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

e-ISSN 2712-8318
9 772712 831005

ISSN 2658-5669
9 772658 566009

ISSN 2658-5669 e-ISSN 2712-8318

НАУЧНЫЕ ТРУДЫ ИНСТИТУТА АСТРОНОМИИ РАН

INASAN SCIENCE REPORTS

ТОМ 6
ВЫПУСК 4

ИНАСАН

МОСКВА
2021

УДК 52
ББК 22.6
Н34

Н34 **Научные труды Института астрономии РАН. Том 6(4).** –
М.: Изд-во Янус-К, 2021, 36 с., илл.

ISSN 2658-5669 e-ISSN 2712-8318

Редколлегия

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

Секретарь редколлегии Вибе Е.Д.

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

© ИНАСАН, 2021
© Коллектив авторов, 2021

INASAN Science Reports. Vol 6(4). M.: Janus-K, 2021, 36 pp.

ISSN 2658-5669 e-ISSN 2712-8318

Editorial Board

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

Staff Editor E.D. Wiebe

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

© INASAN, 2021
© Author team, 2021

Научное издание

Научные труды
Института астрономии РАН.
Том 6 (4)

Сдано в набор 20.12.2021. Подписано в печать 31.12.2021
Формат 60x90/8. Бумага офсетная
Уч.-изд. п.л. 4,5. Физ. п.л. 4,5. Тираж 100. Заказ №7564

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

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

Образование горячих планет в околозвездном газопылевом диске

Тутуков А.В., Федорова А.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Формирование звезд часто ведет к образованию около них компактных газопылевых дисков. Вязкость газа приводит со временем к расширению этих дисков и образованию пыли на их холодной периферии. Рассмотрены два возможных сценария эволюции таких дисков со временем, описывающих образование в них планет. В протяженных дисках с малой плотностью газа происходит аккумуляционная сборка планет земного типа, в основном из пылевого компонента диска. В компактных плотных дисках, вероятно, возможна прямая фрагментация газа, обусловленная гравитационной неустойчивостью диска, с образованием горячих юпитеров с орбитальными периодами меньше 10 дней. Наличие этих двух различных сценариев может помочь понять причину наблюдаемой бимодальности распределения по массам близких к своим звездам горячих планет.

Ключевые слова: планеты: образование, протопланетные диски

Formation of hot planets in the circumstellar gas-dust disk

Tutukov A.V., Fedorova A.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

The formation of stars often leads to the formation of compact gas-dust disks near them. The viscosity of the gas leads over time to the expansion of these disks and the formation of dust on their cold periphery. Two possible scenarios of the evolution of such disks over time, describing the formation of planets in them, are considered. In extended disks with low gas density, the accumulative assembly of terrestrial-type planets occurs, mainly from the dust component of the disk. In compact dense disks, it is probably possible to direct fragmentation of gas under the influence of its self-gravity with the formation of hot jupiters with orbital periods less than 10 days. The presence of these two different scenarios may help to understand the reason for the observed bimodality of the mass distribution of hot planets close to their stars.

Keywords: planets: formation, protoplanetary disks

DOI: 10.51194/INASAN.2021.6.4.001

1. Введение

Образование Солнечной планетной системы — предмет давнего и активного интереса физиков и астрономов. И. Ньютон, П. Лаплас, И. Кант, А. Пуанкаре заложили основы физического и математического аппарата, необходимого для изучения условий образования планетных систем. Во второй половине XVIII века И. Кант и П. Лаплас предложили первый сценарий образования планетной системы в околозвездном газовом диске. Анализ планет Солнечной системы и систем спутников ее гигантских планет утвердил околозвездные газопылевые диски, как место формирования планет, а аккумуляцию пылевого компонента — как вероятный механизм их образования [1, 2]. Давно было понято, что формирование планетных систем — общее явление при образовании звезд в ходе гравитационного коллапса холодных газопылевых облаков [3, 4]. Образование планет приписывалось аккумуляционным процессам в околозвездном газопылевом диске. Однако следует признать, что планетная космогония не ограничивалась классическим сценарием Канта-Лапласа для образования околозвездного газового диска. Дж. Джинс [5] предложил прямые столкновения звезд как возможную причину появления околозвездного газового диска и планет. Ф. Хойл [6] допускал близкий взрыв сверхновой звезды в качестве поставщика газа Солнцу. Г. Койпер [7] и Э. Эпик [8] предложили гипотезу о возможности образования Юпитера и других планет-гигантов в результате фрагментации газового диска из-за его гравитационной неустойчивости. Таким образом, в астрофизике утвердились два основных сценария образования планет в околозвездных газопылевых дисках. В первом из них планеты образуются в результате столкновительной аккумуляции твердотельных астероидов в протяженном газопылевом диске. Во втором сценарии планеты появляются в результате гравитационной неустойчивости диска. Рост планет сопровождается аккрецией газовой части исходного вещества диска. Условие гравитационной неустойчивости кеплеровского диска было найдено В. Сафроновым [9], который показал, что длина волны гравитационной неустойчивости околозвездного диска порядка восьми шкал высоты по давлению или толщин диска. Позднее А. Томре [10] нашел аналитическое выражение для условия неустойчивости диска, которое мы рассматриваем ниже.

