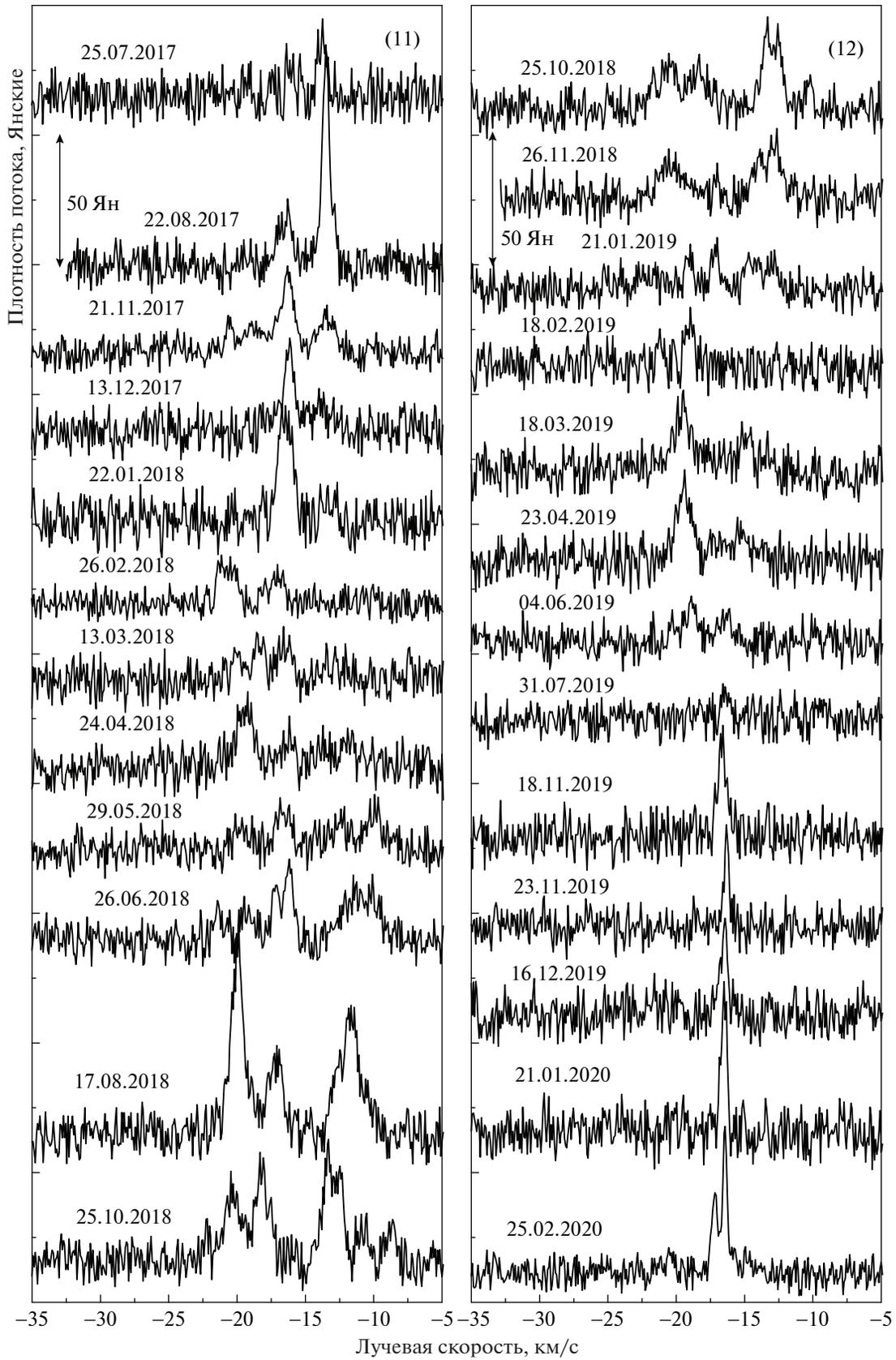


Рис. 6. То же, что на рис. 1, для 2017–2020 гг.

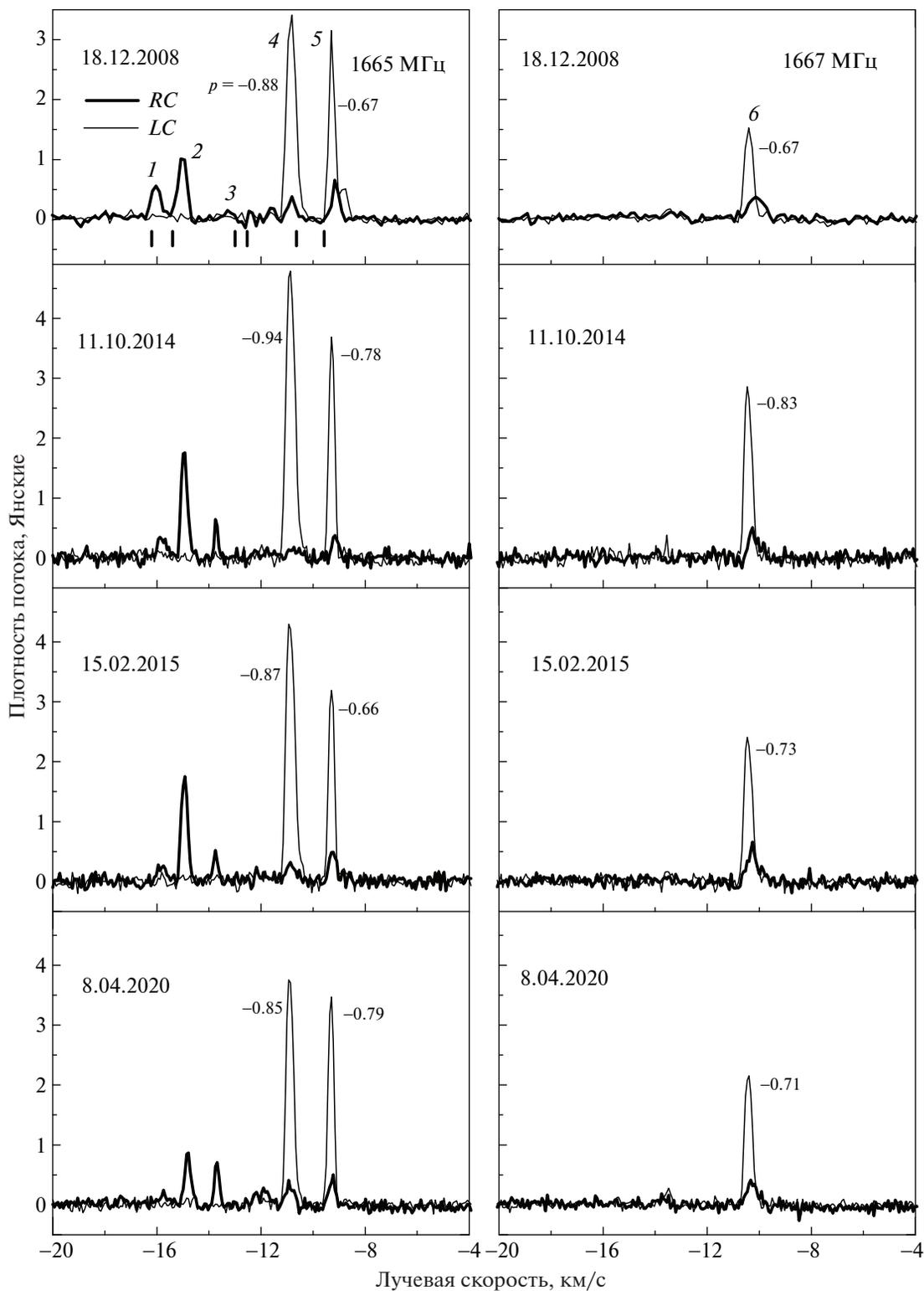


Рис. 7. Излучение ОН на длине волны 18 см в главных линиях в правой (жирная линия) и левой (тонкая линия) круговых поляризациях в направлении S231. Указаны эпохи наблюдений. Наиболее интенсивные детали пронумерованы. Для трех основных деталей даны степени круговой поляризации. Отрезками вертикальных линий на панели в левом верхнем углу показаны положения деталей согласно [20].

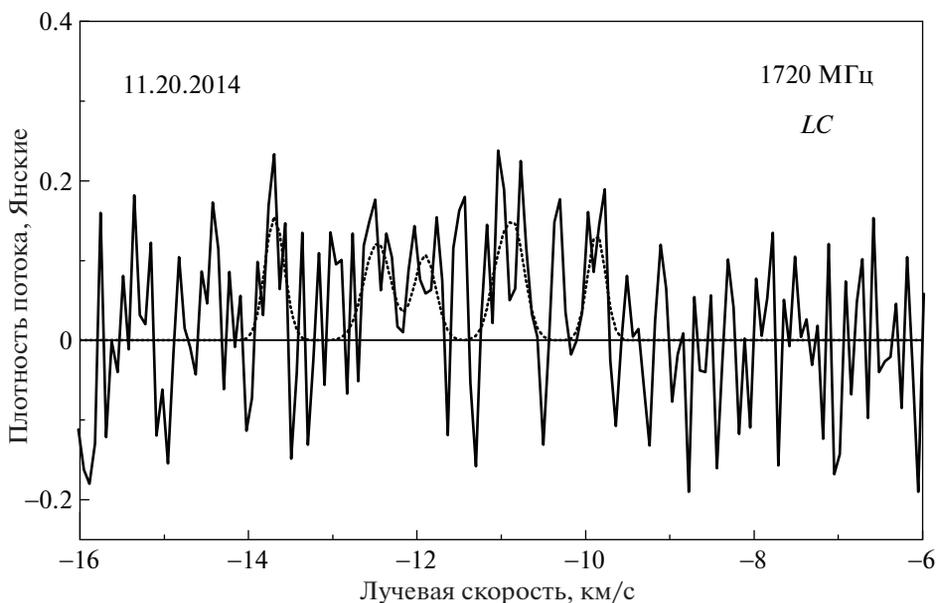


Рис. 8. Излучение ОН на длине волны 18 см в спутниковой линии 1720 МГц в левой круговой поляризации в направлении S231 на эпоху 11.10.2014. Пунктирной линией вписаны гауссианы.

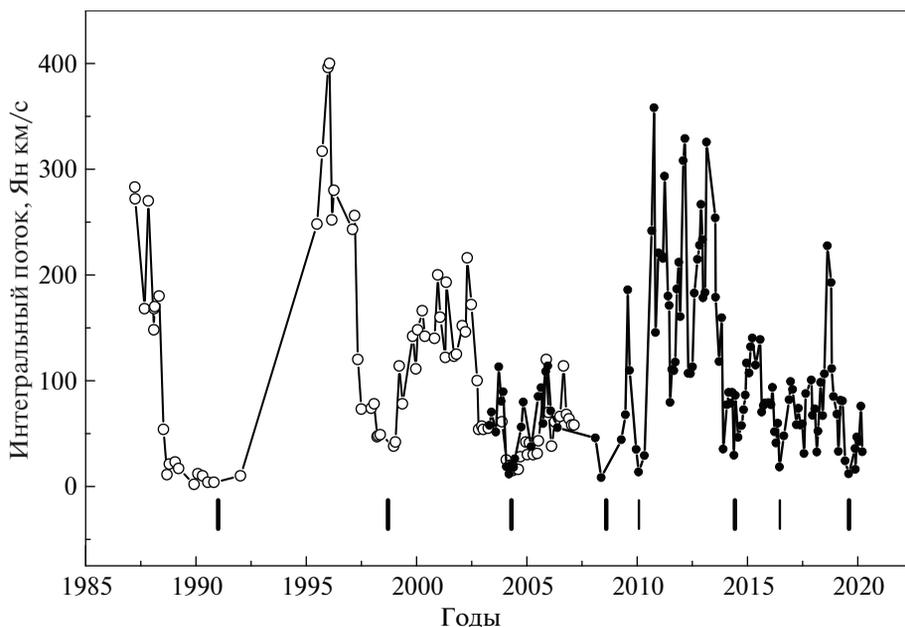


Рис. 9. Переменность интегрального потока мазерного излучения H_2O . Внизу отрезками вертикальных линий отмечены минимумы.

Выделено 13 основных деталей. Для удобства анализа они пронумерованы. На рис. 10б, в показана переменность плотности потока 13 выделенных деталей, которая хорошо подчеркивает вспышечный характер излучения большинства деталей. Как правило, время жизни мазерных деталей в активной фазе было небольшим, т.е. происходил

быстрый рост излучения и затем быстрое их высвечивание. Для некоторых деталей в одном цикле активности наблюдались две-три вспышки. Мы выделили 12 наиболее сильных вспышек. Продолжительность роста потока находится в интервале 0.15–0.47 г., а спада – в интервале 0.18–0.54 г. Причем чем меньше время роста излуче-

ния, тем меньше время высвечивания. Это может быть связано с геометрией мазерных конденсаций (например, размер конденсации). Видно, что вспышки кратковременные. Средняя продолжительность роста и спада потока составила 0.30 ± 0.02 и 0.35 ± 0.02 г. соответственно. Разница оказалась незначительной. Протяженность такой усредненной детали (мазерной конденсации) вычисляется по формуле:

$$l = \tau V_c,$$

где τ — время роста потока до максимального значения, V_c — скорость ударной волны.

Наиболее типичной скоростью ударной волны принимается значение ~ 15 км/с [22]. Тогда протяженность усредненной мазерной конденсации составит ~ 1 а. е.

Из всех выделяется деталь 8. Время нахождения ее в активном состоянии составила 4.6 г. Лучевая скорость на протяжении всего этого времени менялась незначительно, в пределах 0.4 км/с. Наблюдались две вспышки излучения. Расстояние между максимумами составило 2.0 г. Рост и спад потока в первой вспышке были нелинейными. Лучшее всего подходит экспоненциальный закон. Такой характер роста плотности потока свидетельствует о ненасыщенном режиме мазера. Во время второй вспышки был быстрый рост потока и линейный спад до нуля.

Дрейф излучения по лучевой скорости имеет почти для всех деталей. Самый большой дрейф, -1.6 и 1.35 км/с, наблюдается у деталей 3 и 9а соответственно. Для деталей 1а, 4 (две вспышки), 5, 9б, 11 и 12 дрейф скорости почти одинаковый и находится в интервале $0.36-0.74$ км/с.

В некоторых деталях нет плавного дрейфа, а имеются небольшие колебания или скачки скорости. Скачки скорости указывают на существование вытянутых структур и наличия в них градиента лучевой скорости. Колебания скорости могут быть связаны со структурами, в которых скорости неоднородностей распределены случайным образом.

Таким образом, наши исследования показали, что даже при небольшом времени нахождения эмиссионных деталей в активной фазе имеет место дрейф лучевой скорости. Это может быть связано с реальным изменением скорости вещества при воздействии на него ударных волн.

4.3. Излучение гидроксила

Как мы отмечали в разделе 2, используемый нами метод наблюдений позволил определить все четыре параметра Стокса для всех линий:

$$I = F(0^\circ) + F(90^\circ) = F(RC) + F(LC),$$

$$Q = F(0^\circ) - F(90^\circ),$$

$$U = F(45^\circ) - F(135^\circ),$$

$$V = F(RC) - F(LC).$$

Степень линейной поляризации и позиционный угол, а также степень круговой поляризации вычислялись по формулам:

$$p(L) = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}, \quad (1)$$

$$\chi = (180^\circ/2\pi) \arctg(U/Q), \quad (2)$$

$$p(C) = \frac{V}{I} = \frac{F(RC) - F(LC)}{F(RC) + F(LC)} \quad (3)$$

соответственно.

Сначала проведем анализ излучения, поляризованного по кругу. На рис. 7 показаны спектры в главных линиях 1665 и 1667 МГц в правой (жирные линии) и левой (тонкие линии) круговых поляризациях. Наблюдается переменность плотности потока деталей в обеих линиях и в обеих круговых поляризациях. При этом лучевые скорости основных деталей либо вовсе не изменялись, либо изменялись слабо. Это мы обсудим ниже. Нанесенные около наиболее интенсивных эмиссионных деталей степени круговых поляризаций вычислялись по формуле (3).

В линии 1665 МГц в спектрах правой круговой поляризации насчитывается восемь эмиссионных деталей в интервале лучевых скоростей от -22.5 до -9.0 км/с. В левой круговой поляризации излучение интенсивнее, но число деталей меньше (шесть) и диапазон лучевых скоростей уже, от -14.0 до -8.5 км/с. Переменность плотности потока шести основных эмиссионных деталей (см. рис. 7) показана на рис. 10а. Мы также включили результаты наблюдений 1992 г. [20] и 2002–2003 гг. [21]. Детали 1–3 имеют преобладающее излучение в правой круговой поляризации, а 4–6 — в левой.

В нижней части рис. 11б по шкале лучевых скоростей показаны положения всех наблюдаемых нами эмиссионных деталей в главных линиях 1665 и 1667 МГц в обеих круговых поляризациях и в спутниковой линии 1720 МГц в левой круговой поляризации. Взяты усредненные по всем наблюдениям лучевые скорости. Номерами отмечены детали, переменность которых показана в верхней части рисунка. Имеется хорошее совпадение лучевых скоростей большинства деталей в правой и левой круговых поляризациях в линиях 1665, 1667 и 1720 МГц.

Обращает на себя внимание прежде всего существование трех деталей, которые были достаточно интенсивными в 2008–2020 гг. Сравнение с наблюдениями Аргон и др. [20] показывает, что в 1992 г. мазер находился на более низком уровне активности и было меньше эмиссионных деталей, чем в наших наблюдениях. В то же время в

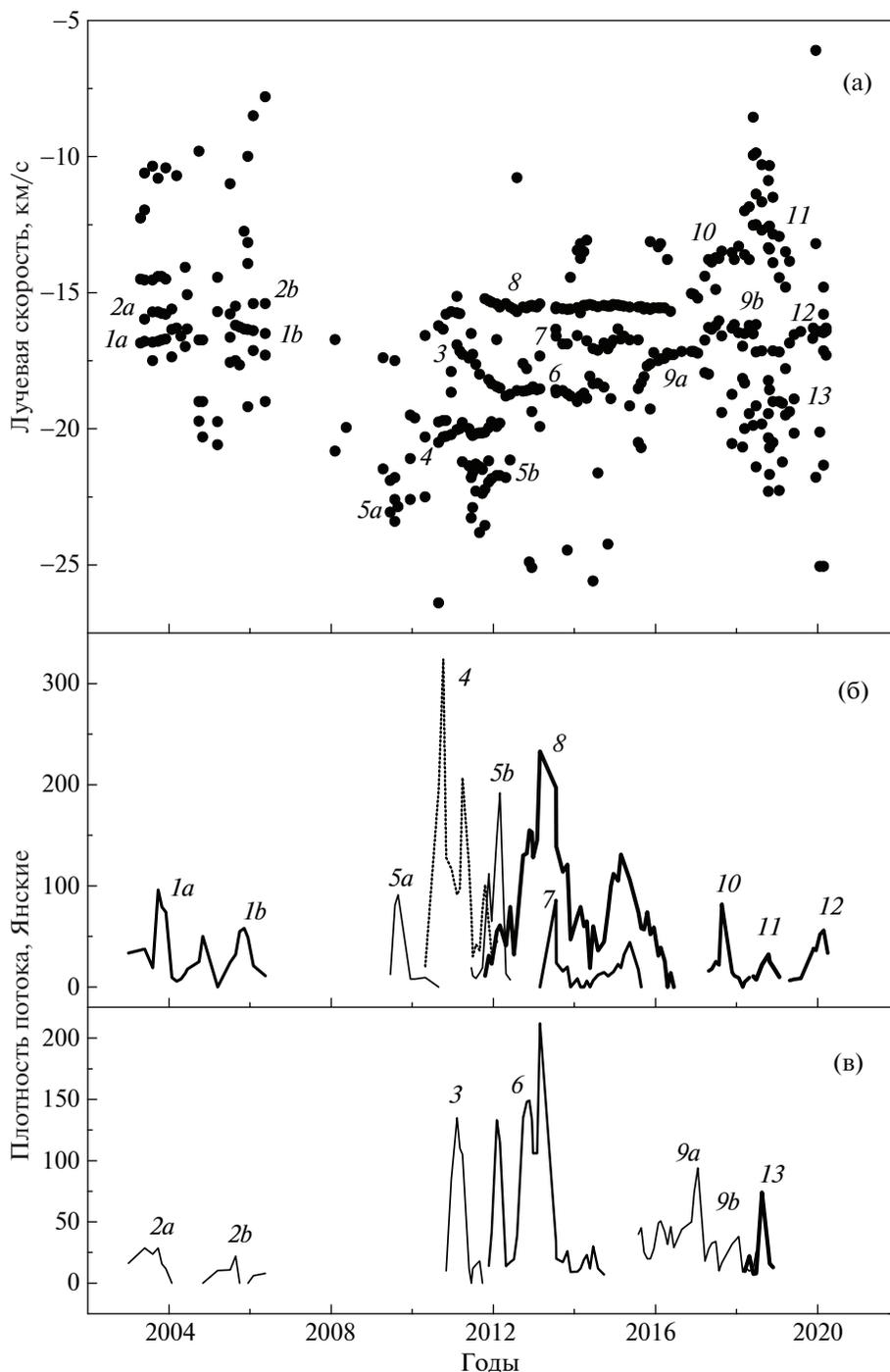


Рис. 10. Переменность лучевой скорости (а) и плотности потоков (б, в) эмиссионных деталей мазерного излучения H_2O . Основные детали пронумерованы.