Основной причиной появления околозвездного газопылевого диска следует считать исходный коллапс протозвездного газопылевого облака с начальным угловым моментом, слишком большим для образования одиночной звезды, но недостаточным для образования даже самой тесной двойной системы. Частота появления таких дисков и планет около одиночных звезд близка к 30% [11]. После обнаружения первой внесолнечной планетной системы [12] планетная космогония превратилась в одно из самых популярных направлений современной наблюдательной и теоретической астрофизики. Анализ текущей астрофизической литературы подтверждает, что всестороннее изучение условий образование планет и планетных систем, действительно,

остается одной из самых актуальных тем современной наблюдательной и теоретической астрофизики, и этой теме посвящено много обзоров [13].

Детальный анализ эволюции одиночных и двойных звезд Галактики в межзвездной газовой среде показал, что появление околозвездных газовых дисков сопровождает эволюцию звезд на всех стадиях, связанных с аккрецией ими газа. Обнаружение инфракрасного излучения молодых звезд сделало их надежным индикатором мест текущего планетообразования [14]. Инструментарий для поиска внесолнечных планетных систем был развит в ходе предшествующего наблюдательного исследования двойных звезд: это поиск затмений и анализ эффекта Доплера. По достижению необходимой точности этого инструментария была открыта дорога в мир планетных систем Галактики [12, 15]. Число обнаруженных систем на сегодня превышает несколько тысяч, что позволяет анализировать их свойства с точки зрения условий образования планетных систем.

Как и ожидалось, большинство обнаруженных планетных систем принадлежит звездам главной последовательности (ГП) с массами порядка солнечной [16], хотя важно, что планеты с массами от 0.001 $M_{\rm J}$ до 2 $M_{\rm J}$ (где $M_{\rm J}$ — масса Юпитера) найдены и около звезд меньших масс (до 0.1 $M_\odot$) и даже около коричневых карликов с массой всего в несколько десятков $M_{\rm J}$ [17, 18]. Наблюдения подтвердили ожидаемую долю звезд с планетами, которая оказалась близка к трети. Но что было совершенно неожиданным — это большое количество горячих и массивных планет, так называемых горячих юпитеров, близких к своим звездам и имеющих орбитальные периоды короче 10 дней. То есть большая часть известных планетных систем умещается в пределах орбиты Меркурия, ближайшей к Солнцу планеты. Конечно, очевидные эффекты наблюдательной селекции в первую очередь способствуют обнаружению планет, самых близких к своим звездам. Но в пределах орбиты Меркурия в Солнечной системе планет нет! Кроме того, найдено, что в 169 планетных системах имеется только по одному горячему юпитеру в пределах орбитальных периодов менее 14 дней [19].

Появление отдельных горячих планет можно было бы, конечно, объяснить результатом «сброса» их со своих орбит в ходе тесного взаимодействия далеких и достаточно массивных планет [20, 21]. Другая возможность объяснения причин появления горячих юпитеров связана с возможной миграцией планет в плотных газовых дисках [22]. Но большое количество наблюдаемых горячих юпитеров и главное, большая насыщенность по крайне мере некоторых из изученных планетных систем такими планетами [23, 24], приводят к выводу о возможном образовании таких планет именно на их наблюдаемых орбитах в горячей зоне протопланетных газовых дисков. В итоге наблюдения надежно демонстрируют, что для планет с орбитальными периодами короче 10 дней имеется бимодальность распределения по планетным массам [25, 17]. Они делятся на два класса: планеты земного типа и планеты типа горячих юпитеров, что предполагает два различных сценария их образования. В данной работе мы рассматриваем эту проблему с помощью аналитических оценок, на основе современных представлений об эволюции одиночных и тесных двойных звезд [12] и с учетом наблюдаемых свойств нескольких тысяч известных на сегодня планетных систем.

2. Наблюдаемые свойства окозвездных газопылевых дисков и планетных систем

Большинство звезд рождаются двойными или в системах большей кратности [26]. Причина очевидна — необходимость аккумулировать угловой момент вращающегося исходного протяженного газового облака в условиях очевидной неэффективности отвода момента в ходе коллапса этого облака. Облака с начальным угловым моментом, недостаточным для образования даже самых тесных двойных звезд, производят, вероятно, основную часть наблюдаемых планетных систем [11, 12]. Интересно, что часть планетных систем может образоваться и в ходе эволюции тесных двойных звезд различных типов [13]. При этом планеты обнаружены как около их компонентов, так и около двойных систем в целом [14].

Современные каталоги, включающие около четырех тысяч внесолнечных планетных систем, позволяют представить в общих чертах их основные свойства, необходимые для уточнения сценариев их возникновения. Распределение планет избранной системы по большой полуоси орбиты a может быть представлено соотношением [11, 15]:

$$dN = 4\ dlga. \tag{1}$$

Величина численного коэффициента диктуется, вероятно, условием устойчивости планетных орбит или, другими словами, массами планет. Например, планетная система TRAPPIST-1 с семью планетами малой, земной массы представляется выражением: $dN = 8\ dlga$ [20]. То есть «плотность» планет в этой системе по причине их малых масс заметно увеличена. Интересно, что остающееся в течении почти двухсот лет неясным физическое содержание закона Тициуса-Боде: $a_n(a.e.) = 0.4 + 0.3 \times 2^{n-1}$ [21] практически совпадает с указанным распределением и может быть также сведено к условию устойчивости планетных орбит при $dN = 3.3\ dlga$.

Внешняя граница планетной части Солнечной системы, около 40 а.е., вероятно, определяется условием аккумуляционной сборки планет за Хаббловское время [11]. Внутреннюю границу системы мы считаем близкой к границе испарения пыли [22]. В целом для звезды солнечной массы отношение максимальной большой полуоси орбиты планеты к минимальной составляет около ста, что допускает для типичной планетной системы, согласно последней формуле, существование около десятка планет на орбитах, близких к круговой.

И если принять, что каждая третья звезда имеет планетную систему [11], то число планет в Галактике почти в три раза превосходит число звезд в ней.

В ходе формирования планетной системы часть планет оказывается на неустойчивых орбитах, и в процессе гравитационного взаимодействия двух близких планет планета меньшей массы может быть выброшена из своей системы. Условие потери планеты: $m/r > M/a$ [23], где m и r — масса и радиус более массивной планеты, M — масса звезды, a — большая полуось более массивной планеты. Таким образом в галактиках создается довольно обильное поле свободных планет, не связанных с родительскими звездами. Эти планеты успешно регистрируются теперь методом гравитационного микролинзирования [27]. Кроме того, взаимодействие близких планет в молодых системах способно придать их орбитам большие эксцентриситеты, которые реально наблюдаются у части планет.

Начальные параметры протопланетного диска можно оценить, рассматривая исходный угловой момент газопылевого облака. Рождаясь, как правило, кратными, большинство звезд аккумулируют этот момент в орбитальном движении компонентов [22, 24]. Если же начальный момент недостаточен для образования даже самой тесной двойной с начальной большой полуосью орбиты около шести солнечных радиусов, но превосходит момент, аккумулируемый одиночной звездой, то молодая звезда оказывается окруженной компактным газопылевым протопланетным диском с начальным радиусом всего порядка десяти солнечных радиусов [11]. Этот диск, будучи вязким и расширяясь со временем, производит разделение вещества и углового момента в ходе аккреции большей части вещества молодой звездой. Характерные размеры наблюдаемых околозвездных газовых дисков составляют 10–200 а.е. [28]. Масса дисков таких размеров, необходимая для аккумуляции избыточного исходного углового момента газового облака, оценивается в $\sim 0.01 M_\odot$ [11]. Тут необходимо отметить, что на стадии активной аккреции при образовании звезды оптическая толща оболочки велика, поэтому наблюдаемые диски отвечают возрастам в несколько миллионов лет, когда скорость аккреции газа исходного холодного газопылевого облака звездой существенно упала, а вязкость многократно расширила обусловленные начальным угловым моментом исходные компактные размеры диска [29].