1992 г. имелись слабые детали на лучевых скоростях -12.88 и -12.53 км/с, которые отсутствуют в спектрах 2002–2020 гг. Именно эти две детали и детали с номерами 4 и 5 были на карте, полученной Аргон и др. [20] на VLA. К сожалению, никаких других карт расположения мазерных конденсаций ОН в области S231 не имеется. VLA наблю-

дения, когда большое число эмиссионных деталей находится в активной фазе излучения, позволили бы выявить структуру мазерного источника ОН в S231.

Мы также заметили, что для детали 5 на $V_{LSR} = -9.2$ км/с имеет место монотонное уменьшение разницы между скоростями излучения в

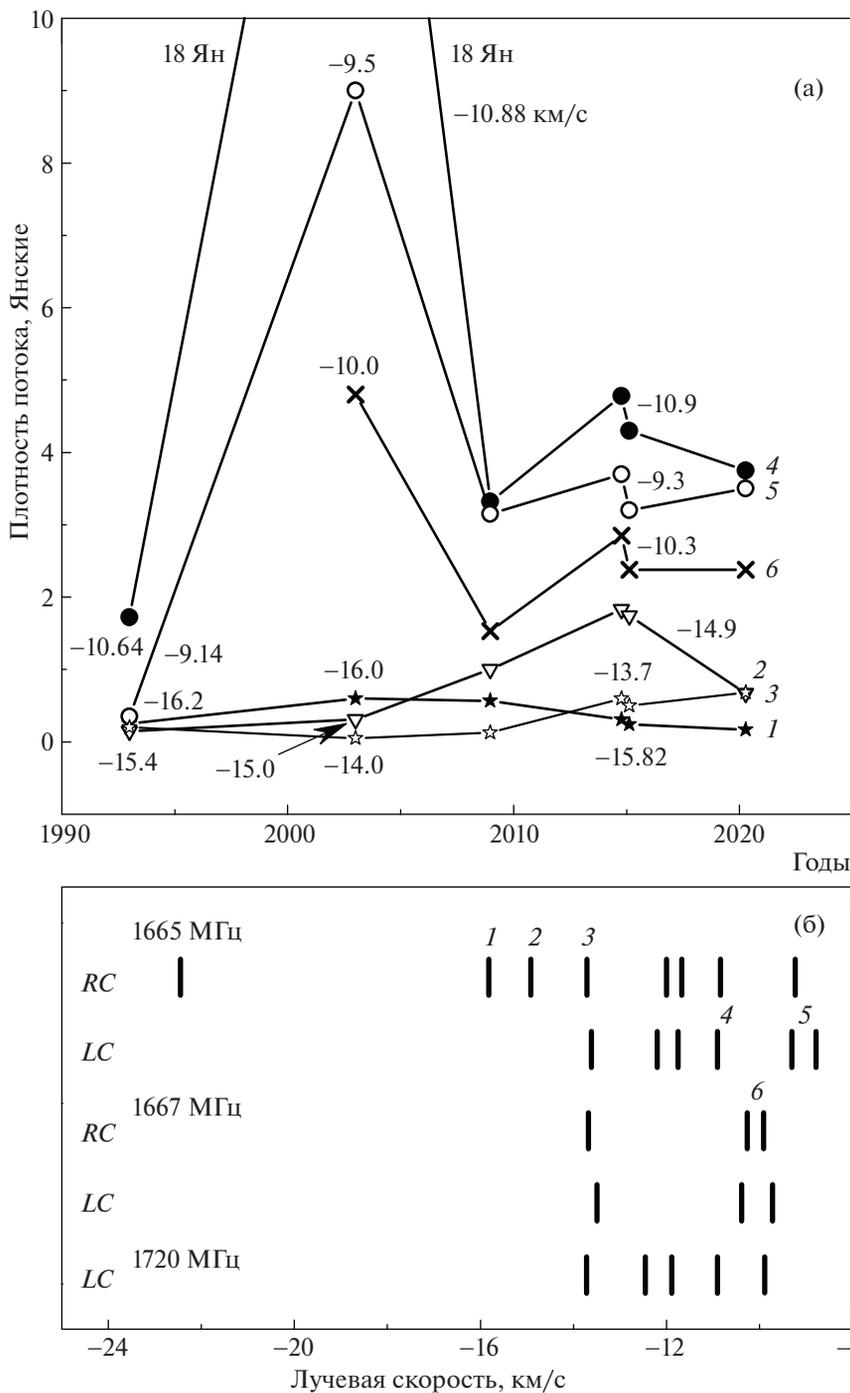


Рис. 11. Переменность излучения основных эмиссионных деталей мазерного излучения ОН. Указаны номера деталей (курсивом) согласно рис. 7 и их лучевые скорости в соответствующие эпохи. Точки на графике для 1992 и 2003 гг. взяты из работ [20] и [21] соответственно.

круговых поляризациях ($V_{LSR}(RC) - V_{LSR}(LC)$) с -0.14 км/с в 2008 г. до -0.06 км/с в 2020 г. Можно предположить, что имеется одна мазерная конденсация и под воздействием продольного магнитного поля линия излучения расщепляется на два компонента (зеemanовское расщепление), ко-

торые имеют чисто круговую поляризацию противоположных направлений – правую и левую. Величина расщепления в линии 1665 МГц в продольном поле напряженности B составляет:

$$\Delta\nu = \frac{5 g_J \mu_0}{2 h} B,$$

Таблица 1. Параметры основных деталей в спектрах ОН в источнике S231

Эпоха наблюдений, день, мес, год	Линия, МГц	V_{LSR} , км/с	Параметры Стокса, Ян			Степень поляризации, %	Позиционный угол, градусы
			I	Q	U		
18.12.2008	1665	-10.82	4.06	0.74	-0.36	20	-26
	1665	-9.32	3.60	0.17	0	5	0
	1667	-10.40	1.84	0.10	-0.04	6	-22
11.10.2014	1665	-10.88	4.95	0.56	-0.29	13	-27
	1665	-9.27	4.0	-0.15	0	5	0
	1667	-10.35	3.35	0	-0.37	11	-45
15.02.2015	1665	-10.88	4.6	0.66	-0.35	16	-28
	1665	-9.29	3.8	0	0	0	
	1667	-10.45	2.80	0	-0.20	7	-45
8.04.2020	1665	-10.90	4.3	0.58	-0.18	14	-17
	1665	-9.31	3.5	0	0	0	
	1667	-10.40	2.40	0.10	-0.13	16	-38

где g_J – фактор Ланде (0.935 для обеих линий), μ_0 – магетон Бора, h – постоянная Планка; численно $\mu_0/h = 1.39967$ кГц мГс⁻¹; расщепление σ -компонентов, выраженное в единицах лучевой скорости, составляет 0.590 км с⁻¹ мГс⁻¹ для линии 1665 МГц.

В нашем случае при изменении расщепления с -0.14 до -0.06 км/с продольная составляющая магнитного поля будет меняться (уменьшаться) от 0.24 до 0.10 мГс и поле будет направлено от наблюдателя.

Результаты анализа поляризационных наблюдений, связанных с линейной поляризацией, даны в табл. 1. Анализ выполнен для трех самых интенсивных деталей: двух в линии 1665 МГц и одной в линии 1667 МГц. Как видно из табл. 1, параметры Стокса Q и U были небольшими по сравнению с параметром I . Кроме того, на точность их измерения большое влияние оказывают собственные шумы аппаратуры. Поэтому для повышения точности параметров Стокса в каждую эмиссионную деталь, полученную в четырех направлениях (0°, 45°, 90° и 135°), вписывалась гауссиана.

Наблюдается хорошая повторяемость во времени степени поляризации и позиционного угла для детали -10.90 км/с. Деталь на -9.3 км/с имела небольшую степень линейной поляризации, а с 2015 г. излучение оказалось неполяризованным. Степень поляризации излучения в линии 1667 МГц на -10.40 км/с была небольшой и менялась в небольших пределах, а позиционный угол практически сохранялся с 2014 г.

Таким образом, большой интерес представляют VLA наблюдения для получения подробной карты распределения мазерных конденсаций в

S231, а также проведение поляризационных измерений с высокой чувствительностью для большого числа мазерных деталей. Это позволило бы оценить, каким является магнитное поле в S231: локальным или глобальным.

Теперь сравним изменения активности мазеров водяного пара и гидроксила. Согласно рис. 9 и 11 самые глубокие минимумы активности для обоих мазеров совпадают и приходятся на 1992 г. В 2002 г. оба мазера имели более высокий уровень излучения. Также относительно невысокие уровни излучения наблюдались для обоих мазеров в 2014–2015 гг. и в 2020 г.

Таким образом, имеется корреляция в активности источников мазерного излучения H₂O и ОН. Это указывает на общий источник, стимулирующий мазерное излучение, и на то, что в какой-то степени они пространственно совпадают.

5. ВЫВОДЫ

Перечислим основные результаты, полученные в настоящей работе из наблюдений области активного звездообразования S231 в линиях молекул H₂O и ОН на длинах волн 1.35 и 18 см соответственно.

1. Приведен каталог спектров мазерного излучения H₂O за период с марта 2003 г. по март 2020 г.
2. Переменность интегрального потока, численного на основе данных мониторинга Фелли и др. [19] в 1987–2007 гг. и нашего мониторинга (2003–2020 гг.), имеет циклический характер. Продолжительность циклов составляет от 4.3 до 7.7 года. Каждый цикл активности сопровождается вспышками мазерного излучения как одиночных, так и нескольких деталей. Среднее время ро-

ста и спада излучения вспышки составило 0.30 ± 0.02 и 0.35 ± 0.02 г. соответственно. Вспышечный циклический характер переменности мазерного излучения H_2O может быть следствием нестационарного процесса формирования протозвезды на ранней стадии ее эволюции.

3. Обнаружен дрейф лучевой скорости большинства эмиссионных деталей H_2O , который может быть связан с реальным изменением скорости вещества в мазерных конденсациях при воздействии на него ударных волн, возникающих при повышении активности протозвезды.

4. Наблюдаемые скачки и колебания лучевой скорости указывают на существование вытянутых неоднородных структур с градиентом лучевой скорости, а также неоднородных структур со случайным распределением в них лучевых скоростей.

5. Мазерное излучение ОН наблюдалось нами в главных линиях 1665 и 1667 МГц. Обнаружены большое число эмиссионных деталей и их переменность. В линии 1720 МГц было обнаружено слабое излучение в левой круговой поляризации. В спектре выделено пять деталей с потоками от 80 до 120 мЯн.

6. Найдена одна зеемановская пара на -9.2 км/с с небольшим расщеплением, при этом в период 2008–2020 гг. величина продольного магнитного поля монотонно уменьшалась от 0.24 до 0.10 мГс. Поле направлено от наблюдателя.

7. Для трех самых интенсивных деталей вычислены степени линейной поляризации и позиционные углы. Имеется хорошая повторяемость этих параметров от эпохи к эпохе.

8. Обнаружена корреляция между активностью мазеров H_2O и ОН.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Медонской (Франция) и Пушинской (Россия) радиоастрономических обсерваторий за большую помощь в проведении наблюдений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *S. Sharpless*, *Astrophys. J. Suppl.* **4**, 257 (1959).
2. *R. L. Snell, R. L. Dickman, and Y.-L. Huang*, *Astrophys. J.* **352**, 139 (1990).
3. *H. Beuther, P. Schilke, F. Gueth, M. McCaughrean, M. Andersen, T. K. Sridharan, and K. M. Menten*, *Astron. and Astrophys.* **387**, 931 (2002).
4. *F. R. Israel and M. Felli*, *Astron. and Astrophys.* **63**, 325 (1978).
5. *H. Beuther, P. Schilke, K. M. Menten, F. Motte, T. K. Sridharan, and F. Wyrowski*, **566**, 945 (2002).
6. *A. Porras, I. Cruz-González, and L. Salas*, *Astron. and Astrophys.* **361**, 660 (2000).
7. *D. A. Ladeyschikov, M. S. Kirsanova, A. P. Tsvilev, and A. M. Sobolev*, *Astrophys. Bull.* **71**, 208 (2016).
8. *M. S. N. Kumar, R. Bachiller, and C. J. Davis*, **576**, 313 (2002).
9. *T. Khanzadyan, M. D. Smith, C. J. Davis, and T. Stanke*, *Astron. and Astrophys.* **418**, 163 (2004).
10. *S. Leurini, H. Beuther, P. Schilke, F. Wyrowski, Q. Zhang, and K. M. Menten*, *Astron. and Astrophys.* **475**, 925 (2007).
11. *H. Beuther, S. Leurini, P. Schilke, F. Wyrowski, K. M. Menten, and Q. Zhang*, *Astron. and Astrophys.* **466**, 1065 (2007).
12. *V. Minier, R. S. Booth, and J.E. Conway*, *Astron. and Astrophys.* **362**, 1093 (2000).
13. *R. Cesaroni, F. Palagi, M. Felli, M. Catarzi, G. Comoretto, S. Di Franco, C. Giovanardi, and F. Palla*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **76**, 445 (1988).
14. *E. Scalise Jr., L. F. Rodríguez, and E. Mendoza-Torres*, *Astron. and Astrophys.* **221**, 105 (1989).
15. *G. Comoretto, F. Palagi, R. Cesaroni, M. Felli, et al.*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **84**, 179 (1990).
16. *G. Tofani, M. Felli, G. B. Taylor, and T. R. Hunter*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **112**, 299 (1995).
17. *V. Migenes, S. Horiuchi, V. I. Slysh, I. E. Val'ts, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **123**, 487 (1999).
18. *M. A. Trinidad, V. Rojas, J. C. Plascencia, A. Ricalde, S. Curiel, and L. F. Rodríguez*, *Revista Mexicana Astron. Astrof.* **39**, 331 (2003).
19. *M. Felli, J. Brand, R. Cesaroni, C. Codella, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **476**, 373 (2007).
20. *A. L. Argon, M. J. Reid, and K. M. Menten*, *Astrophys. J. Suppl.* **129**, 227 (2000).
21. *K. A. Edris, G. A. Fuller, and R. J. Cohen*, *Astron. and Astrophys.* **465**, 865 (2007).
22. *G. Surcis, W. H. T. Vlemmings, S. Curiel, B. Hutawarakorn Kramer, J. M. Torrelles, and A. P. Sarma*, *Astron. and Astrophys.* **527**, id. A48 (2011).

УДК 523.92+51.71

СОЛНЕЧНЫЙ КВАДРУПОЛЬ В ТЕНЗОРНОМ ОПИСАНИИ

© 2020 г. А. С. Шибалова^{1, 2, *}, В. Н. Обридко¹, Д. Д. Соколов^{1, 2}, В. В. Пипин³

¹ Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Москва, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³ Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

*E-mail: as.shibalova@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 05.03.2020 г.

После доработки 29.06.2020 г.

Принята к публикации 30.06.2020 г.

В работе исследуются циклические вариации квадрупольного компонента магнитного поля Солнца в рамках тензорного описания. Результаты согласуются с классическим описанием квадрупольного поля с помощью сферических функций, а математический аппарат тензорной алгебры позволяет сравнивать наблюдаемые изменения магнитного квадрупольного поля и изменения, предсказываемые теориями магнитного динамо. Мы пришли к выводу, что свойства квадрупольного поля могут быть достаточно хорошо описаны моделями солнечного динамо, предполагающими отклонения от дипольной симметрии без независимого возбуждения мод квадрупольной симметрии.

DOI: 10.31857/S0004629920110080

1. ВВЕДЕНИЕ

Особый интерес для теории динамо представляет поведение двух первых гармоник магнитного поля Солнца — нечетной и четной гармоник, т.е. диполя и квадруполь. Дело в том, что в конвективной оболочке, строго симметричной относительно солнечного экватора, могут возбуждаться магнитные поля двух типов — нечетные и четные относительно солнечного экватора. При этом дифференциальное вращение и зеркальная асимметрия движений, а также меридиональная циркуляция не перемещивают эти поля.

В частности, в простейших моделях солнечного динамо квадрупольный момент, как и более высокие моменты четного порядка в точности равны нулю. Сравнительно небольшим изменением гидродинамики сферической оболочки можно получить модели, в которых генерируются магнитные поля квадрупольной, а не дипольной симметрии (см. [1] и приведенные там ссылки). Естественно думать, что могут встречаться звезды, в которых работает динамо именно этого типа, но соответствующие уверенные наблюдательные данные пока отсутствуют. В принципе механизм динамо может производить и магнитные поля смешанной четности (*mixed parity solutions*) (напр., [2]), возможно, именно так работало солнечное динамо в конце минимума Маундера (см. [3, 4] и приведенные там ссылки).

Магнитное поле Солнца, несомненно, имеет моды не только дипольной, но и квадрупольной

симметрии. В принципе, можно было бы рассматривать представление о том, что солнечное динамо постоянно дает решения со смешанной четностью, только вклад квадрупольных мод был аномально высок в конце минимума Маундера. Однако возможна и другая, гораздо менее обременительная для теории, точка зрения, согласно которой моды квадрупольного типа создаются просто потому, что Солнце не идеально симметрично относительно солнечного экватора.

Существует два метода описания квадрупольного компонента магнитного поля. Один из них опирается на представление в виде суммы сферических функций, коэффициенты в которой находятся путем решения уравнения Лапласа. Второе описание использует тензорное представление. Оба описания имеют свои преимущества и недостатки. Описание на языке сферических функций, коэффициентов Гаусса и следующего далее выделения полюсов квадрупольного поля более просто и привычно при анализе солнечных наблюдений. Однако описание на языке тензора квадрупольного момента необходимо, например, при исследовании свойств солнечного ветра. Такое описание в особенности полезно при сопоставлении со свойствами вектора дипольного момента. Отметим, что и вектор, и тем более тензор могут и, как показывают наблюдения, действительно бывают в определенные моменты времени не ориентированы вдоль оси вращения Солнца. В контексте задач солнечного ветра это значит, что при таких ориентациях естественно ожидать сложной кон-

фигурации токовых слоев в солнечной магнитосфере (см., напр., [5]).

В данной работе мы изучим циклические вариации тензора квадрупольного поля на Солнце и сопоставим их с характеристиками поведения основных характерных точек (полюсов) квадрупольного поля. Описание квадрупольных компонентов на языке полюсов дано в недавней работе [6].

2. КВАДРУПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ

Разложение потенциала магнитного поля по сферическим функциям (радиальная часть – по модели PFSS (Potential Field with Source Surface [7])) выглядит следующим образом [7]:

$$\Psi = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^l R_l(r) P_l^m(\cos \theta) \times (g_{lm} \cos m\varphi + h_{lm} \sin m\varphi), \quad (1)$$

где P_l^m – присоединенные функции Лежандра. Коэффициент R_l зависит от расстояния от начала координат r , радиуса фотосферы R_0 , радиуса поверхности источников R_s и номера l . В модели PFSS

$$R_l = R_0 \frac{\left(\frac{R_0}{r}\right)^{l+1} \left[1 - \left(\frac{r}{R_s}\right)^{2l+1}\right]}{l+1 + l \left(\frac{R_0}{R_s}\right)^{2l+1}}. \quad (2)$$

Коэффициенты Гаусса g_{lm} , h_{lm} определяются из данных наблюдений магнитного поля \mathbf{B} на поверхности Солнца из соотношений

$$\begin{aligned} B_r &= \sum_{l,m} P_l^m (g_{lm} \cos m\varphi + h_{lm} \sin m\varphi) \times \\ &\quad \times ((l+1)(R_0/r)^{l+2} - l(r/R_s)^{l-2} c_l), \\ B_\theta &= -\sum_{l,m} \frac{\partial P_l^m}{\partial \theta} (g_{lm} \cos m\varphi + h_{lm} \sin m\varphi) \times \\ &\quad \times ((R_0/r)^{l+2} + (r/R_s)^{l-1} c_l), \\ B_\varphi &= -\sum_{l,m} \frac{m}{\sin \theta} P_l^m (h_{lm} \cos m\varphi - g_{lm} \sin m\varphi) \times \\ &\quad \times ((R_0/r)^{l+2} + (r/R_s)^{l-1} c_l). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $c_l = -\left(\frac{R_0}{R_s}\right)^{l+2}$, а присоединенные функции

Лежандра P_l^m зависят от косинуса широты θ . Эта стандартная модель позволяет с приемлемой точностью восстановить магнитное поле вне Солнца по наблюдательным данным о магнитном поле на поверхности фотосферы (радиус фотосферы R_0).

В области между R_0 и т.н. поверхностью источника с радиусом R_s магнитное поле потенциально, над поверхностью R_s линии поля радиальны и незамкнуты. Коэффициенты Гаусса, полученные в рамках этого приближения, табулированы¹ в работе [7].

Нас интересуют квадрупольные компоненты магнитного поля, которым соответствуют члены с $l = 2$. Выпишем в явном виде часть суммы, соответствующую этим слагаемым:

$$\begin{aligned} \Psi_q &= \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2}\right) g_{02} + \\ &+ \sqrt{3} \sin \theta \cos \theta (g_{21} \cos \varphi + h_{21} \sin \varphi) + \\ &+ \frac{3}{\sqrt{12}} \sin^2 \theta (g_{22} \cos(2\varphi) + h_{22} \sin(2\varphi)). \end{aligned} \quad (4)$$

Квадрупольный компонент этого разложения можно также записать с помощью тензора квадрупольного момента D_{ij} :

$$\Psi_q = \frac{D_{ij} r_i r_j}{f(R_0)}. \quad (5)$$

Множитель $\frac{1}{f(r)}$ зависит от l , радиуса фотосферы R_0 , радиуса поверхности источников (обычно принимается $R_s = 2.5R_0$ [7–9]). Тогда

$$f(r) = \left(\frac{R_0}{r}\right)^{l+2} \left[1 - \left(\frac{r}{R_s}\right)^{2l+1}\right] \left/ \left[l+1 + l \left(\frac{R_0}{R_s}\right)^{2l+1} \right] \right. . \quad (6)$$

Приравнивая коэффициенты при одинаковых функциях (θ, φ) , получаем связь коэффициентов Гаусса с компонентами тензора:

$$\begin{aligned} D_{11} &= \frac{3}{\sqrt{12}} g_{22} - \frac{1}{2} g_{20}; & D_{12} &= \frac{3}{\sqrt{12}} h_{22}; \\ D_{13} &= \frac{\sqrt{3}}{2} g_{21}; & D_{22} &= -\frac{3}{\sqrt{12}} g_{22} - \frac{1}{2} g_{20}; \\ D_{23} &= \frac{\sqrt{3}}{2} h_{21}; & D_{33} &= g_{20}. \end{aligned} \quad (7)$$

Поскольку $D_{11} + D_{22} + D_{33} = 0$, то из этих компонентов тензора лишь 5 являются независимыми.

Поворотом системы координат этот тензор можно привести к диагональному виду, так что значения диагональных компонентов диагонализированного тензора можно рассматривать как полуоси эллипсоида, положение которого в пространстве определяется углами, образуемыми осями эллипсоида с осями исходной системы ко-

¹ <http://wso.stanford.edu/Harmonic.loss/ghlist.html>

ординат. По этим осям направлены собственные векторы тензора квадрупольного момента, а длины осей являются его собственными значениями λ_i , которые можно найти из векового уравнения

$$\det \begin{vmatrix} D_{11} - \lambda & D_{12} & D_{13} \\ D_{21} & D_{22} - \lambda & D_{23} \\ D_{31} & D_{32} & D_{33} - \lambda \end{vmatrix} = 0, \quad (8)$$

а собственные векторы — из системы уравнений

$$\begin{aligned} (D_{11} - \lambda_i)x_1^i + D_{12}x_2^i + D_{13}x_3^i &= 0, \\ D_{21}x_1^i + (D_{22} - \lambda_i)x_2^i + D_{23}x_3^i &= 0, \\ D_{31}x_1^i + D_{32}x_2^i + (D_{33} - \lambda_i)x_3^i &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где $(x_1^i; x_2^i; x_3^i)$ — собственный вектор, соответствующий собственному значению λ_i .

Найденные значения можно наглядно представить в виде трех векторов, отложенных от начала координат (координаты собственных векторов при этом задают направление, а модуль собственного значения — длину вектора). Далее будем называть такие векторы полуосями тензора. Интерес для исследования представляют изменение во времени длин осей и их положения в пространстве.

Как видно, эта процедура сводится к пересчету по несложным, хотя и громоздким формулам. Однако ее применение в приложении к интересующим нас вопросам оказывается нетривиальным. Дело в том, что нас интересует временная эволюция квадрупольного момента, а для ее изучения необходимо зафиксировать порядок осей тензора. Изменение порядка соответствующих собственных векторов отражает фиктивный поворот квадрупольного момента, не связанный с реальным изменением магнитного поля. При решении векового уравнения (8) возникает неопределенность в определении порядка его корней, поскольку три корня кубического уравнения можно в принципе расположить в любой последовательности. Наша задача состоит в выборе физически осмысленной нумерации.

В качестве первого приближения решения собственные значения располагались по убыванию. Для дальнейшего построения порядка осей мы пользуемся тензорными свойствами квадрупольного момента. При наличии оси симметрии одна из главных осей тензора совпадает по направлению с этой осью. При этом она оказывается также “выделенной” своей длиной по отношению к двум оставшимся (этот случай действительно часто встречается в изучаемой базе данных), при этом два собственных значения велики по модулю и достаточно близки друг к другу, а третье существенно меньше. Трудность состоит

к том, что два близких по модулю собственных значения при эволюции во времени даже за счет случайных погрешностей измерения могут меняться местами, что при формальной интерпретации результатов приводит к нефизическому выводу о частых и существенных перестройках тензора квадрупольного момента. Для того, чтобы устранить этот артефакт, достаточно потребовать сохранения ориентации базиса собственных векторов. В принципе, это можно сделать программным образом, но при имеющемся объеме данных оказывается, что это проще сделать вручную.

Дополнительная проблема появляется из-за того, что собственное значение может менять знак. Напомним, что абсолютное собственное значение мы интерпретируем как длину оси, тогда появление знака “—” может означать изменение направления оси на противоположное, поэтому процедура поиска находит то один, то другой конец одной и той же оси, а в формально найденных значениях координат собственных векторов остаются нефизические скачки. Скачок на 90° возникает в случае, когда изменяется направление одной или всех трех осей, скачок на 180° — если изменяется направление двух осей. Эти скачки тоже оказывается проще устранить вручную.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Мы вычислили тензор квадрупольного момента начиная с 1976 г., с этого времени уже имеются необходимые нам коэффициенты Гаусса (рис. 1).

На рис. 1 показаны зависимости осей эллипсоида от времени (модель PFSS). Оказывается, что два собственных значения с наибольшим по абсолютной величине собственным значением имеют противоположные знаки. В силу принятой системы нумерации они получают обозначения λ_1 и λ_3 . Длины двух больших осей эллипсоида (см. рис. 2) близки по величине и хорошо скоординированы (коэффициент корреляции 0.92). Третья ось эллипсоида гораздо меньше по величине и практически не скоррелирована с двумя другими (см. рис. 3), коэффициент корреляции здесь 0.45.

Длины больших осей тензора квадрупольного момента тесно связаны с уровнем солнечной активности, определяемым по числу солнечных пятен (рис. 4), которое, в свою очередь, отражает поведение компонента магнитного поля, имеющего дипольную симметрию (источник данных по солнечным пятнам: WDC-SILSO, Royal Observatory of Belgium, Brussels). На рис. 5 показано положение точки пересечения первой оси тензора с единичной сферой для небольшого промежутка времени (1976–1978 гг.). Видно, что на малых временах ось совершает случайные блуждания в не-

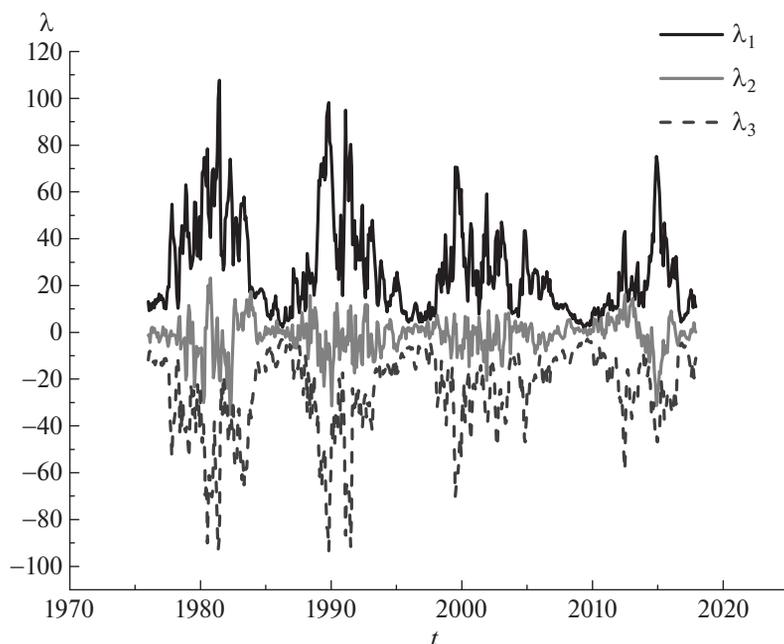


Рис. 1. Временное поведение собственных значений тензора квадрупольного момента. Собственные значения упорядочены по величине и далее по соображениям непрерывности во времени.

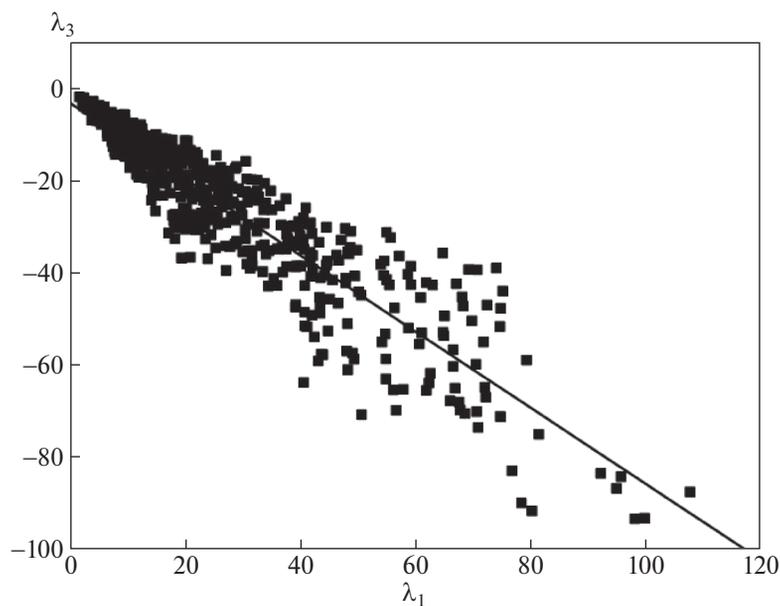


Рис. 2. Соотношение двух больших по модулю собственных значений λ_1 и λ_3 . Прямая показывает корреляционную зависимость.

большой области единичной сферы. Поскольку Солнце вращается дифференциально, для описания долговременного поведения осей тензора необходимо фиксировать систему отсчета, в ко-

торой измеряется долгота. Естественно, мы пользуемся кэррингтоновской системой отсчета. Долговременное поведение большей оси тензора показано на рис. 6 (изменение гелиографи-

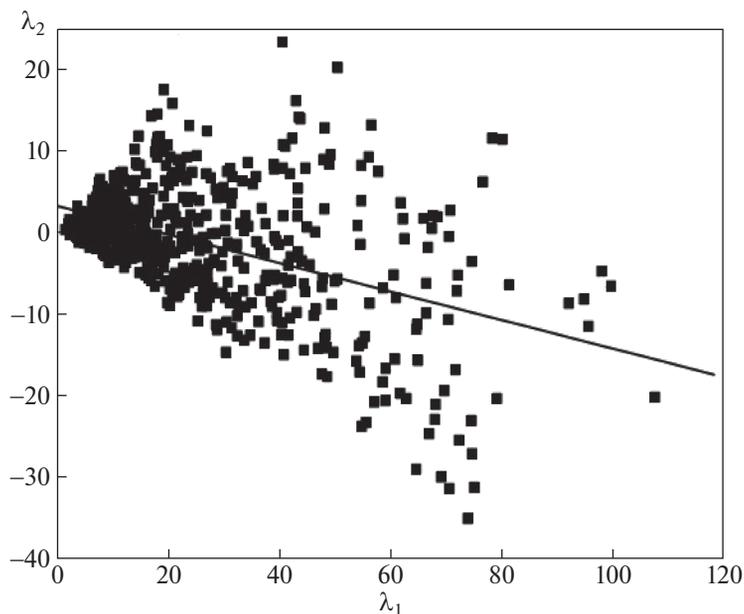


Рис. 3. Соотношение собственных значений λ_1 и λ_2 (соответствующих большой и малой осям тензора). Прямая показывает корреляционную зависимость.

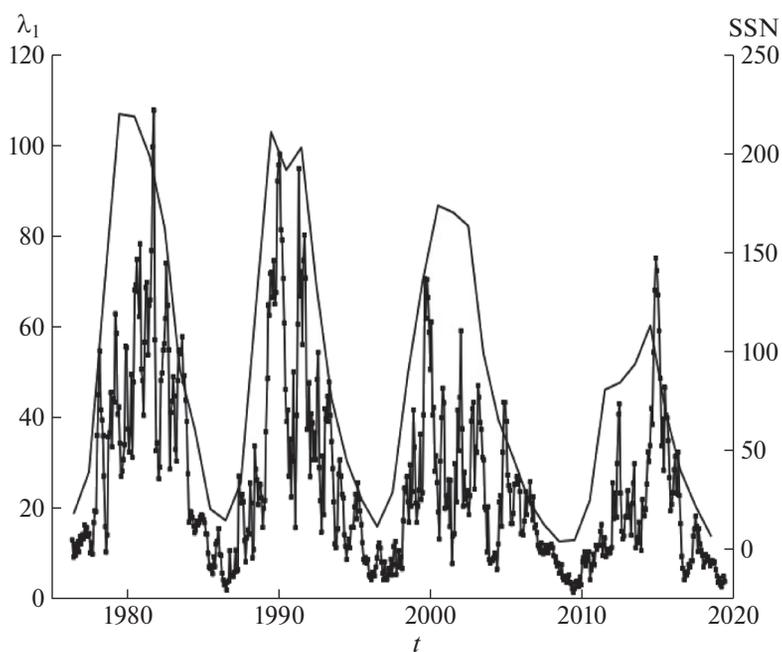


Рис. 4. Соотношение длины большой оси квадрупольного момента (λ_1 , изрезанная кривая) и числа солнечных пятен (SSN , более плавная кривая).

ческой долготы в течение четырех солнечных циклов).

Сравнение приведенного выше описания поведения осей тензора и полюсов квадрупольного

казывает, что оба описания дают в целом одну и ту же картину эволюции квадрупольного магнитного поля (см. более подробно [6]), однако они отличаются в деталях. Для того, чтобы показать



Рис. 5. Траектории точки пересечения оси λ_1 с поверхностью единичной сферы, 1976–1978 гг.

это различие, на рис. 7 показано уклонение по долготе $\Delta\theta$ соответствующих осей тензора квадрупольного момента и полюса квадрупольного момента. Видно,

но, что большие отклонения встречаются, но в целом значения отклонения близки к нулю. Возникновение больших отклонений полюса от положения главной оси связано с тем, что квадруполь все же не полностью можно описать как простой четырехполюсник.

Мы вычислили также, насколько отличаются широты полюса и соответствующей оси тензора, и сравнили эти отклонения ($\Delta\phi$) с соответствующими отклонениями долготы. На рис. 8 показано отклонение одноименных осей тензора и квадрупольного момента как по широте, так и по долготе. Видно, что долготы полюса и оси в среднем гораздо ближе друг к другу, чем соответствующие широты. По-видимому, это связано с тем, что скорость вращения квадрупольного момента не совсем совпадает с кэррингтоновской скоростью вращения, это различие не постоянно во времени, причем скорости вращения оси тензора и полюса тоже могут не совпадать в данный момент.

Видно, что несмотря на хорошее совпадение долгот, широты осей квадрупольного момента и тензора никак не связаны друг с другом. Ось, соединяющая положительные полюса квадрупольного момента, отстоит по дол-

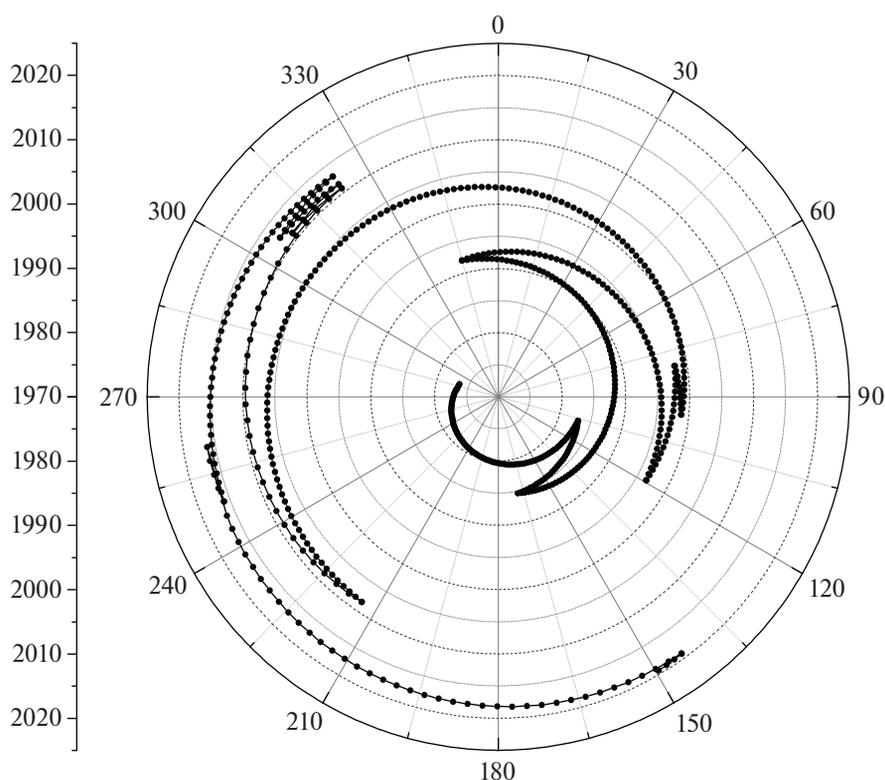


Рис. 6. Диаграмма изменения долготы одной из осей тензора. Полярный угол соответствует долготе, по радиусу отложено время (шкала вынесена слева от диаграммы).

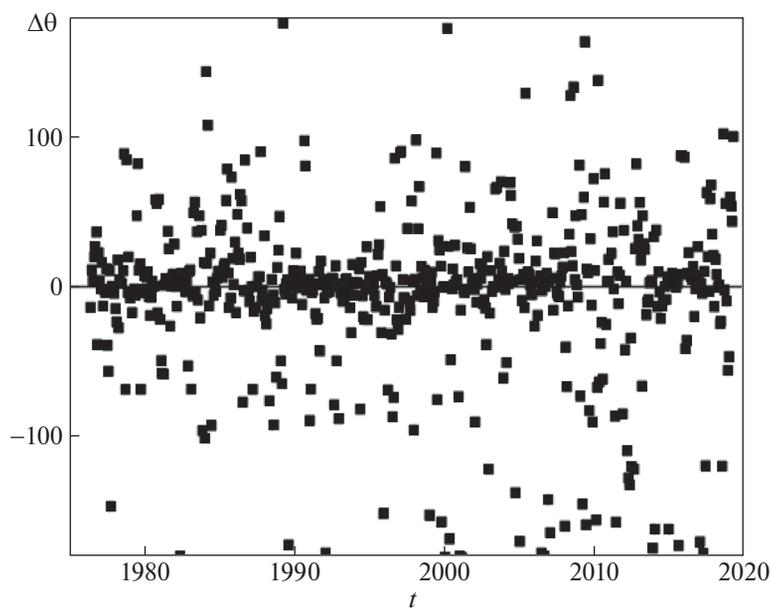


Рис. 7. Отклонение гелиографических долгот большей оси тензора квадрупольного момента и соответствующего полюса квадруполя как функция времени.