Пример численной модели протопланетного диска позволяет увидеть основные стадии его формирования [30]. Эти диски становятся местами активного планетообразования и быстро эволюционируют, поэтому доля молодых звезд с обнаружимыми в оптике газопылевыми дисками за 30—40 миллионов лет жизни звезды падает почти в десять раз [26]. Планетообразование, звездный ветер звезды и ее расширение в ходе эволюции до нескольких астрономических единиц, казалось бы, могут полностью разрушить околозвездный газово-пылевой диск, но, вероятно, это не так. Наличие активных кеплеровских пылевых дисков позволяет объяснить переменное инфракрасное излучение вырожденных карликов [31]. Кроме того, заметное обилие тяжелых элементов в атмосферах вырожденных карликов требует для своего объяснения непрерывной аккреции этими карликами твердого вещества из их дисков [32]. Оба последних обстоятельства объясняются сохранением внешних частей околозвездных дисков в ходе эволюции звезды до стадии вырожденного карлика. Кроме того, очистка от пыли и планет внутренних частей диска вокруг звезды, расширяющейся в ходе эволюции до нескольких а.е., не препятствует сохранению облака Оорта, последующей диффузии твердотельного вещества внутрь диска и непрерывной аккреции этого вещества вырожденным карликом [33].

Может возникнуть вопрос о сохранении твердотельной (пыль, астероиды, кометы — ПАК) компоненты периферии диска на протяжении жизни звезды. Отсутствие наблюдаемых крупных планет при $a > 40$ а.е. исключает их участие в гравитационном «испарении» этого компонента. Оценим условие гравитационного ускорения и «испарения» ПАК-объектов на круговых орбитах около своих звезд проходящими звездами фона Галактики. Примем, что звезды одинаковой массы заполняют объем Галактики со средней плотностью ρ, двигаясь со средней скоростью v. Для ускорения ПАК-объекта проходящей звездой до скорости, превосходящей его кеплеровскую скорость, необходимо выполнение условия:

$$a > v/(G\rho t), \tag{2}$$

где a — минимальная большая полуось ускоряемого объекта, G — гравитационная постоянная, t — время жизни периферии ПАК-диска. Интересно, что это условие не зависит от массы звезд, но только от их средней пространственной плотности. При средней звездной плотности в окрестностях Солнца $\sim 10^{-22}$ г/см^3 и скорости 30 км/с околозвездные ПАК-диски с размерами менее 10^5 а.е. сохранятся даже в течении Хаббловского времени. Однако в плотной среде звездных скоплений или ядерных областей галактик с плотностью $\sim 10^{-19}$ г/см^3 предельные размеры сохраняющихся ПАК-дисков, согласно (2), не превышают 100 а.е. Формула (2) может быть использована и для оценки максимальных больших полуосей двойных звезд, сохраняющихся в звездных скоплениях. Интересно в этой связи отметить, что из наблюдений было, в частности, найдено, что в звездных скоплениях с возрастом около 10^9 лет число двойных звезд с $a > 1000$ а.е. в несколько раз меньше числа двойных звезд в поле [34]. Таким образом, (2) надежно оценивает условия сохранения структуры внешних частей ПАК-дисков и звездных спутников двойных звезд в звездной среде разной плотности.

Распределение ближайших к своим звездам планет по большим полуосям их орбит заслуживает специальной дискуссии. При орбитальных периодах, больших 10 дней, это распределение стандартно : $dN = 4\, dlga$

[22, 35]. При меньших орбитальных периодах (0.3 — 10 дней) оно заметно понижено и может быть представлено как $dN/dp \approx p^{-5/2}$ или $dN/da \approx a^{-4}$ [35, 36]. Причем важно, что расстояние между первой и второй планетой на оси lga много больше, чем характерное расстояние между остальными планетами ([35], Fig. 6). Это является наглядным следствием активного приливного торможения ближайших к своим звездам планет и следовательно, короткого времени их жизни. Существующие модели приливного торможения дейтвительно подтверждают такую возможность для планет с орбитальными периодами короче 10 дней ($a < 0.1$ а.е.) за время порядка Хаббловского [28]. Однако планеты с большими орбитальными периодами остаются на своих орбитах на время порядка времени жизни звезды на ГП. А планеты с большой полуосью, превышающей 5 а.е., остаются связанными с родительской звездой солнечной массы даже после превращения ее в вырожденный карлик после стадии красного сверхгиганта.