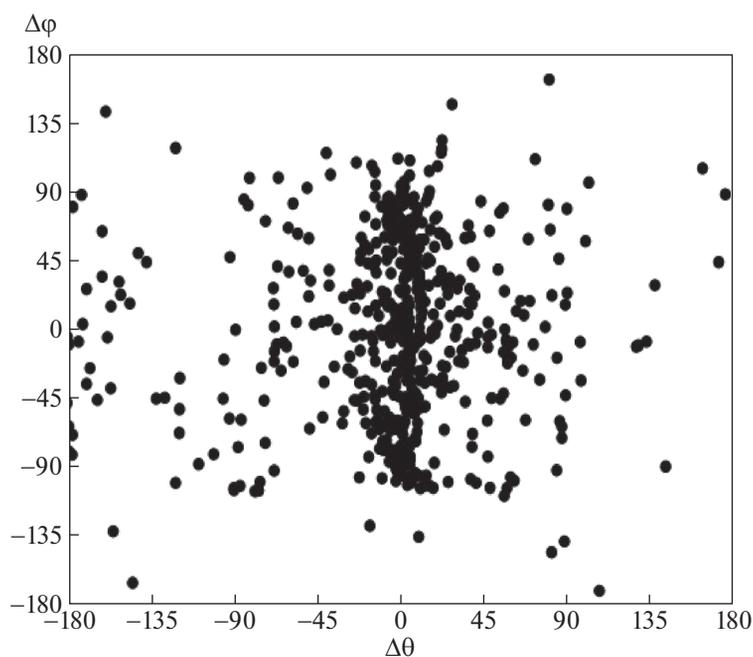


Рис. 8. Отклонение широты и долготы оси тензора и соответствующего полюса квадруполя.

годе от оси, соединяющей отрицательные полюса, на $\pi/2$, но по широте эти оси наклонены друг другу на сильно флуктуирующий угол.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Отметим еще раз, что описания квадрупольного момента на языке полюсов четырехполюсника

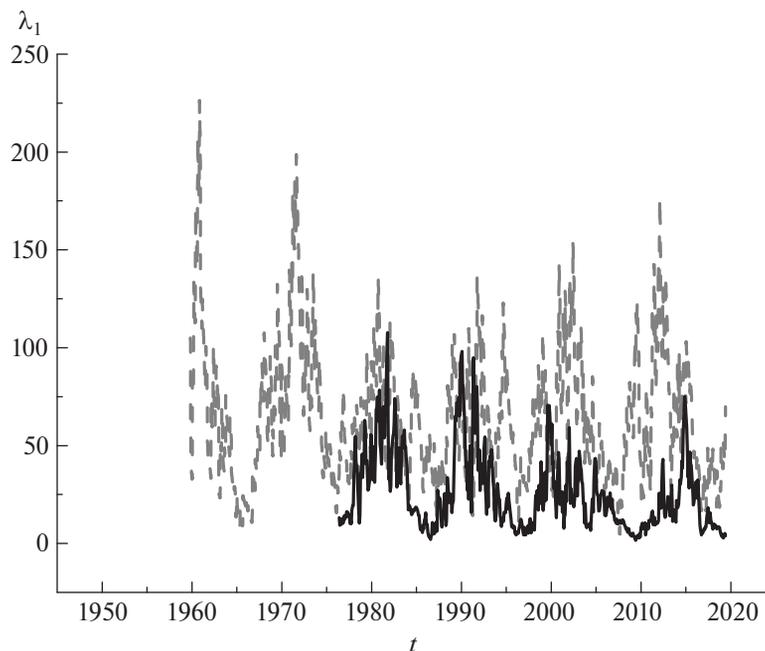


Рис. 9. Сопоставление вариаций длины первой оси тензора квадрупольного момента по данным наблюдения (сплошная линия) и модели динамо (пунктир).

и на языке тензора квадрупольного момента близки друг к другу, но не тождественны. Эти различия связаны, конечно, как с неполнотой представления о четырехполоснике, так и с неизбежными наблюдательными погрешностями. Конечно, в задачах, не требующих отказа от наглядного языка полюсов четырехполосника, нет необходимости переходить на менее наглядный тензорный язык, но при желании и необходимости это можно сделать.

Представляется интересным выяснить, насколько вытекающая из наблюдательных данных картина эволюции квадрупольного магнитного поля согласуется с теоретическими представлениями о солнечном динамо. Мы уже отмечали в [6], что наблюдательные данные не вынуждают нас рассматривать модели динамо с генерацией квадрупольного магнитного поля, независимой от генерации дипольного магнитного поля. С другой стороны, кажется, феноменология квадрупольного поля вполне вписывается в представления о более-менее случайных отклонениях от дипольной симметрии. Поэтому кажется не очень существенным, с какой именно моделью динамо в сферической конвективной оболочке звезды солнечного типа мы проводим сравнение, лишь бы эта модель допускала отклонения от симметрии дипольного типа и не предписывала бы независимое возбуждение квадрупольных мод. В качестве такой модели мы, более-менее произвольно, избираем модель из работы [10] (модель солнечного асимметричного динамо с супердиффузией, см.

также [11]). Конечно, в этом сравнении не придется ожидать буквального совпадения флуктуаций в наблюдениях и в теории, а речь может идти лишь о сопоставлении тенденций. Соответствующее сопоставление проведено на рис. 9. В обоих случаях ярко выражен 11-летний цикл с накладывающимися на него случайными (и, возможно, квазипериодическими) колебаниями. В целом наблюдательная и теоретическая кривые похожи друг на друга настолько, насколько это допускает естественная вариабельность солнечного цикла.

Напомним, что в выбранной модели динамо квадрупольный компонент магнитного поля возбуждается в результате диффузионного распада биполярных активных областей. Кроме того, необходимо учесть, что модель описывает динамо процесс в мелком сферическом слое и процесс образования биполярных активных областей локализован в той же области. При наложении динамо волн тороидального магнитного поля это может приводить к тому, что в минимумах активности параметры модели, описывающие пятнообразование, могут сильно флуктуировать и это дает вариации фазы минимумов. Это хорошо видно на рис. 9 при сравнении теоретической и наблюдательной кривой. Также следует заметить, что данная модель описывает квазистационарный магнитный цикл без существенных долговременных вариаций. Промежуток для сравнения с наблюдениями выбран достаточно случайно. Более длинный ряд наблюдений даст возможность сопоставить долговременные вариации па-

раметров квадруполь с моделями динамо, в которых тоже необходимо предусмотреть такую возможность.

Работа поддержана проектом РФФИ 18-02-00085.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. Moss, S. H. Saar, and D. Sokoloff*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **388**, 416 (2010).
2. *A. Brandenburg, F. Krause, R. Meinel, D. Moss, and I. Tuominen*, Astron. and Astrophys. **213**, 411 (1989).
3. *D. Sokoloff and E. Nesme-Ribes*, Astron. and Astrophys. **288**, 293 (1994).
4. *I. G. Usoskin, R. Arlt, E. Asvestari, E. Hawkins, et al.*, Astron. and Astrophys. **581**, id. A95, 19 (2015).
5. *R. A. Kislov, O. V. Khabarova, and H. V. Malova*, Astrophys. J. **875**, id. 281 (2019).
6. *V. N. Obridko, D. D. Sokoloff, B. D. Shelting, A. S. Shibalova, and I. M. Livshits*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **492**, 5582 (2020).
7. *J. T. Hoeksema*, *The Solar Magnetic Field Since 1976*, <http://wso.stanford.edu>.
8. *J. T. Hoeksema*, Adv. Space Res. **11**, 15 (1991).
9. *X. Zhao and J. T. Hoeksema*, Solar Phys. **151**, 91 (1994).
10. *V. V. Pipin and A. G. Kosovichev*, Astrophys. J. **867**, id. 145 (2018).
11. *P. Frick, D. Sokoloff, R. Stepanov, V. Pipin, and I. Usoskin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **491**, 5572 (2020).

УДК 523.4

КИНЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЕРЕЗАРЯДКИ ПРОТОНОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ПРОТЯЖЕННОЙ ВОДОРОДНОЙ КОРОНЕ МАРСА

© 2020 г. В. И. Шематович^{1, *}, Д. В. Бисикало¹

¹ Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: shematov@inasan.ru

Поступила в редакцию 05.06.2020 г.

После доработки 30.06.2020 г.

Принята к публикации 30.06.2020 г.

Представлены результаты модельных расчетов эффективности перезарядки протонов солнечного ветра с атомами водорода в протяженной короне Марса. Показано, что энергетический спектр проникающих в атмосферу Марса атомов водорода идентичен спектру невозмущенных протонов солнечного ветра. Эффективность перезарядки изменяется в интервале 2–4% в зависимости от положения границы индуцированной магнитосферы Марса. Данные оценки совместно с разработанной ранее кинетической моделью высыпания протонов и атомов водорода в планетную атмосферу позволят проследить все этапы проникновения протонов невозмущенного солнечного ветра в плотные слои атмосферы и оценить наблюдаемые характеристики протонных сияний на Марсе.

DOI: 10.31857/S0004629920110079

1. ВВЕДЕНИЕ

Почти четверть века назад было сделано предположение, что высыпания протонов могут вызывать на Марсе авроральные явления (см., например, [1, 2]), и только недавно в наблюдениях с помощью прибора “Спектроскопия для исследования характеристик атмосферы Марса” (SPICAM) на борту космического аппарата Mars Express (MEX) [3] и ультрафиолетового спектрографа для визуализации (IUVS) на борту космического аппарата «Марсианская атмосфера и эволюция летучих компонентов» (MAVEN) на Марсе [4] были открыты так называемые протонные сияния.

Протонные сияния – одно из немногих наблюдаемых явлений на Марсе, которые возникают в результате прямого взаимодействия протонов солнечного ветра с протяженной водородной короной. Таким образом, изучая марсианские протонные сияния, мы можем лучше понять связь между потоками энергии от Солнца, протяженной водородной короной и околопланетной плазменной средой Марса. Кроме того, появление и интенсивность протонного полярного сияния могут служить косвенным индикатором вариаций в каждом из названных выше факторов, а также отслеживать изменения в динамике подстилающих слоев атмосферы (например, нейтральная атмосфера CO₂ и активность пыли). Изучение марсианского протонного полярного

сияния может также обеспечить дополнительный контекст для понимания атмосферных потерь и эволюции атмосферы, поскольку процессы, ответственные за формирование полярных сияний на Марсе (например, взаимодействие солнечного ветра и протяженной водородной короны), также ответственны за потери атмосферы [5].

В отличие от электронных полярных сияний, протонные сияния наблюдаются исключительно на дневной стороне Марса и характеризуются повышенной яркостью излучения водорода в линии Ly α (121.6 нм) в диапазоне высот 120–150 км при наблюдениях в лимбе [4, 6]. В пике свечения наблюдается повышение яркости на 50% (по сравнению с оптически толстым фоном свечений в течение дня) с максимальной продолжительностью до несколько часов. Используя данные измерений анализатора ионов солнечного ветра SWIA (Halekas et al. [7]) на борту КА MAVEN [8], авторы работы [9] привели результаты измерений энергетического спектра протонов глубоко в атмосфере Марса, которые показали присутствие фракции протонов с той же энергией и скоростью, что и в воздействующем невозмущенном солнечном ветре. Механизмом, ответственным за проникновение протонов ниже границы индуцированной магнитосферы (ГИМ), является двойная перезарядка протонов и тепловых атомов водородной короны. Невозмущенные протоны солнечного ветра в области за головной ударной

волной и до границы индуцированной магнитосферы (ГИМ) взаимодействуют с более плотным веществом водородной короны, что в результате перезарядки приводит к образованию энергетических нейтральных атомов водорода (ЭНА-Н). Образовавшиеся ЭНА-Н могут беспрепятственно пересекать ГИМ и по мере проникновения в глубь атмосферы испытывать повторную перезарядку, формируя протоны, вызывающие наблюдаемые сияния. Таким образом, для корректной интерпретации протонных сияний на Марсе необходимо рассмотреть кинетику входа протонов солнечного ветра в область водородной короны выше ГИМ, где образуется нисходящий поток ЭНА-Н, что и является предметом нашего исследования.

Процесс образования протонных полярных сияний на Марсе заметно отличается от сценария для Земли [10]. Экзосфера (или корона) Марса в основном населена атомным и молекулярным водородом и простирается на несколько марсианских радиусов [11, 12]. Отсутствие у Марса глобального внутреннего магнитного поля позволяет солнечному ветру взаимодействовать с водородной короной на обращенной к Солнцу стороне Марса, начиная с области головной ударной волны, и обтекать вокруг планеты вдоль границы индуцированной магнитосферы (см., например, [13]). Как отмечалось выше, источником протонных сияний на Марсе является поток энергетических нейтральных атомов водорода, пересекающих ГИМ. Эти ЭНА-Н после проникновения за ГИМ подвергаются дополнительным обменам зарядами и столкновениям с нейтральными частицами в нижних слоях атмосферы. При этом энергетический атом водорода может возбуждаться и испускать фотоны в линии $\text{Ly}\alpha$, создавая протонное сияние. Заметим, что в отличие от типичного полярного сияния, где светятся компоненты собственно атмосферного газа, в данном случае светится именно проникающая частица. Из теоретических оценок [1, 2, 14, 15] следует, что величина потока атомов водорода составляет порядка 1–3% от исходного потока протонов солнечного ветра. Согласно работе [9], наибольшая плотность проникающих протонов со скоростью, близкой к скорости солнечного ветра, наблюдалась КА MAVEN в периапсисе (~160 км) в дневной термосфере. Данная область также соответствует самой высокой плотности основного атмосферного компонента CO_2 вдоль орбиты. Это согласуется с процессами перезарядки и отрыва электрона у проникающих в атмосферу Марса нейтральных частиц Н с высокими энергиями [15, 16].

Протонные сияния на Земле впервые наблюдались в полярной атмосфере [17] как доплеровское смещение спектральных линий водорода $\text{H}\beta$ и $\text{H}\alpha$ (см., например, [18]). На Земле протонные

сияния сильно зависят от магнитосферы нашей планеты: протоны проникают в атмосферу вдоль линий магнитного поля Земли и теряют свою исходную энергию в областях магнитных полюсов, где и наблюдаются протонные сияния (см., например, [19]). Марсианские протонные сияния, как ожидается, ограничиваются дневной стороной планеты и не будут демонстрировать широтных ограничений, существующих на Земле. Как отмечалось выше, в первом приближении, для корректной интерпретации наблюдаемых протонных сияний необходимо знать лишь количество и спектр ЭНА-Н, пересекающих ГИМ. Однако сам поток ЭНА-Н сильно зависит от вариаций в плотности водородной короны и параметрах солнечного ветра [4, 6], и соответственно для интерпретации наблюдаемых протонных сияний необходимо оценивать поток ЭНА-Н с учетом реальных параметров среды. Впервые расчеты эффективности перезарядки были сделаны в работах [1, 2], однако недавнее открытие протонных сияний требует дальнейшего исследования процессов проникновения протонов в верхние слои атмосферы Марса.

В данной работе представлены кинетические расчеты эффективности перезарядки протонов солнечного ветра с атомами водорода в протяженной водородной короне Марса. Получены оценки потока энергии и энергетический спектр атомов водорода на границе индуцированной магнитосферы для разных состояний короны и солнечного ветра. Использование представленных результатов расчетов совместно с разработанной ранее кинетической моделью [20, 21] высыпания протонов и атомов водорода в планетную атмосферу позволят проследить все этапы проникновения протонов невозмущенного солнечного ветра в плотные слои атмосферы и оценить наблюдаемые характеристики протонных сияний на Марсе [4, 22].

2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИ

Протоны p_f невозмущенного солнечного ветра теряют свою кинетическую энергию в следующих столкновениях с тепловыми атомами водорода H_c в протяженной короне Марса:

$$p_f(\text{H}_f) + \text{H}_c \rightarrow \begin{cases} p_f(\text{H}_f) + \text{H}_c^*, & \text{(a)} \\ p_f(\text{H}_f) + \text{H}_c^+ + e, & \text{(b)} \\ \text{H}_f(p_f) + \text{H}_c^+(\text{H}_c) + (e). & \text{(c)} \end{cases}$$

Различные каналы соответствуют (а) передаче импульса и энергии при упругих и неупругих столкновениях, (б) ионизации молекул/атомов атмосферы и (с) столкновениям с переносом заряда и захватом электронов. Вторичные быстрые

атомы H_f и протоны p_f несут достаточную кинетическую энергию для повторного участия в перечисленных выше каналах столкновений.

Чтобы изучить высыпание потока частиц p/H с высокими энергиями в атмосферу, необходимо решить кинетические уравнения Больцмана [16, 21] с учетом столкновительных членов и источников частиц на верхней границе исследуемой области атмосферы

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} f_{p_f/H_f} + \left(\mathbf{g} + \frac{e}{m_{H^+}} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f_{p_f/H_f} = \\ = Q_{p_f/H_f}(\mathbf{v}) + \sum_m J_{mt}(f_{p_f/H_f}, f_{H_c}). \end{aligned} \quad (1)$$

Уравнение (1) записывается в стандартном виде для функций распределения по скоростям $f_{p_f/H_f}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ для атомов водорода и протонов и $f_{H_c}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ для тепловых атомов водорода в короне Марса. Источник Q_{p_f/H_f} описывает скорость образования вторичных частиц p/H , а упругие и неупругие столкновительные члены J_{mt} для p/H описывают передачу энергии и импульса тепловым атомам водорода в короне Марса, которые характеризуются локальной максвелловской функцией распределения по скорости. Модификация кинетической Монте-Карло модели [16, 20, 21] используется для решения кинетического уравнения (1) в протяженной водородной короне Марса. В модели применяется 1D-подход для конфигурационного пространства и 3D-подход для пространства скоростей. Следует отметить, что ключевым аспектом этой модели является вероятностная обработка распределения углов рассеяния, которое влияет как на скорость потери энергии потоком, так и на угловое перераспределение высыпавшихся протонов [23]. Данный подход в существенной степени отличается от ранее использованных моделей [1, 2, 14, 15], в которых использованы детерминированные распределения углов рассеяния.

Для учета влияния атомов водорода в протяженной короне Марса, распространяющейся до высот в несколько марсианских радиусов, в используемый набор упругих, неупругих, ионизационных столкновений и столкновений с переносом заряда были включены процессы взаимодействия частиц p/H с высокими энергиями с тепловой фракцией атомарного водорода в верхней атмосфере Марса. Для этого были использованы лабораторные и расчетные данные о сечениях рассеяния и функциях распределения угла рассеяния при столкновениях частиц p/H с высокими энергиями с тепловыми атомами водорода. Сечения для упругого и неупругого рассеяния протонов в столкновениях с тепловыми атомами водорода были взяты из работ [24, 25]. Сечения для ионизации и перезарядки протонов в столкновениях с тепловыми атомами водорода были

взяты из работы [26]. Сечения упругого рассеяния для столкновений быстрых атомов водорода с тепловыми атомами водорода также были адаптированы из работ [24, 25] и отрыва электрона (stripping) и ионизации из работы [27] соответственно. Сечения упругого рассеяния в работах [24, 25] рассчитывались лишь до энергии $E = 100$ эВ. Соответственно для более высоких энергий протонов и атомов водорода использовалась экстраполяция сечений упругого рассеяния, имеющая следующий вид: $\sigma_{p_f/H_f, H_c}(E > 100 \text{ эВ}) = \sigma_{p_f/H_f, H_c}(E = 100 \text{ эВ}) \times 100 \text{ эВ}/E [\text{эВ}]$.