При изучении возможных сценариев образования планетных систем важен анализ наблюдаемого распределения планет в плоскости орбитальный период — масса планеты. Наблюдения надежно демонстрируют, что для планет с орбитальными периодами короче 10 дней имеется очевидная бимодальность распределения этих планет по своим массам [25, 17]. Ближайшие планеты расположены на расстояниях всего в несколько радиусов центральной звезды, в горячей зоне. Причем важно, что почти все известные горячие планеты с температурами порядка тысячи градусов и орбитальными периодами короче 10 дней явно делятся по массам на два класса [37]. При этом планеты одного класса имеют массы порядка нескольких земных масс и меньше, а второго — порядка нескольких юпитерианских масс [17, 18]. Для планет с орбитальными периодами больше 10 дней бимодальность распределения по массам исчезает. Нужно отметить, что число планетных систем с короткими орбитальными периодами всех планет в несколько раз меньше числа более широких систем [38]. Пока сложно назвать конкретную причину последнего. Ею может быть как приливное торможение близких к своим звездам планет [39], так и пониженная частота их образования, например, из-за высокой температуры в этой области.

Близость планет земных масс к своим звездам солнечного типа является либо свидетельством тугоплавкости их материала в рамках аккумуляционного сценария их формирования, либо результатом их «сброса» с более далеких орбит в результате гравитационного взаимодействия близких периферийных планет таких систем [40]. Последнее может быть нередким событием, если учесть наблюдаемое распределение планет в плоскости большая полуось — эксцентриситет орбиты [25]. Оно демонстрирует, что заметная часть орбит заметно эллиптична даже в системах с большими полуосями менее 1 а.е., что может служить аргументом активного взаимодействия по крайне мере некоторой части соседних планет на стадии их формирования. Например, ближайшая к своей звезде планета с орбитальным периодом всего 0.66 дня имеет орбиту, на 13° отклоняющуюся от плоскости орбит остальных пяти планет этой системы [41]. Не исключено также, что эта планета и другие планеты с заметно эллиптичными и/или наклоненными орбитами были «сброшены» с более далеких орбит. Но большая плотность распределения остальных горячих планет этой и других систем на близких к звезде круговых орбитах (см. формулу (1)) является надежным свидетельством их возникновения именно на наблюдаемых близких орбитах вблизи своей звезды.

3. Условия гравитационной устойчивости протопланетных газопылевых дисков

Очевидная бимодальность распределения наблюдаемых горячих планет по их массам поставила вопрос о возможном наличии двух различных сценариев их образования. Эти сценарии давно известны: аккумуляция пылевого компонента газопылевого околозвездного протопланетного диска [1, 2] и гравитационная неустойчивость последнего [9]. Первый сценарий требует большого времени: образование удаленных планет продолжается в течении всего времени жизни звезды на ГП и не прерывается даже после превращения ее в вырожденный карлик. Второй сценарий предполагает образование планет в результате гравитационной неустойчивости газопылевого протопланетного диска. А. Томре [10] нашел аналитическое выражение для условия неустойчивости, суть которого, как можно показать, сводится к следующему: локальная плотность газового диска должна превышать приливной предел плотности со стороны центральной звезды. Для однородного по плотности газового диска последнее условие может быть записано в виде:

$$h < Rm/M, \tag{3}$$

где h — толщина и R — радиус однородного диска, m — масса диска, M — масса центральной звезды. Такая форма записи условия гравитационной неустойчивости кеплеровского околозвездного газового диска удобна для аналитических оценок. Естественно, что последнее условие в реальности отягощено численным коэффициентом порядка единицы, величина которого может быть оценена только в результате численного моделирования физически обусловленной модели околозвездного газопылевого диска.