Исследуемая область атмосферы ограничена нижней границей, расположенной на высоте 80 км, где частицы p/H эффективно термализуются. Верхняя граница установлена на высоте 1400 км, где измерения потока и спектра высыпавшихся протонов из невозмущенного солнечного ветра были выполнены прибором MAVEN/SWIA [9]. Положение головной ударной волны и границы индуцированной магнитосферы определяется параметрами натекающего солнечного ветра и короны [14, 28, 29] и, как следует из наблюдений [30, 31], варьируется в пределах ~1000–2000 км для ударной волны и ~650–1050 км для ГИМ. Подробное описание всех численных аспектов модели, использованных в этом исследовании, было дано в недавних работах [16, 20, 21]. Профили температуры и плотности основных компонентов атмосферы (CO_2 , CO и O) взяты из модели [32] для низкого уровня солнечной активности. Распределение атомов водорода в протяженной короне Марса задавалось при помощи модели Чемберлена для планетной экзосферы [33], параметры для которой были выбраны следующими: высота экзобазы $h_{exo} = 200$ км, температура и плотность атомарного водорода на высоте экзосферы задавались равными $T(h_{exo}) = 179$ К и $n_H(h_{exo}) = 1.48 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ соответственно [12]. Модельное распределение атомарного водорода и высотные профили плотности основных компонентов термосферы CO_2 и O показаны на рис. 1.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для исследования эффективности перезарядки протонов солнечного ветра с тепловыми атомами водорода в протяженной короне Марса, а также определения степени зависимости результатов от ряда параметров задачи были проведены три серии расчетов.

- В Модели А использовался стандартный набор сечений для столкновений протонов и атомов водорода с высокими энергиями с тепловыми атомами водорода.

- В Модели Б величина упругого сечения была уменьшена на фактор 5. Дело в том, что эффек-

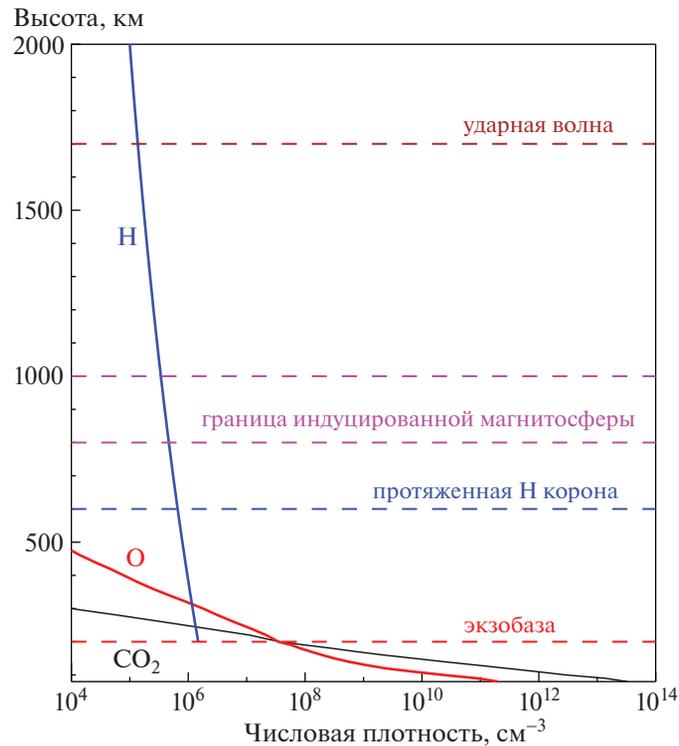


Рис. 1. Высотный профиль плотности основных компонентов термосферы CO_2 и O [32] и атомарного водорода в верхней атмосфере и протяженной короне Марса в соответствии с данными работы [12]. Также показаны условные границы экзосферы, протяженной водородной короны, границы индуцированной магнитосферы и головной ударной волны в окружающем Марс пространстве.

тивность перезарядки в существенной степени зависит от сечений упругого рассеяния в столкновениях ЭНА-Н с тепловыми атомами водорода, поэтому принятая в модели величина сечения является критическим параметром. К сожалению, в литературе доступны лишь некоторые данные теоретических расчетов сечений упругого рассеяния в столкновениях Н – Н, причем лишь до малых энергий [24, 25]. В работе [24] было показано, что величина упругого сечения $\sigma_{p_r/H_r,H_c}$ при энергии 100 эВ в 5 раз ниже стандартной. Таким образом расчеты Модели Б позволяют оценить пределы вариаций эффективности перезарядки с учетом существующей неопределенности сечений.

- В Модели В для столкновений атомов водорода с высокими энергиями с тепловыми атомами водорода учитывался лишь канал отрыва электрона (stripping), а остальные – упругие, неупругие и ионизационные, – столкновения не рассматривались. Использование Модели В позволяет оценить относительную роль разных каналов потери (стока) ЭНА-Н, образующихся при перезарядке протонов с тепловыми атомами водорода.

В качестве граничного условия на высоте 1400 км принимался энергетический спектр по-

тока протонов от невозмущенного солнечного ветра, измеренный на орбите 27 февраля 2015 г. [9]. Важным параметром используемой модели является положение границы индуцированной магнитосферы. Протоны не могут пересекать ГИМ, поэтому в модели их поток принимался равным нулю во всей счетной области, расположенной ниже ГИМ. В проведенных сериях расчетов (в каждой из трех моделей) граница индуцированной магнитосферы размещалась на высотах 820, 920 и 1020 км.

Результаты расчетов представлены на рис. 2 и 3. На верхних панелях рис. 2а, б, в показаны высотные профили нисходящего потока энергии ЭНА-Н, проникающего в верхнюю атмосферу через границу индуцированной магнитосферы Марса для Моделей А, Б и В соответственно. На нижних панелях рис. 2а, б, в приведены высотные профили эффективности перезарядки в столкновениях р-Н, определяемой как соотношение локального нисходящего потока энергии ЭНА-Н к потоку энергии высыпавшихся протонов солнечного ветра, рассчитанного на верхней границе $h = 1400$ км и показанного прерывистой вертикальной прямой на верхних панелях рис. 2 для Моделей А, Б и В. На всех панелях красным штрих-пунктиром, черной сплошной и синей

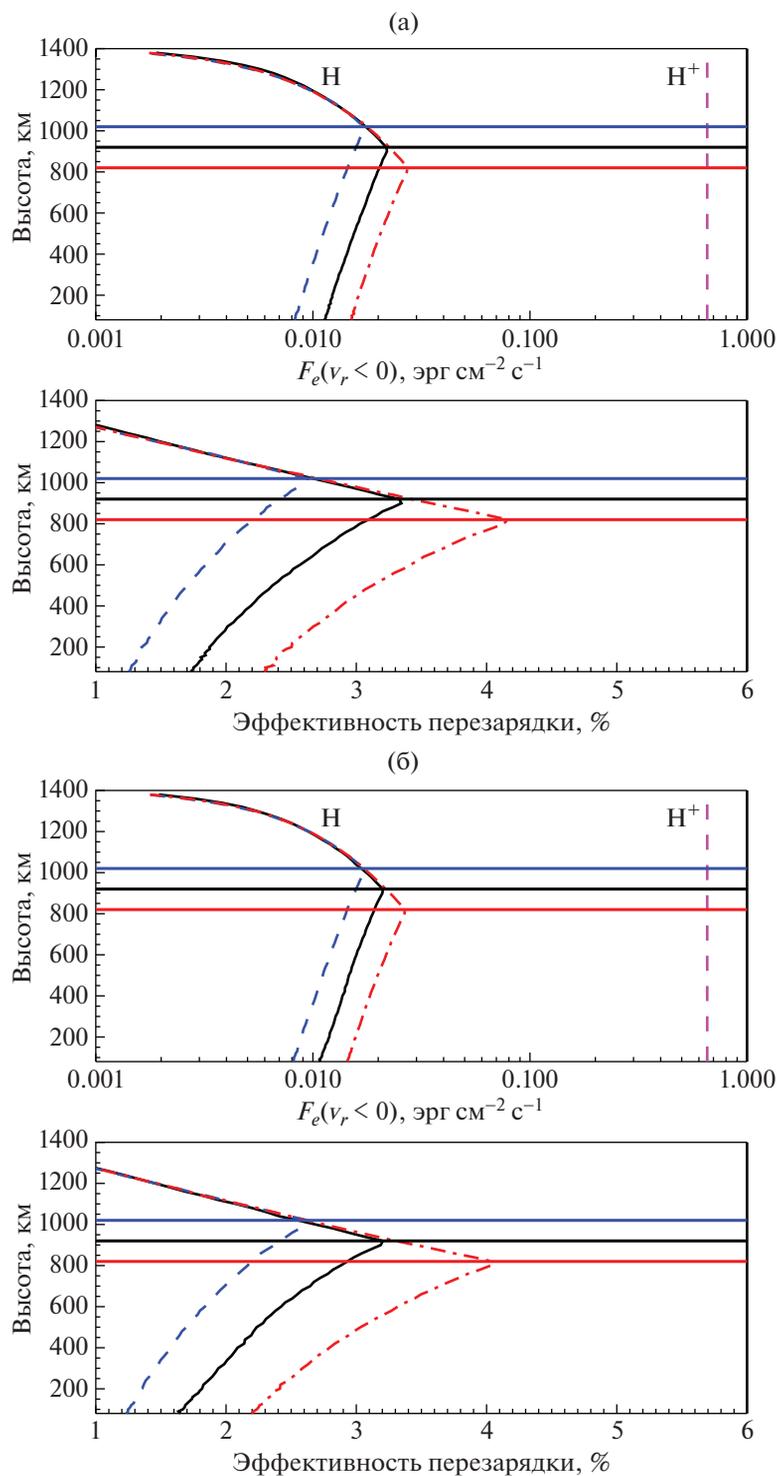


Рис. 2. а – Верхняя панель – высотные профили нисходящего потока энергии атомарного водорода, образующегося за счет перезарядки протонов невозмущенного солнечного ветра с тепловыми атомами водорода в протяженной короне Марса, в зависимости от положения границы индуцированной магнитосферы для расчетной Модели А. Вертикальная прямая показывает значение потока энергии протонов невозмущенного солнечного ветра. Нижняя панель – вертикальные профили эффективности перезарядки для Модели А в зависимости от положения границы индуцированной магнитосферы. б – То же, что и на рис. 2а, но для Модели Б. в – То же, что и на рис. 2а, но для Модели В.

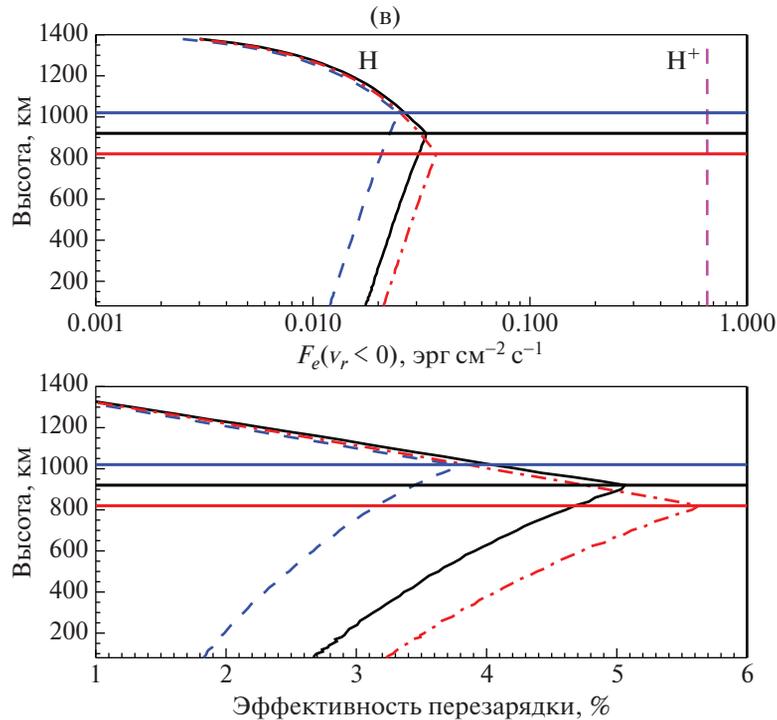


Рис. 2. Окончание

штриховой линиями показаны варианты расчетов для различных положений ГИМ, соответствующих значениям 820, 920 и 1020 км.

Из представленных расчетов видно, что значение эффективности перезарядки для Модели А изменяется в интервале 2.5–4% в зависимости от положения границы индуцированной магнитосферы Марса. Полученные значения согласуются с результатами расчетов при помощи гибридных моделей воздействия солнечного ветра на верхнюю атмосферу Марса [1, 2, 14, 15]. Расчеты для Моделей Б и В показали, что величина эффективности перезарядки слабо зависит от значений сечения упругого рассеяния, но существенно возрастает в случае, когда не учитываются процессы упругих, неупругих и ионизационных столкновений для образовавшихся в короне ЭНА-Н. Другими словами, в кинетической модели воздействия протонов солнечного ветра на водородную корону Марса необходимо учитывать весь спектр возможных столкновений.

На рис. 3 показаны энергетические спектры нисходящего потока атомов водорода, проникающих в атмосферу через границу индуцированной магнитосферы Марса, для Модели А на высотах 820 км (верхняя панель), 920 км (средняя панель) и 1020 км (нижняя панель) соответственно. Штриховая линия малинового цвета показывает энергетический спектр протонов невозмущенного солнечного ветра [9]. Видно, что спектр прони-

кающих в атмосферу атомов водорода полностью соответствует спектру высыпавшихся на верхней границе модели протонов солнечного ветра. Данный результат является одним из основных отличий от результатов расчетов других авторов (см., например, [1, 2, 14, 15]), в которых энергетические спектры нисходящего потока ЭНА-Н отличаются от исходного спектра протонов невозмущенного солнечного ветра. Как было показано в наших предыдущих исследованиях [20, 21], энергетический спектр протонов, образовавшихся глубоко в атмосфере Марса за счет процессов отрыва электрона у проникающих через границу индуцированной магнитосферы ЭНА-Н, может иметь форму, близкую к спектру воздействующих на корону протонов солнечного ветра. Эти расчеты находятся в полном соответствии с измерениями прибора MAVEN/SWIA [9], показавших, что наибольшая плотность проникающих протонов со скоростью, близкой к скорости солнечного ветра, наблюдалась КА MAVEN в периапсисе орбиты (~160 км) в дневной термосфере.

4. ВЫВОДЫ

В работе приведены результаты кинетических расчетов эффективности перезарядки в протяженной водородной короне Марса. Установлено, что значение эффективности перезарядки изменяется в интервале 2–4% в зависимости от положения границы индуцированной магнитосферы

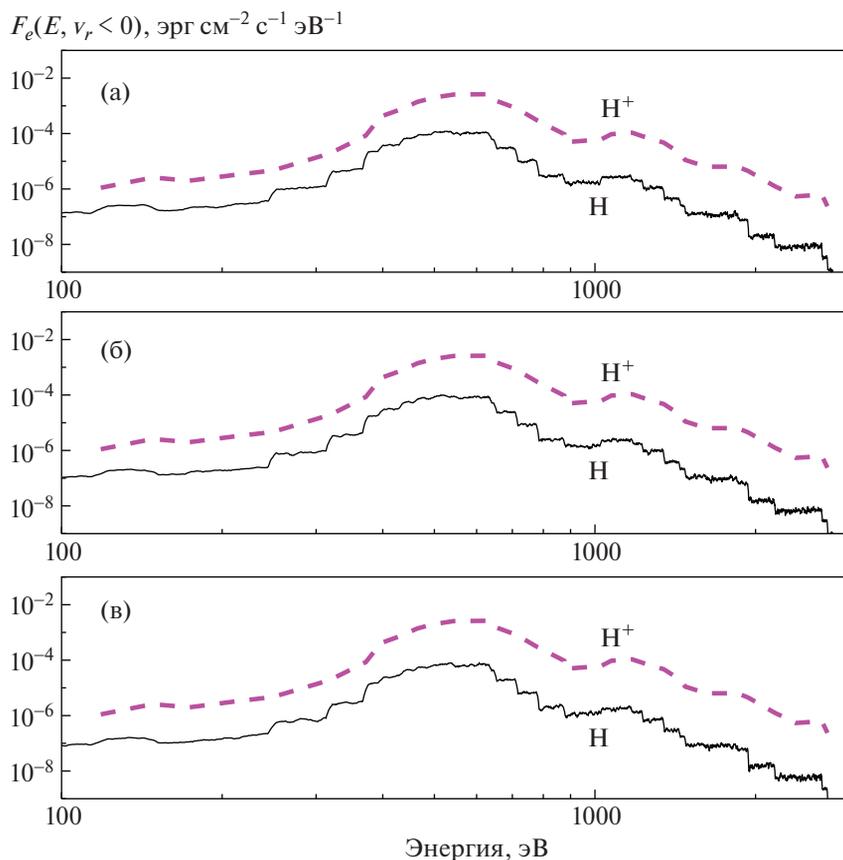


Рис. 3. Энергетические спектры (кривые черного цвета) нисходящего потока атомов водорода, рассчитанные для модели А. Штриховая линия малинового цвета показывает энергетический спектр потока протонов невозмущенного солнечного ветра на верхней границе модели 1400 км. Три панели соответствуют расчетам с положениями границы индуцированной магнитосферы на высоте 820 км (а), 920 км (б) и 1020 км (в).

Марса. Энергетический спектр проникающих в атмосферу Марса атомов водорода идентичен спектру невозмущенных протонов солнечного ветра.

Полученные в расчетах потоки и энергетические спектры проникающих через границу индуцированной магнитосферы атомов водорода с высокими энергиями являются внешним граничным условием для разработанной ранее кинетической Монте-Карло модели высыпания протонов и атомов водорода в атмосферу Марса [20, 21]. Данная сопряженная численная модель предназначена для исследования авроральных явлений на Марсе и, в частности, будет использована для детальных расчетов характеристик свечения атомарного водорода в линии $\text{Ly}\alpha$ [34] и для сравнения с наблюдениями недавно открытого протонного сияния [4, 6] на Марсе.

Созданный комплекс кинетических моделей для исследования процессов высыпания протонов и атомов водорода в планетную атмосферу позволяет приступить к детальным расчетам и анализу авроральных явлений в верхней атмосфе-

ре Марса. Однако следует отметить, что ряд важных физических факторов все еще учитывается в модели параметрически. Это определяет необходимость дальнейшей модернизации модели. В качестве очевидных путей развития представленной кинетической модели следует рассмотреть возможность комбинированного с МГД моделью расчета, когда положения головной ударной волны и границы индуцированной магнитосферы определяются самосогласованно. Кроме того, необходимо учесть эмпирически установленный факт, что распределение водорода в короне Марса наилучшим образом описывается в модели с двумя компонентами, представляющими тепловую и горячую фракции атомов водорода [12]. Очевидно, что учет наличия горячей фракции может иметь большое значение для расчета эффективности перезарядки.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 19-12-00370).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *E. Kallio, J. G. Luhmann, and S. Barabash*, *J. Geophys. Res.* **102**, 22183 (1997).
2. *E. Kallio and S. Barabash*, *J. Geophys. Res.* **106**, 165 (2001).
3. *B. Ritter, J.-C. Gérard, B. Hubert, and L. Rodriguez*, *Geophys. Res. Lett.* **45**, 231 (2018).
4. *J. Deighan, S. K. Jain, M. S. Chaffin, X. Fang, J. S. Halekas, et al.*, *Nature Astronomy* **2**, 802 (2018).
5. *V. I. Shematovich and E. S. Kalinicheva*, *Astronomy Reports* **64**, 608 (2020).
6. *A. Hughes, M. Chaffin, E. Mierkiewicz, J. Deighan, et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **124**, 10, 533 (2019).
7. *J. S. Halekas, E. R. Taylor, G. Dalton, G. Johnson, et al.*, *Space Science Reviews* **195**, 125 (2015).
8. *B. M. Jakoski, R. P. Lin, J. M. Grebowsky, J. G. Luhmann, et al.*, *Space Science Reviews* **195**, 1 (2015).
9. *J. S. Halekas, R. J. Lillis, D. L. Mitchell, T. E. Cravens, et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **42**, (2015).
10. *R. H. Eather*, *Reviews of Geophysics and Space Physics* **5**(3), 207 (1967).
11. *J. Y. Chaufray, J.-L. Bertaux, F. Leblanc, and E. Quémerais*, *Icarus* **195**, 598 (2008).
12. *M. S. Chaffin, J. Y. Chaufray, D. Deighan, N. M. Schneider, et al.*, *J. Geophys. Res.: Planets* **123**, 2192 (2018).
13. *F. Akalin, D. D. Morgan, D. A. Gurnett, D. L. Kirchner, D. A. Brain, R. Modolo, M.H. Acuna, and J. R. Espley*, *Icarus* **206**, 104 (2010).
14. *X.-D. Wang, M. Alho, R. Jarvinen, E. Kallio, S. Barabash, and Y. Futaana*, *J. Geophys. Res: Space Physics* **123**, 8730 (2018).
15. *X.-D. Wang, S. Barabash, Y. Futaana, V. Shematovich, A. Galli, A. Grigoriev, and P. Wurz*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **124**, 4104 (2019).
16. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, C. Diéval, S. Barabash, G. Stenberg, H. Nilsson, J.-C. Gérard*, *J. Geophys. Res.* **116**, A11320 (2011).
17. *L. Vegard*, *Nature* **144**, 1089 (1939).
18. *J.-C. Gérard, V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, D. Lummerzheim*, *Annales Geophysicae* **23**, 1432 (2005).
19. *J.-C. Gérard, B. Hubert, M. Meurant, D. V. Bisikalo, et al.*, *J. Geophys. Res.* **106**, 28939 (2001).
20. *D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, J.-C. Gérard, B. Hubert*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **123**, 5850 (2018).
21. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, J.-C. Gérard, and B. Hubert*, *Astronomy Reports* **63**, 835 (2019).
22. *J.-C. Gérard, B. Hubert, B. Ritter, L. Libert, V. I. Shematovich, and D. V. Bisikalo*, *Icarus* **321**, 266 (2019).
23. *J.-C. Gérard, B. Hubert, D. V. Bisikalo, and V. I. Shematovich*, *J. Geophys. Res.* **105**, 15, 795 (2000).
24. *P. S. Krstic and D. R. Schultz*, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **32**, 3485 (1999).
25. *P. S. Krstic and D. R. Schultz*, *Phys. Rev. A* **60**, 1050 (1999).
26. *T. Tabata and T. Shirai*, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **76**, 1 (2000).
27. *A. E. S. Green and R. J. McNeal*, *J. Geophys. Res.* **76**, 133 (1971).
28. *C. Mazelle, K. Winterhalter, K. Sauer, J. G. Trotignon, et al.*, *Space Science Reviews* **111**, 115 (2004).
29. *A. F. Nagy, D. Winterhalter, K. Sauer, T. E. Cravens, et al.*, *Space Science Reviews* **111**, 33 (2004).
30. *J. S. Halekas, S. Ruhunusiri, Y. Harada, G. Collinson, et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **122**, 547 (2017).
31. *N. Romanelli, R. Modolo, F. Leblanc, J.-Y. Chaufray, et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **123**, 5315 (2018).
32. *J. L. Fox and A. B. Hac*, *Icarus* **204**, 527 (2009).
33. *J. W. Chamberlain*, *Planetary and Space Science* **11**, 901 (1963).
34. *J.-C. Gérard, B. Hubert, B. Ritter, V. I. Shematovich, and D. V. Bisikalo*, *Icarus* **321**, 266 (2019).

УДК 521.9

ВЕКОВАЯ ЭВОЛЮЦИЯ КОЛЕЦ ВОКРУГ ВРАЩАЮЩИХСЯ ТРЕХОСНЫХ ГРАВИТИРУЮЩИХ ТЕЛ

© 2020 г. Б. П. Кондратьев^{1, 2, *}, В. С. Корноухов¹

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

² Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: work@boris-kondratyev.ru

Поступила в редакцию 07.04.2020 г.

После доработки 14.05.2020 г.

Принята к публикации 30.05.2020 г.

Поставлена и решена задача о вековой эволюции тонкого кольца вокруг быстро вращающегося трехосного небесного тела. Технология расчета вековых возмущений строилась на двух формулах — азимутально усредненном силовом поле центрального тела и взаимной энергии $W_{вз}$ этого тела и кольца Гаусса. Используя $W_{вз}$ вместо обычной возмущающей функции, получена система дифференциальных уравнений для оскулирующих элементов кольца. Получено уравнение, позволяющее по единой схеме находить коэффициенты зональных гармоник азимутально усредненного потенциала неоднородного эллипсоида. Метод прилагается к карликовой планете Хаумеа с уточненными значениями массы каменного ядра и ледяной оболочки, а также коэффициентов зональных гармоник потенциала C_{20} и C_{40} . По новым данным, кольцо вокруг Хаумеа имеет небольшой наклон к экватору и должно прецессировать. Установлено, что период обратной прецессии узла кольца Хаумеа (без учета самогравитации) равен $T_{\Omega} = 12.9 \pm 0.7$ д, а период прецессии линии апсид в прямом направлении составляет $T_{\omega} \approx 8.08$ д. Доказано, что орбитальный резонанс 3:1 для частиц кольца Хаумеа выполняется лишь приблизительно, причем время усреднения дополнительных возмущений при неостром резонансе оказалось на порядок меньше, чем время T_{Ω} . Это подтверждает адекватность данного метода.

DOI: 10.31857/S0004629920100047

1. ВВЕДЕНИЕ

Кольца вокруг небесных тел давно привлекают внимание исследователей. Особый интерес вызвало недавнее открытие колец непланетного типа вокруг астероида-кентавра Карикло [1–3] и карликовой планеты Хаумеа [4]. Эти кольца не имеют спутников-пастухов, поэтому их динамика и эволюция происходят под влиянием центрального тела и должны тщательно изучаться.

Карликовая планета Хаумеа открыта в 2005 г. [5] и вращается вокруг Солнца с периодом 281.83 г. По своим размерам Хаумеа сравнима с Плутоном, и хотя уступает ему в три раза по массе, имеет вытянутую форму и очень быстро вращается вокруг своей оси [6–8]:

$$T_0 = 3.9155 \pm 0.0001 \text{ ч.} \quad (1)$$

Хаумеа имеет два небольших спутника (Hi'iaka и Namaka) [5, 8, 9], что позволило определить ее массу

$$M = 4.006 \pm 0.040 \times 10^{24} \text{ г.} \quad (2)$$

Ценная информация была получена во время важного астрономического события — прохождения Хаумеа по отдаленной звезде фона. Было открыто кольцо и уточнены следующие параметры Хаумеа [4]:

$$\begin{aligned} a_1 &= (1161 \pm 30) \text{ км,} \\ a_2 &= (852 \pm 4) \text{ км,} \\ a_3 &= (513 \pm 16) \text{ км,} \\ R &= 797.6 \text{ км,} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\rho = (1.885 \pm 0.080) \text{ г/см}^3.$$

Более полный подход к изучению проблемы вращающихся эллипсоидальных тел дан в [10]. Для определения пространственной формы Хаумеа был разработан метод, основанный на системе из восьми уравнений. Этот метод учитывает всю имеющуюся на 2018 год информацию о планетоиде, что позволило для каждого значения фотометрического параметра рассчитать не только форму и плотность модели Хаумеа, но и ориента-

цию ее тела относительно кольца и орбит спутников. Были получены наиболее вероятные характеристики карликовой планеты Хаумеа:

$$\begin{aligned} a_1 &= (1082 \pm 15) \text{ км}, \\ a_2 &= (836 \pm 5) \text{ км}, \\ a_3 &= (511 \pm 13) \text{ км}, \\ R_0 &= (773 \pm 8) \text{ км}, \\ \bar{\rho} &= (2.07 \pm 0.07) \text{ г/см}^3, \\ r_k &= 2300 \pm 60 \text{ км}. \end{aligned} \tag{4}$$

В [10] установлено также, что кольцо Хаумеа имеет небольшой наклон к плоскости экватора

$$i_k = 3.2 \pm 1.4, \tag{5}$$

Сравнивая (4) с результатами Ortiz et al. из [4], видим, что у нас фигура Хаумеа не столь вытянута и на 10% более плотная. Эти детали важно знать при анализе динамики кольца.

При изучении динамики колец необходимо также знать потенциал и силовое поле самого кольца Гаусса. Напомним, что гауссово кольцо получается при “размазывании” точечной массы m , двигающейся вокруг массивного центрального тела по эллиптической орбите; при этом получается неоднородный материальный эллипс с одномерной плотностью вещества, обратной скорости движения спутника на данном участке траектории. Элемент массы такого кольца на угловом интервале dv равен

$$dm = \frac{m}{2\pi} \frac{(1 - e^2)^{3/2}}{(1 + e \cos v)^2} dv, \tag{6}$$

где v – угол истинной аномалии, e – эксцентриситет орбиты. В конечном аналитическом виде потенциал кольца Гаусса был найден в [11], см. также [12]. В [13] была решена задача о взаимной энергии двух компланарных гравитирующих колец Гаусса. Для более общей пространственной ориентации колец их взаимная энергия была найдена в работе [14].

В данной работе решена задача о вековой прецессии кольца вокруг быстро вращающегося трехосного небесного тела. В разделах 2 и 3 найден азимутально усредненный внешний потенциал трехосного тела, и получено выражение взаимной энергии $W_{вз}$ центральной фигуры и кольца Гаусса. В разделе 4 через взаимную энергию $W_{вз}$ получена система дифференциальных уравнений для оскулирующих элементов кольца. В разделе 5 уточняются параметры для карликовой планеты Хаумеа и, в частности, вычисляются коэффициенты потенциала четных зональных гармоник C_{20} и C_{40} . В разделе 6 с помощью полученных уравнений эволюции для кольца Хаумеа мы находим пе-

риод прецессии узла и период прецессии линии апсид. В разделе 7 обсуждаются детали орбитального резонанса для частиц кольца. Результаты обсуждаются в разделе 8.

2. АЗИМУТАЛЬНО УСРЕДНЕННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ТРЕХОСНОГО ЭЛЛИПСОИДА

Рассмотрим однородный трехосный эллипсоид с граничной поверхностью

$$\frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2} = 1, \quad a_1 \geq a_2 \geq a_3, \tag{7}$$

вращающийся вокруг оси a_3 . Внешний потенциал этого гравитирующего эллипсоида можно представить в виде ряда по сферическим гармоникам

$$\begin{aligned} \varphi(r, \theta, \lambda) &= \frac{GM}{r} \left\{ 1 + \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R_0}{r} \right)^n P_{nm}(\sin \theta) \times \right. \\ &\quad \left. \times [C_{nm} \cos m\lambda + S_{nm} \sin m\lambda] \right\}, \end{aligned} \tag{8}$$

где r , θ и λ есть радиус, широта и долгота в системе координат, начало которой лежит в центре масс тела, R_0 есть наибольший экваториальный радиус тела, P_{nm} есть присоединенные полиномы Лежандра, C_{nm} и S_{nm} есть коэффициенты потенциала, которые определяются через распределение масс внутри тела. В случае трехосного эллипсоида (7)

$$\begin{aligned} C_{nm} &= 0 \quad \text{для нечетных } n \text{ и } m, \\ S_{nm} &= 0 \quad \text{для всех } n \text{ и } m. \end{aligned} \tag{9}$$

Для решения нашей задачи потенциал (8) достаточно разложить до членов 4-го порядка по отношению $\left(\frac{R_0}{r}\right)$:

$$\begin{aligned} \varphi(r, \theta, \lambda) &\approx \frac{GM}{r} \left\{ 1 + \left(\frac{R_0}{r} \right)^2 \left[\frac{C_{20}}{2} (3 \sin^2 \theta - 1) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 3C_{22} \cos^2 \theta \cos 2\lambda \right] + \left(\frac{R_0}{r} \right)^4 \times \right. \\ &\quad \left. \times \left[\frac{C_{40}}{8} (35 \sin^4 \theta - 30 \sin^2 \theta + 3) + \frac{15C_{42}}{2} \times \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times (7 \sin^2 \theta - 1) \cos 2\lambda + 105C_{44} \cos^4 \theta \cos 4\lambda \right] \right\}. \end{aligned} \tag{10}$$

Так как по условию задачи центральный эллипсоид совершает быстрое вращение вокруг малой оси, для изучения вековых эффектов в движении частиц кольца необходимо усреднить потенциал (10) по долготе λ . Такое усреднение приводит к тому, что исчезнут гармоники

(C_{22}, C_{42}, C_{44}) и потенциал (10) в цилиндрических координатах (r, z) примет вид

$$\varphi(r, z) \approx \frac{GM}{r} \left(1 + \frac{1}{2} C_{20} \left(\frac{R_0}{r} \right)^2 \left(3 \left(\frac{z}{r} \right)^2 - 1 \right) + \frac{1}{8} C_{40} \left(\frac{R_0}{r} \right)^4 \left(35 \left(\frac{z}{r} \right)^4 - 30 \left(\frac{z}{r} \right)^2 + 3 \right) \right), \quad (11)$$

где z есть высота пробной частицы над плоскостью экватора. Оставшиеся коэффициенты C_{20} и C_{40} в потенциале (11) будут равны:

$$C_{20} = \frac{2a_3^2 - a_1^2 - a_2^2}{10R_0^2}; \quad (12)$$

$$C_{40} = 3 \frac{3(a_1^4 + a_2^4) + 8a_3^4 + 2a_1^2 a_2^2 - 8(a_1^2 + a_2^2) a_3^2}{140R_0^4}.$$

R_0 в (12) есть среднеобъемный радиус тела.

3. ВЗАИМНАЯ ЭНЕРГИЯ ЦЕНТРАЛЬНОГО ЭЛЛИПСОИДА И КОЛЬЦА ГАУССА

Из физических соображений ясно, что частицы в кольце будут испытывать влияние вариаций гравитационного поля при быстром вращении центрального эллипсоидального тела, поэтому для изучения влияния вековых эффектов на динамику кольца необходимо использовать полученный выше азимутально усредненный потенциал эллипсоида (11).

Прежде всего, найдем *взаимную энергию кольца и эллипсоида*. Для этого представим координаты точки r и z кольца через элементы орбиты пробного тела

$$r = \frac{a(1-e^2)}{1+e \cos v}, \quad z = r \sin(v + \omega) \sin i, \quad (13)$$

где v – истинная аномалия, ω – аргумент перицентра, i – наклон орбиты к плоскости экватора центрального тела, a – большая полуось, e – эксцентриситет орбиты. Тогда взаимный потенциал центрального тела и пробной материальной точки в произвольный момент времени будет равен

$$W_{\text{вз}} = -m\varphi(r(a, e, v), z(a, e, i, \omega, v)). \quad (14)$$

Усредняя выражение (14) по углу средней аномалии, получим интеграл

$$W_{\text{вз}} = -\frac{m(1-e^2)^{3/2}}{2\pi} \times \int_0^{2\pi} \varphi[r(a, e, v), z(a, e, i, \omega, v)] \frac{dv}{(1+e \cos v)^2}, \quad (15)$$

который и представляет *взаимную энергию центрального тела и кольца Гаусса*. Параметры кольца задаются элементами орбиты пробного тела.

Подставляя под знак интеграла в (15) потенциал (11) и проводя вычисления интеграла, в итоге получим выражение

$$W_{\text{вз}} = W_0 + W_1 + W_2, \quad (16)$$

где

$$W_0 = -\frac{GMm}{a},$$

$$W_1 = \frac{1}{4} \frac{GMm}{a} C_{20} \left(\frac{R_0}{a} \right)^2 \frac{3 \cos^2 i - 1}{(1-e^2)^{3/2}}, \quad (17)$$

$$W_2 = -\frac{3}{128} \frac{GMm}{a(1-e^2)^{7/2}} C_{40} \left(\frac{R_0}{a} \right)^4 \times \left(((5 \cos^2 i - 1) - (7 \cos^2 i - 1) 5 \sin^2 i \sin^2 \omega) 4e^2 + (35 \cos^4 i - 30 \cos^2 i + 3)(2 + e^2) \right).$$

Выражение (16) играет в нашем методе важную роль, так как для расчета вековых возмущений движения частиц кольца мы используем не классическую возмущающую функцию, а взаимную энергию $W_{\text{вз}}$ (см. также [14]):

$$L = -\frac{W_{\text{вз}}}{m}. \quad (18)$$

4. УРАВНЕНИЯ ВЕКОВОЙ ЭВОЛЮЦИИ КОЛЬЦА В УСРЕДНЕННОМ ПОТЕНЦИАЛЕ ЦЕНТРАЛЬНОГО ТЕЛА

После подстановки выражения (18) в уравнения для оскулирующих элементов [15], получим следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{3}{2} C_{20} n \left(\frac{R_0}{a} \right)^2 \frac{\cos i}{(1-e^2)^2},$$

$$\frac{d\omega}{dt} = -\frac{3}{5} C_{20} n \left(\frac{R_0}{a} \right)^2 \frac{5 \cos^2 i - 1}{(1-e^2)^2},$$

$$\frac{de}{dt} = \frac{15}{16} C_{40} n \left(\frac{R_0}{a} \right)^4 \frac{\sin^2 i (7 \cos^2 i - 1)}{(1-e^2)^3} e \sin \omega \cos \omega, \quad (19)$$

$$\frac{di}{dt} = -\frac{15}{16} C_{40} n \left(\frac{R_0}{a} \right)^4 \frac{\sin i \cos i (7 \cos^2 i - 1)}{(1-e^2)^4} \times e^2 \sin \omega \cos \omega,$$

где $n = \sqrt{\frac{GM}{a^3}}$ – среднее движение точечной массы m по орбите, а коэффициенты C_{20} и C_{40} даны в (12).

Заметим, что отношение первых двух уравнений в (19) будет равно

$$\frac{\dot{\Omega}}{\dot{\omega}} = -\frac{25 \cos^2 i - 1}{5 \cos i}. \quad (20)$$

Из (20) следует, что отношение периодов прецессии узла и линии апсид зависит только от угла i наклона кольца к экватору эллипсоида.

5. УТОЧНЕННАЯ МОДЕЛЬ ПЛАНЕТОИДА ХАУМЕА

Полагаем, что двухслойная модель карликовой планеты Хаумеа состоит из внутреннего эллипсоидального каменного ядра и наложенной на него конфокальной эллипсоидальной ледяной оболочки. Фигура равновесия такого тела подробно изучалась в работе [3]. Центральное каменное ядро с плотностью ρ_c описывается поверхностью S_c

$$\frac{x_1^2}{a_{1c}^2} + \frac{x_2^2}{a_{2c}^2} + \frac{x_3^2}{a_{3c}^2} = 1, \quad a_{1c} > a_{2c} > a_{3c}, \quad (21)$$

а внутренняя и внешняя поверхности ледяной оболочки плотности ρ_{sh} представлены уравнением (21) и (7) соответственно. Для устойчивости следует потребовать $\rho_c > \rho_{sh}$.

Уравнение равновесия жидкой массы, вращающейся вокруг оси Ox_3 с угловой скоростью Ω имеет вид

$$\text{grad } p = \rho \text{ grad } \Phi, \quad (22)$$

где $p(x)$ есть внутреннее давление, а полный потенциал $\Phi(x)$ равен

$$\Phi(x) = \varphi(x) + \frac{1}{2} \Omega^2 (x_1^2 + x_2^2). \quad (23)$$

Уравнение (22) требует, чтобы внутренняя и внешняя поверхности ледяной оболочки были уровнями, $\Phi(x) = \text{const}$. Это накладывает ограничения на форму оболочки: она должна представлять собой фокалоид, в котором квадраты полюсей двух граничных поверхностей связаны соотношениями

$$a_{1c}^2 = a_1^2 - \lambda, \quad a_{2c}^2 = a_2^2 - \lambda, \quad a_{3c}^2 = a_3^2 - \lambda, \quad (24)$$

где λ есть наибольший корень кубического уравнения

$$\frac{x_1^2}{a_{1c}^2 + \lambda} + \frac{x_2^2}{a_{2c}^2 + \lambda} + \frac{x_3^2}{a_{3c}^2 + \lambda} = 1. \quad (25)$$

Как известно [3], внешний потенциал двухслойного эллипсоида можно представить в виде комбинации потенциалов однородных эллипсоидов

$$\varphi = \varphi(\rho_{sh}, a_1, a_2, a_3) + \varphi(\rho_c, a_1, a_2, a_3) - \varphi(\rho_{sh}, a_{c1}, a_{c2}, a_{c3}). \quad (26)$$

Поэтому для коэффициентов зональных гармоник находим выражение

$$\begin{aligned} \bar{C}_{n0} = C_{n0}(a_{1c}, a_{2c}, a_{3c}) & \left(\frac{a_{1c} a_{2c} a_{3c}}{a_1 a_2 a_3} \right)^{\frac{3+n}{3}} \times \\ & \times \frac{\rho_c - \rho_{sh}}{\rho} + C_{n0}(a_1, a_2, a_3) \frac{\rho_{sh}}{\rho}. \end{aligned} \quad (27)$$

Используя обобщенную теорему Маклорена–Лапласа [16], выражение (27) можно существенно упростить

$$\bar{C}_{n0} = C_{n0}(a, b, c). \quad (28)$$

Для дальнейших расчетов используем уточненные параметры Хаумеа [10]. Часть этих параметров была дана выше в формулах (4) и (5); кроме того, необходимо также знать полуоси каменного ядра планетоида:

$$a_{1c} = 1010 \text{ км}, \quad a_{2c} = 740 \text{ км}, \quad a_{3c} = 331 \text{ км}. \quad (29)$$

Наш расчет для массы ядра и оболочки Хаумеа дает:

$$\begin{aligned} M_c &= (3.1 \pm 0.1) \times 10^{24} \text{ г}, \\ M_{sh} &= (0.9 \pm 0.1) \times 10^{24} \text{ г}; \end{aligned} \quad (30)$$

тогда отношение массы оболочки к полной массе планетоида составит

$$\kappa = \frac{M_{sh}}{M_c + M_{sh}} \approx 22.5\%. \quad (31)$$

Для нормированных коэффициентов потенциала (12) получим значения

$$C_{20} = -0.225 \pm 0.009, \quad C_{40} = 0.116 \pm 0.009. \quad (32)$$

6. ПРЕЦЕССИЯ КОЛЬЦА В АЗИМУТАЛЬНО УСРЕДНЕННОМ ПОЛЕ ПЛАНЕТОИДА

Применим два первых уравнения из системы (19) для оценки периодов вековой прецессии кольца карликовой планеты Хаумеа. Для расчетов используем значения параметров Хаумеа (4, 5) и (32). Полагая для простоты кольцо круговым, из первого уравнения получаем следующее значение для частоты движения узла кольца в плоскости экватора

$$\frac{d\Omega}{dt} = (-5.7 \pm 0.3) \times 10^{-6} \text{ с}^{-1}. \quad (33)$$

Знак “–” в (33) означает, что линия узлов вращается в отрицательном направлении (по часовой стрелке). Период этой прецессии будет равен

$$T_\Omega = 12.9 \pm 0.7 \text{ д}. \quad (34)$$

Далее, с учетом отношения (20), находим, что прецессия линии апсид кольца Хаумеа происходит в положительном направлении с периодом

$$T_\omega \approx 8.08 \text{ д}. \quad (35)$$

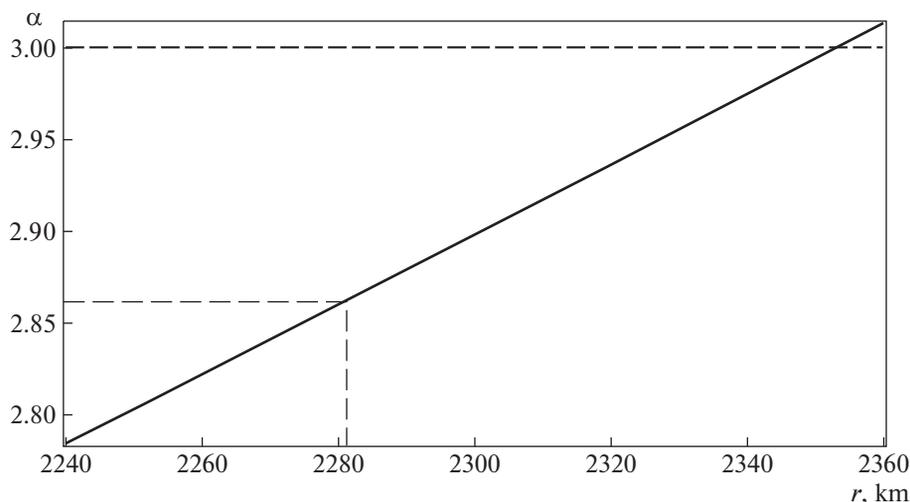


Рис. 1. Зависимость орбитального периода вращения частиц кольца Хаумеа в единицах периода осевого вращения Хаумеа от радиуса r . Штрихами показано значение α для среднего радиуса кольца.

Как видим, периоды прецессии кольца вокруг Хаумеа сравнительно небольшие, поэтому вековая эволюция этого кольца по углам Ω и ω происходит в быстром темпе.

7. ОБСУЖДЕНИЕ УСЛОВИЙ РЕЗОНАНСА В КОЛЬЦЕ ХАУМЕА

Для карликовой планеты Хаумеа естественным препятствием в расчете эффекта прецессии кольца может стать наличие орбитального резонанса 3 : 1 для частиц кольца с периодом вращения самого планетоида. Наличие этого резонанса неоднократно обсуждалось в литературе (см., например, [17]).

Поясним, что при резонансе появляются дополнительные локальные возмущения и возникает вопрос о выживании кольца. В литературе ранее нередко высказывалось мнение, что при наличии резонансов метод колец может давать сбой (см., например, [18]). Однако с таким мнением нельзя безоговорочно согласиться. У реальных орбит есть отклонения от строгого резонанса, что открывает возможность дополнительного усреднения локальных возмущений [19]. Ясно, чем острее резонанс, тем длиннее должен быть период усреднения дополнительных возмущений. Для кольца Хаумеа резонанс 3:1, как будет показано, также соблюдается лишь приблизительно и не является острым; вопрос заключается в том, на каких характерных временах $T_{\text{рел}}$ усредняются дополнительные возмущения. Рассмотрим некоторые детали.

Используя найденный в этой работе азимутально усредненный потенциал трехосного тела (11), находим квадрат скорости вращения части-

цы в гравитационном поле вращающегося планетоида

$$V^2(r) = \frac{GM}{r} \left[1 - \frac{3}{2} C_{20} \left(\frac{R_0}{r} \right)^2 + \frac{15}{8} C_{40} \left(\frac{R_0}{r} \right)^4 \right]. \quad (36)$$

Входящие в (36) коэффициенты C_{20} и C_{40} были рассчитаны с учетом строения фигуры равновесия эллипсоидального тела Хаумеа. Напомним, что период осевого вращения планетоида из (1) мы обозначили через T_0 ; через T_r обозначим период кругового обращения частицы в экваториальной плоскости Хаумеа на расстоянии r от ее центра. Введем параметр вращения частицы

$$\alpha = \frac{T_r}{T_0}, \quad (37)$$

график которого показан на рис. 1.

Как и ожидалось, вытянутость тела Хаумеа заметным образом сказывается на оценке орбитального периода обращения частиц кольца, уводя отношение периодов от резонансного отношения 3 : 1. Из рис. 1 видно, что острого резонанса для частиц кольца Хаумеа на самом деле нет. Действительно, найденное значение параметра $\alpha \approx 2.85$ для среднего радиуса кольца $r \approx 2287$ км заметно меньше 3. Согласно методу расчета [19], находим время релаксации

$$T_{\text{рел}} = \frac{T_0}{2} \frac{\alpha}{\alpha - 1}. \quad (38)$$

Подчеркнем, что в этой формуле вместо T_0 взято $T_0/2$, так как эллипсоид имеет два острых конца, поэтому период влияния трехосного тела Хаумеа

на частицы кольца будет в два раза короче периода осевого вращения Хаумеа. С учетом этого формула (38) дает

$$T_{\text{рел}} = 39 \text{ ч.} \quad (39)$$

Но в (34) было найдено, что период прецессии узла кольца $T_{\Omega} \approx 13$ сут, поэтому отношение времени релаксации к периоду прецессии равно примерно

$$\frac{T_{\Omega}}{T_{\text{рел}}} \approx 10. \quad (40)$$

Это означает, что за время прецессии плоскости кольца влиянием возмущений от указанного неострого орбитального резонанса можно пренебречь.

8. ОБСУЖДЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

С момента открытия в 2005 г. карликовая планета Хаумеа сразу привлекла внимание необычно быстрым вращением, сильно вытянутой фигурой и двумя спутниками. Интерес к этому небесному телу еще более возрос с открытием у нее в 2017 г. плотного кольца. Это кольцо не имеет спутников-пастухов, расположено близко к центральному телу и должно испытывать сильное влияние гравитационного поля трехосной фигуры Хаумеа. Для исследований важно, что плоскость кольца не совпадает с экватором планетоида [10], поэтому актуальной является задача изучения вековой эволюции и прецессии этой кольцевой структуры.

Здесь мы применяем новый метод для изучения вековой эволюции кольца вокруг быстро вращающегося гравитирующего трехосного небесного тела. Новизна состоит в том, что для расчета вековых возмущений в движении кольца мы используем не классическую возмущающую функцию, а взаимную энергию $W_{\text{вз}}$ кольца и центрального тела. Для решения задачи сначала был найден азимутально усредненный внешний потенциал центрального тела, а затем, используя этот потенциал, мы получили выражение взаимной энергии $W_{\text{вз}}$. Это позволило вывести полную систему дифференциальных уравнений для оскулирующих элементов кольца.

Данный метод мы применили к кольцу карликовой планеты Хаумеа. Используя уточненные параметры для структуры этого планетоида, были вычислены коэффициенты потенциала четных зональных гармоник C_{20} и C_{40} . По нашим расчетам, кольцо вокруг Хаумеа имеет небольшой ($i_k = 3.2^\circ \pm 1.4^\circ$) наклон к экватору планетоида и должно прецессировать. Применяя для описания этой прецессии два из четырех уравнений эволюции, мы нашли частоты и периоды вековой пре-

цессии для кольца Хаумеа: период обратной прецессии узла кольца (без учета самогравитации) оказался равен $T_{\Omega} = 12.9 \pm 0.7$ д, а период положительной прецессии линии апсид составил $T_{\omega} \approx 8.08$ д.

Как видим, оба периода прецессии кольца Хаумеа сравнительно небольшие, и вековая эволюция для этого кольца по углам Ω и ω происходит в быстром темпе. Но все относительно: за один период прецессии плоскости кольца сам планетоид Хаумеа успевает сделать около 80 полных оборотов вокруг своей оси. Это обстоятельство и подтверждает необходимость нахождения усредненного по долготе потенциала неоднородного центрального эллипсоида.

Было установлено, что резонанс 3 : 1 в движении частиц кольца выполняется лишь приблизительно: вместо 3 мы нашли значение $\alpha \approx 2.85$, поэтому резонанс не является острым. Как следствие, время усреднения дополнительных возмущений, возникающих от неострого резонанса, оказалось на порядок меньше, чем время прецессии плоскости кольца в азимутально усредненном поле Хаумеа. Это подтверждает адекватность нашего подхода.

Можно предположить, что причиной существования резкой внешней границы кольца Хаумеа и является существование вблизи этой границы резонанса 3 : 1.

В последующем в динамике нужно учитывать влияние самогравитации кольца. Этой сложной теме будет посвящена наша следующая работа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. Bérard, B. Sicardy, M. Assafin, F. Braga-Ribas, et al.*, American Astronomical Society, DPS meeting #47, id.104.02 (2015).
2. *F. Braga-Ribas, B. Sicardy, J. L. Ortiz, et al.*, Nature **508**, 72 (2014).
3. *B. P. Kondratyev*, Astrophys. and Space Sci. **361**, 169 (2016).
4. *J. L. Ortiz, P. Santos-Sanz, B. Sicardy, et al.*, Nature **550**, 219 (2017).
5. *M. E. Brown, A. H. Bouchez, D. L. Rabinowitz, et al.*, Astrophys. J. Lett. **632**, L45 (2005).
6. *D. L. Rabinowitz, K. Barkume, M. E. Brown, et al.*, Astrophys. J. **639**, 1238 (2006).
7. *P. Lacerda, D. Jewitt, and N. Peixinho*, Astron. J. **135**, 1749 (2008).
8. *M. E. Brown, M. A. van Dam, A. H. Bouchez, et al.*, Astrophys. J. **639**, L43 (2006).
9. *D. Ragozzine and M. E. Brown*, Astron. J. **137**, № 6, 4766 (2009).

10. *B. P. Kondratyev and V. S. Kornoukhov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **478**, 3159 (2018).
11. *B. P. Kondratyev*, Sol. Syst. Res. **46**, 352 (2012).
12. *В. А. Антонов, И. И. Никифоров, К. В. Холшевников*, *Элементы теории гравитационного потенциала и некоторые случаи его явного выражения* (Изд-во СПбГУ, 2008).
13. *B. P. Kondratyev and V. S. Kornoukhov*, Tech. Phys. **64**, 1395 (2019).
14. *B. P. Kondratyev and V. S. Kornoukhov*, Astron. Rep. **64**, 434 (2020).
15. *Г. Н. Дубошин*, *Небесная механика. Основные задачи и методы* (М.: Наука, 1975).
16. *Б. П. Кондратьев*, *Теория потенциала. Новые методы и задачи с решениями* (М.: Мир, 2007).
17. *B. Sicardy, S. Renner, R. Leiva, F. Roques, M. El Moutamid, P. Santos-Sanz, and J. Desmars*, in *The Trans-Neptunian Solar System*, Eds. D. Pralnik, M. A. Barucci, L. Young (Elsevier, 2020, p. 249–269).
18. *Х. Альвен, Г. Аррениус* *Эволюция Солнечной системы* (М.: Мир, 1979).
19. *B. P. Kondratyev*, Sol. Sys. Res. **48**, 396 (2014).

УДК 006.91

ИЗМЕРЕНИЯ УКЛОНЕНИЙ ОТВЕСА НА ИЗВЕСТНОЙ МОСКОВСКОЙ АТТРАКЦИИ С ПОМОЩЬЮ ЦИФРОВОГО АСТРОИЗМЕРИТЕЛЯ

© 2020 г. М. М. Мурзабеков^{1, *}, В. Ф. Фатеев^{1, **}, П. А. Юзефович^{2, ***}

¹ *Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, Менделеево, Россия*

² *Московский государственный университет геодезии и картографии (МИИГАиК), Москва, Россия*

*E-mail: murzabekov@vniiftri.ru

**E-mail: fateev@vniiftri.ru

***E-mail: p_yuzefovich@miigaik.ru

Поступила в редакцию 19.12.2019 г.

После доработки 04.03.2020 г.

Принята к публикации 30.05.2020 г.

В работе рассмотрены результаты измерений значений составляющих уклонений отвесной линии (УОЛ) с цифровым астроизмерителем на Московской гравитационной аномалии (аттракции), которая была обнаружена еще в 1850-х годах профессором астрономии Московского университета Б.Я. Швейцером. Статья основана на докладе, сделанном на конференции “Астрометрия вчера, сегодня, завтра” (ГАИШ МГУ, 14–16 октября 2019 г.).

DOI: 10.31857/S0004629920100059

1. ВВЕДЕНИЕ

Отвесной линией называется касательная к силовой линии поля силы тяжести. Направление отвесной линии задает ориентацию вертикальной оси z в топоцентрической (натуральной) системе координат. Угол между отвесной линией и плоскостью земного экватора является астрономической широтой.

Астрономо-геодезическим уклонением отвеса (или отвесной линии — далее УОЛ) называется угол между отвесной линией и нормалью к поверхности отсчетного эллипсоида.

Эта малая величина имеет среднее значение $8''$ (для общеземного эллипсоида) и меняется весьма нерегулярно вследствие неоднородности поля силы тяжести. В горных районах значение УОЛ возрастает, но не превышает $100''$.

УОЛ напрямую связана с разностью астрономических и геодезических координат. Долгое время определение УОЛ было единственным методом изучения формы уровенной поверхности потенциала силы тяжести (т.н. астрономо-геодезический метод) и его знание было необходимо геодезистам для редуцирования угловых измерений на отсчетную поверхность. С развитием гравиметрии появились другие способы решения этой задачи (понимаемой теперь как краевая за-

дача теории потенциала) [1], и в середине XX века астрономо-геодезический метод перестал применяться.

В настоящее время на смену традиционным линейно-угловым измерениям и астроопределениям пришли спутниковые системы и цифровые зенитные телескопы. Появилась возможность на новом уровне вернуться к геометрическому методу изучения формы уровенной поверхности (высот геоида). Кроме того, непосредственное определение УОЛ имеет прежнюю актуальность в задачах, связанных с баллистикой и определением астрономического азимута.

2. МОСКОВСКАЯ ГРАВИТАЦИОННАЯ АНОМАЛИЯ (АТТРАКЦИЯ)

2.1. Обнаружение гравитационной аномалии Б.Я. Швейцером

В 1862 г. из стен типографии Московского университета вышла книга “Исследование местной аттракции, существующей около Москвы”. Эта книга, посвященная анализу аномалий силы тяжести, обнаруженных в окрестностях Москвы, была написана профессором астрономии Московского университета Богданом Яковлевичем (Каспаром Готфридом) Швейцером [2].

Первые измерения составляющей уклонения отвесной линии (УОЛ) по широте (вдоль меридиана) Б.Я. Швейцер провел в 1848 г. (в то время су-

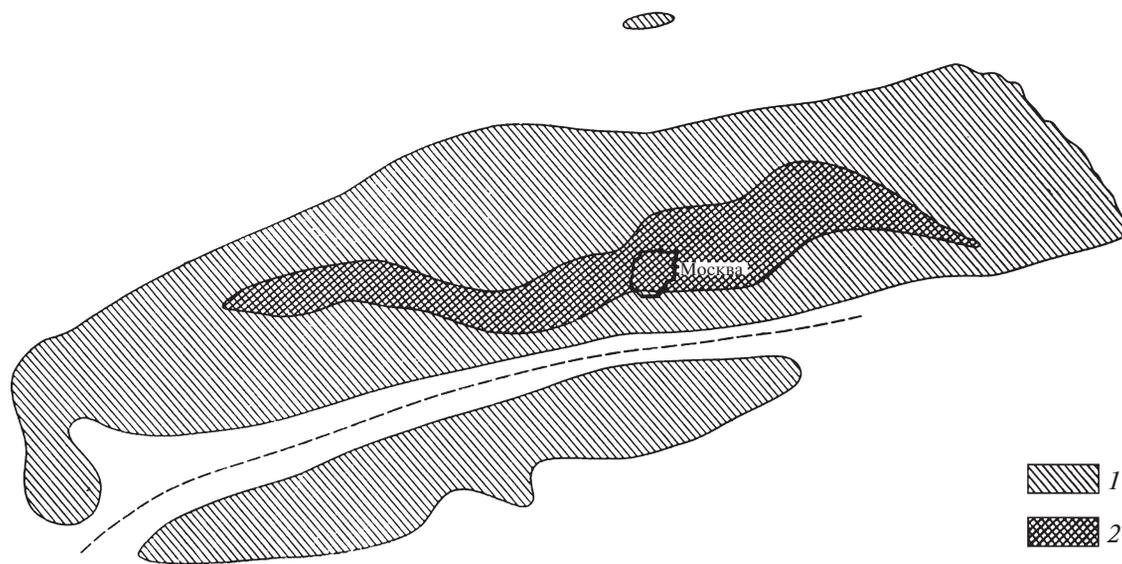


Рис. 1. Окончательная карта уклонений отвеса, измеренных Б.Я. Швейцером с 1848 по 1863 г. в районе Московской гравитационной аномалии.

ществовала возможность определения только этой составляющей УОЛ). Затем в ходе организованных экспедиций в 1853, 1858 и 1859 г. Б.Я. Швейцер при содействии студентов Межевого института осуществил детальную гравиметрическую съемку территории Московской губернии. А в 1862 г. в уже упоминавшейся монографии “Исследования Московской аттракции” Б.Я. Швейцер опубликовал математически обработанные итоги этой съемки, включающие карту УОЛ по широте (рис. 1). На окончательной карте темным цветом заштрихованы участки со значениями уклонения отвесной линии более $4''$ по абсолютной величине, светлым – от $2''$ до $4''$. Области с уклонениями менее $2''$ не заштрихованы. Таким образом, на карте ясно видны структуры аномального распределения подземных масс [3].

2.2. Геологическая структура аттракции

По современным данным Московская аттракция является проявлением геологической структуры, носящей название Подмосковский авлакоген, или глубокий и узкий грабен в фундаменте древней платформы, заполненный осадками (рис. 2).

В соответствии с геологическим строением аттракции, гравитационная аномалия вызвана наличием длинного разлома в кристаллической платформе, на которой находится Московская область [4]. Плотность вещества платформы равна 2.7 г/см^3 , а плотность осадочных пород, которыми сверху покрыта платформа и которыми заполнен разлом, составляет $2.2\text{--}2.3 \text{ г/см}^3$.

Как известно, изменение знака УОЛ для простейшей модели точечной или сферической аномальной массы происходит непосредственно над местом ее залегания [5]. Пример изменения знака УОЛ над точечной аномальной массой представлен на рис. 3.

3. ИЗМЕРЕНИЯ УОЛ НА ИЗВЕСТНОЙ МОСКОВСКОЙ АТТРАКЦИИ С ПОМОЩЬЮ ЦИФРОВОГО АСТРОИЗМЕРИТЕЛЯ

3.1. Описание цифрового астроизмерителя УОЛ

Астроизмерители УОЛ (в зарубежной литературе используется название “цифровая зенитная камера” – digital zenith camera) обеспечивают определение УОЛ в сеансах измерений в режиме реального времени в точке размещения. Эти приборы в силу высокой точности и оперативности получили широкое распространение в ряде стран [6, 7]. Точность существующих стационарных астроизмерителей находится в пределах $0.2''\text{--}0.3''$, а точность единичных измерений может достигать до $0.1''$. Время измерений в точке размещения не более 1.5 ч. Они являются автоматизированными и транспортабельными.

В существующем методе измерений УОЛ телескоп поворачивают вокруг своей оси в горизонтальной плоскости, измерение положения звезд выполняют в двух его противоположных положениях. При этом необходимо:

1) перед началом измерений определить калибровочные коэффициенты – масштабные коэффициенты и угол скрещивания осей инклинометра, углы взаимной ориентации осей инклино-

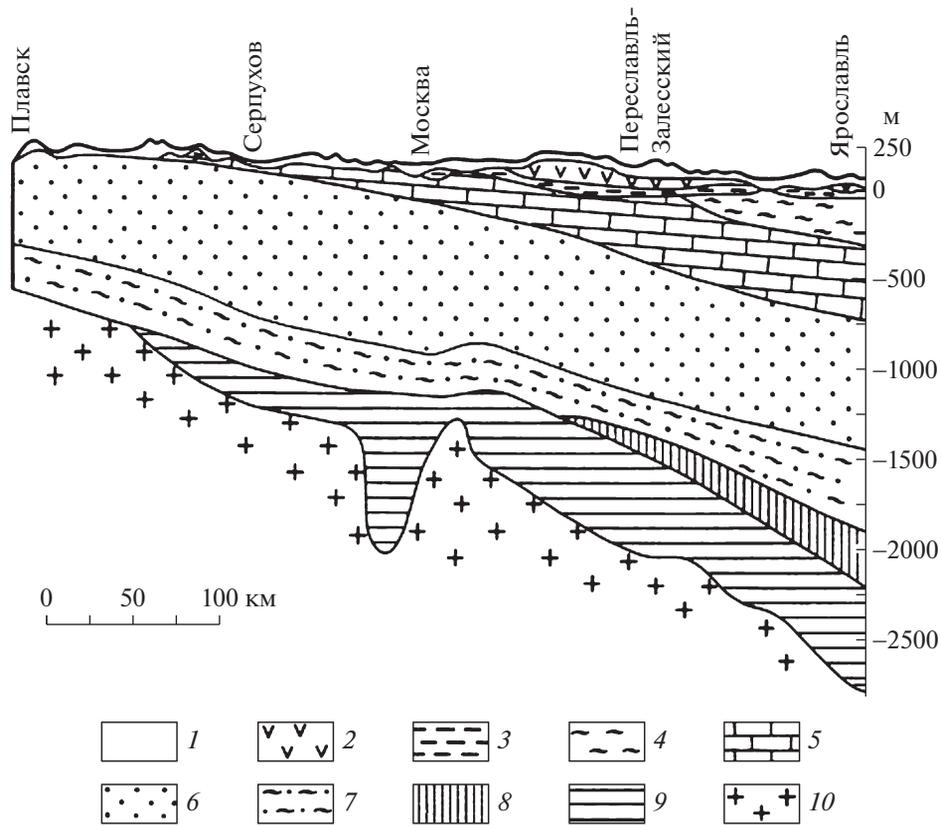


Рис. 2. Геологический разрез Московской области.

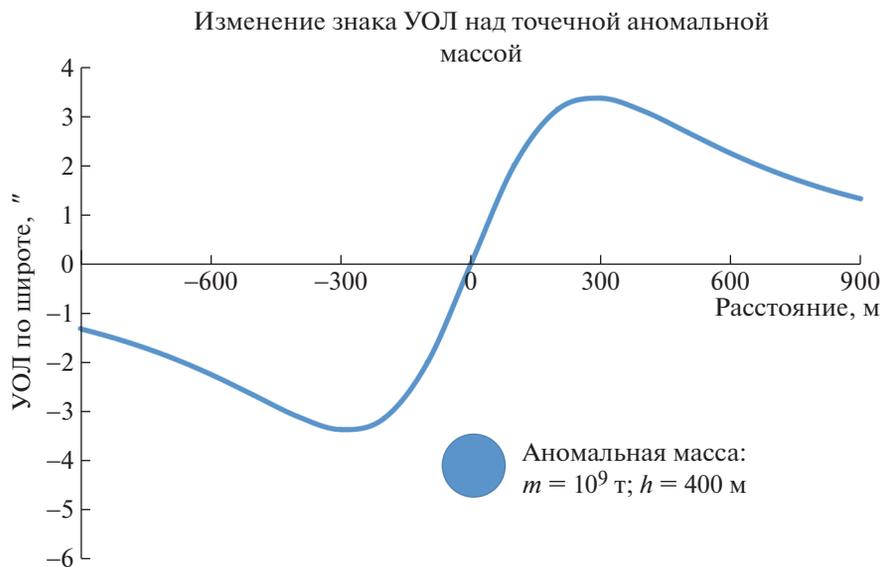


Рис. 3. Пример изменения знака УОЛ над точечной аномальной массой.



Рис. 4. Макет астроизмерителя УОЛ.

метра и ПЗС-сенсора, которые в дальнейшем учитываются как постоянные величины;

2) осуществить разворот телескопа на 180° в горизонтальной плоскости с погрешностью не хуже $10''$;

3) обеспечить стабильность положения горизонтального основания, на котором установлен астроизмеритель.

3.2. Описание макета цифрового астроизмерителя с новым методом измерений

Во ФГУП «ВНИИФТРИ» разработан макет астроизмерителя УОЛ, представленный на рис. 4. В макете астроизмерителя применен новый метод измерений. В соответствии с новым методом измерения можно выполнять в произвольных направлениях оптической оси телескопа и при произвольных углах в горизонтальной плоскости и отличаться от серии к серии. Наиболее эффективная реализация метода заключается в дискретном вращении телескопа в горизонтальной плоскости дважды с измерениями по схеме, показанной на рис. 5.

При этом новый метод обладает следующими преимуществами:

1. В каждой серии происходит оценивание и учет калибровочных коэффициентов астроизмерителя, т.е. происходит автокалибровка прибора. Это повышает оперативность наблюдений.

2. Оценка и учет калибровочных коэффициентов для каждой серии позволяют избежать погрешностей, которые могут возникать при их изменении между сериями измерений.

3. Предложенный метод измерений не требует устройства специального жесткого основания и высокоточного измерения угла поворота телескопа в горизонтальной плоскости.

Более подробно предложенный метод описан в работе [8].

Испытания макета астроизмерителя с новым методом измерений происходили на различных географических точках России: в Калужской, Новгородской и Московской областях. При этом получено, что среднее СКО измерений УОЛ не превышает $0.2''$, а СКО единичных измерений доходит до $0.1''$ и лучше.

3.3. Измерения УОЛ на аттракции с помощью цифрового астроизмерителя

С астроизмерителем проведены измерения УОЛ на Московской аттракции летом 2019 г. Был построен профиль УОЛ вдоль линии, пересекающей аттракцию с севера на юг. Профиль состоит из 21 точки со средним расстоянием 4.5 км между ними. На двух точках профиля проводились повторные контрольные наблюдения. При этом получено, что разность УОЛ на них не превышает

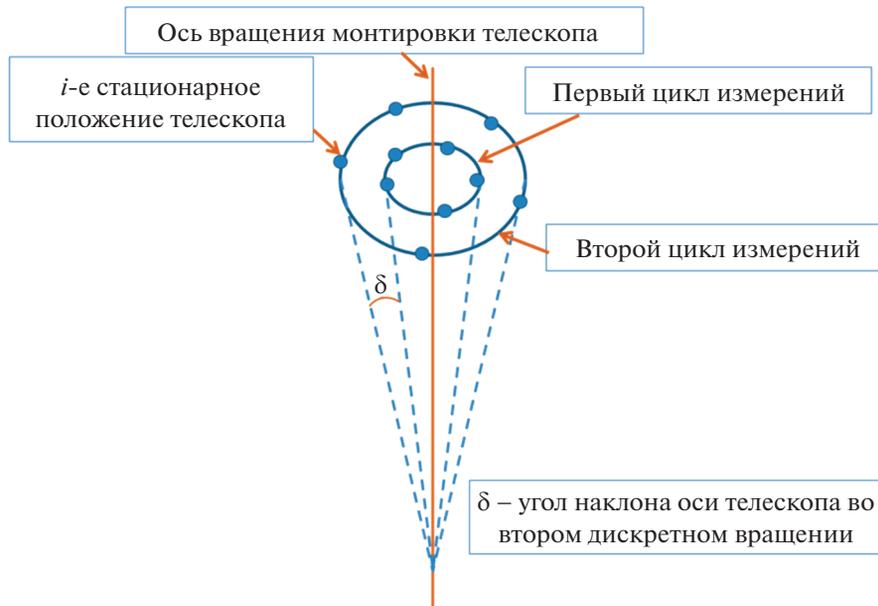


Рис. 5. Пример практической реализации нового метода измерений УОЛ.

0.1", что говорит о хорошей повторяемости результатов измерений.

Первые измерения на аттракции начались в конце мая 2019 г. В первые наблюдательные ночи измерения выполнялись только на трех точках. Это было связано со световым режимом: наблюдения начинались около 23:00 и длились всего 3 часа до 02:00. В дальнейшем, в связи с увеличением длительности ночи, наблюдения в конце июля—начале августа можно было выполнять уже на 4 и более точках.

Точки измерений с астроизмерителем на аттракции подбирались, исходя из следующих требований:

1. *Наличие твердого основания.* Астроизмеритель предназначен для выполнения наблюдений только в стационарном состоянии и только на твердом основании. При этом разработанный метод измерений позволяет выполнять наблюдения с астроизмерителем на любом заранее неподготовленном твердом основании, к которому можно отнести грунтовые, асфальтовые дороги и площадки, т.е. более нет необходимости в специальных железных, бетонных или иных основаниях. Одно из основных условий — стабильность плоскости основания во время измерений в каждом стационарном положении телескопа.

2. *Отсутствие вибраций от сильно загруженных автомобильных дорог.* Вибрации, которые возникают от проезжающих машин, особенно больших, приводят к сильному разбросу показаний инклинометра. В связи с этим расстояние до дорог должно быть не менее 100 м.

3. *Отсутствие засветок от уличного освещения.* Одно из основных условий измерений — отсутствие непосредственного попадания прямой паразитной засветки от уличных фонарей на объектив телескопа. Для этого в составе астроизмерителя используется бленда, которая отсекает паразитную боковую засветку от различных источников: фонарей уличного освещения, проезжающих машин и т.д. В связи с этим выполнение наблюдений с астроизмерителем возможно при расстоянии не менее 30–40 м от источников освещения.

4. *Открытость небосвода.* В состав астроизмерителя входит ГНСС-приемник с антенной для определения геодезических координат точки измерений. При этом точность определения геодезических координат напрямую влияет на точность определения составляющих УОЛ. Для обеспечения достаточного количества наблюдаемых навигационных спутников и высокой точности определения геодезических координат необходимо располагать астроизмеритель вдали от высотных объектов, деревьев, зданий и т.д. Также следует минимизировать помехи, исходящие от радио- и электрического оборудования, в частности, от высоковольтных линий электропередачи. Помехи от них могут привести к временному или полному срыву слежения за спутником, и даже полной невозможности производить измерения на пункте.

Время измерений с астроизмерителем в каждой точке составляло около 45 минут и включало:

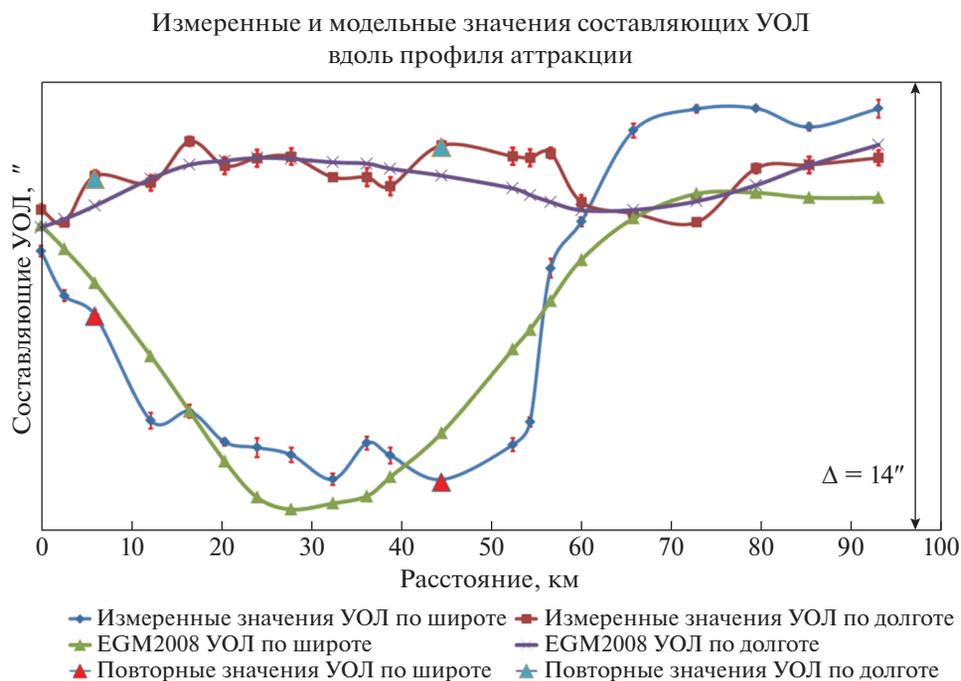


Рис. 6. Измеренный и модельный профили составляющих УОЛ на аттракции.

1) *время на подготовку астроизмерителя* — не более 15 мин (сборка астроизмерителя, выравнивание по показаниям инклинометра; определение геодезических координат; в случае необходимости, фокусировка на изображение звездного неба; получение тестовых кадров звездного неба и показаний инклинометра);

2) *время на измерения*: 5 серий измерений по 6 мин. В каждом стационарном положении телескопа делается кадр звездного неба, записываются текущие показания инклинометра, температура окружающей среды и геодезические координаты. Вся эта информация сохраняется в формате FITS для последующей обработки. При этом заранее известны данные звездного каталога, параметры движения полюса и поправки ко времени UT1–UTC, получаемые из бюллетеней Международной Службы вращения Земли;

3) *время на вычисление значений УОЛ*: обработка данных измерений для оценки текущих значений УОЛ составляет не более 30 с и может выполняться во время процесса измерений.

3.4. Результаты измерений и сравнение их с модельными значениями

Заранее для точек профиля Московской аттракции вычислены значения УОЛ по глобальной модели геопотенциала EGM2008. Измеренный и модельный профили УОЛ показаны на

рис. 6. Из рис. 6 видно, что профили УОЛ, построенные по модели EGM2008, сглажены в силу низкого разрешения модели (18–20 км), в то время как измеренные профили показывают сильную изрезанность УОЛ вдоль профиля.

На рис. 7 показаны разности составляющих УОЛ между измеренным и модельным профилями. Как видно из рис. 7, наблюдается существенная разность между измеренными и модельными значениями УОЛ. Эта разность УОЛ по широте изменяется от $-3''$ до $+2.8''$ с СКО $1.9''$, а по долготе — от $-0.66''$ до $+1.54''$ с СКО $+0.64''$.

Из сопоставления разностей следует, что значение УОЛ на Московской аттракции претерпевает вдоль профиля значительно более резкое изменение, чем это предсказано моделью. Характерно, что наибольшее расхождение с моделью происходит дважды, по обе стороны от места, где составляющая УОЛ в меридиане меняет знак между 50 и 60 км профиля (см. рис. 6). При этом предположительные места максимумов УОЛ соответствуют наибольшим расхождениям между измеренными значениями и моделью гравитационного поля EGM2008.

В соответствии с геологической структурой аттракции, отвесная линия, находящаяся над разломом, отклоняется и к одному и к другому его краю, что приводит к возникновению положительных и отрицательных максимумов и расположенной между ними линии нулевых отклонений.



Рис. 7. Разности УОЛ между измеренным и модельным профилями.

Это хорошо наблюдается на графике измеренных значений УОЛ (см. рис. 6, расстояние от 40 до 80 км).

3.5. Сравнение с картой Б.Я. Швейцера

Непосредственное сравнение измеренных значений со значениями, полученными по карте Б.Я. Швейцера, является затруднительным по нескольким причинам:

1) на карте Б.Я. Швейцера приводятся названия населенных пунктов, в которых проводились наблюдения. Но даже при возможности их идентификации на современной местности у нас нет информации о точном местоположении самого измерительного пункта. Некоторые населенные пункты вошли со временем в состав Москвы и городов-спутников, многие населенные пункты значительно увеличились в размерах. Поэтому непосредственное выполнение наблюдений внутри населенных пунктов стало невозможно, в том числе и из-за засветки от уличного освещения;

Таблица 1. Разброс значений УОЛ между минимальным и максимальным значениями на идентифицированных точках профиля

Вид профиля	Разброс
Измеренный	10.8"
Модельный	5.8"
По карте Б.Я. Швейцера	11.2"

2) значения составляющей УОЛ на карте Б.Я. Швейцера приведены относительно эллипсоида Бесселя. Прямой пересчет значений УОЛ затруднен в связи с неопределенностью элементов ориентирования эллипсоида относительно системы координат ПЗ-90.11. Однако параметром, не зависящим от выбора системы координат, является разброс значений УОЛ между минимальным и максимальным значениями на идентифицированных точках вдоль измеренного профиля (табл. 1).

По данным табл. 1 важно отметить, что значения УОЛ, измеренные Б.Я. Швейцером и с помощью астроизмерителя, согласуются друг с другом лучше, чем с глобальной моделью.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, по результатам исследований можно сделать следующие выводы:

- 1) с помощью современного цифрового астроизмерителя получены уточненные значения УОЛ на известной Московской аттракции;
- 2) измеренные значения УОЛ согласуются с измерениями Б.Я. Швейцера лучше, нежели чем с модельными значениями;
- 3) точность измерений УОЛ значительно повышена при использовании современного цифрового астроизмерителя с 1", характерной для измерителей позапрошлого века, до 0.2";
- 4) результаты измерений УОЛ с помощью астроизмерителя согласуются с геологической структурой Московской аттракции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М. С. Молоденский, *Физика Земли*, № 11, 122 (1967).
2. Б. Я. Швейцер, *Исследование местной аттракции, существующей около Москвы. Сообщения первое и второе* (М.: Университетская типография, 1862).
3. А. Е. Медунин, *Развитие гравиметрии в России* (М.: Наука, 1967).
4. http://www.sai.msu.ru/history/town_mencin.html (2019).
5. Л. В. Огородова, А. П. Юзефович и Б. П. Шимбирев, *Гравиметрия* (М.: Недра, 1978).
6. C. Hirt, *Entwicklung und Erprobung eines digitalen Zenitkamarasystems für die hochpräzise Lotabweichungsbestimmung*, Ph.D. Thesis, Wissen. Arb. der Fachrichtung Geodäsie und Geoinformatik an der Universität Hannover, Nr. 253 (2004).
7. K. Halicioğlu, R. Deniz, and H. Özener, *Determining astro-geodetic deflections of the vertical using digital zenith camera system*, 26th IUGG General Assembly 2015, Prague (2015).
8. М. М. Мурзабеков, В. Ф. Фатеев, А. В. Пругло, С. С. Равдин, *Астрон. журн.* **95**, 912 (2018).