Целью настоящей работы является оценка условия гравитационной неустойчивости протопланетного диска, прогреваемого излучением центральной звезды, в рамках простой аналитической модели. Исходный удельный угловой момент j для протозвезд, производящих планетные системы, лежит в интервале $2\times10^{17} < j(\text{см}^2/\text{с}) < 2\times10^{18}$ [11]. Для оценки условия устойчивости прогреваемого диска положим толщину диска

$h = kT/\mu/g_z$, где k — постоянная Больцмана, T — равновесная температура диска, μ — молекулярный вес его вещества, $g_z = GMh/R^3$ — z-компонент гравитации центральной звезды (здесь M — масса звезды, R — радиус диска). Простые оценки в рамках этой модели позволяют заключить, что условие гравитационной неустойчивости диска достигается при выполнении следующих соотношений для массы однородного газового диска m и его радиуса R:

$$m > (kj/\mu)^{1/3}(M/G)^{1/2}(L/(4\pi\sigma))^{1/12}, \tag{4}$$

$$R < (\mu/k)^{2/3}(4\pi\sigma/L)^{1/6}j^{4/3}. \tag{5}$$

Здесь σ — постоянная Стефана-Больцмана, L — светимость центральной звезды. Подставив основные параметры, получим условие гравитационной неустойчивости газового диска, подогреваемого центральной звездой:

$$m/M_\odot > 0.01(M/M_\odot)^{1/2}(L/L_\odot)^{1/12}j_{18}^{1/3}, \tag{6}$$

$$R/R_\odot < 30(L_\odot/L)^{1/6}j_{18}^{4/3}. \tag{7}$$

Учет нагрева диска стационарной аккрецией, сопровождающей образование центральной звезды, с темпом, определяемым начальной температурой облака: $dM/dt = 10^{-7}T^{3/2}M_\odot/$ [22] не изменяет существенно условия неустойчивости ввиду очень слабой зависимости условий (6) и (7) от светимости. Таким образом, становится ясно, что достаточно массивный и компактный газовый диск около звезды типа Солнца может оказаться гравитационно неустойчивым. Развитие этой неустойчивости приведет к формированию близких к своей звезде массивных горячих юпитеров, обнаруженных в последние годы. Выполненное на сегодня численное моделирование подтверждает указанную возможность [42, 43]. Но следует признать, что для окончательного ответа на вопрос о роли гравитационной неустойчивости в образовании горячих юпитеров необходима сложная модель газодинамики диска с учетом переноса радиативной энергии в нем.

4. Границы планетных орбит и условия сохранения планетных систем

Особого внимания заслуживают причины, определяющие положения внешней и внутренней части известных планетных систем. Наблюдаемое положение внешней границы Солнечной системы и планетных систем звезд солнечной массы для планет с малыми эксцентриситетами составляет около 40 а.е. [22, 44]. Эта внешняя граница, вероятно, определяется условием аккумуляционной сборки планет за Хаббловское время [11]. При этом появление и обнаружение отдельных, еще более далеких планет не должно удивлять. Гравитационное взаимодействие массивных планет с массами m и радиусами r при условии $m/M > r/a$, где M — масса звезды и a — большая полуось планетной орбиты, может не только вывести одну из планет на эксцентричную орбиту с далеким апоастром, но и придать ей гиперболическую скорость (Тутуков и др., Астрон. журн. 2021, в печати).

Верхняя граница расположения горячих юпитеров вблизи звезд солнечной массы (формула (7)) составляет около 30 солнечных радиусов, а соответствующий орбитальный период — около десяти дней.

Положение внутренней границы системы можно считать близкой к границе испарения пыли [22]. Приняв температуру испарения пылинок 1500 K, а светимость звезды $L_\odot(M/M_\odot)^4$, найдем оценку минимальной большой полуоси $15R_\odot(M/M_\odot)^2$, при этом минимальный орбитальный период планеты составит $\sim 6(M/M_\odot)^{2.5}$ дней. Однако расстояние от ближайших планет до центральных звезд определяется еще одним фактором — приливным торможением. Предел значения максимального орбитального периода, возникающий вследствие приливного торможения планет за время жизни центральной звезды солнечной массы на ГП, составляет около десяти дней [45], и он слабо зависит от масс планет и массы центральной звезды. Кроме того, для горячих юпитеров в своих системах минимальная большая полуось орбиты определяется еще одним обстоятельством: планета еще не должна заполнять свою полость Роша.

Эти оценки позволяют понять причины пониженного числа планет с наблюдаемыми орбитальными периодами, меньшими четырех дней [35]. Планеты земного типа в этой зоне, как правило, не образуются, а газовые планеты-гиганты, возникающие в силу гравитационной неустойчивости компактного, плотного газового диска, «удаляются» из своих систем приливным торможением.

Для звезд массивнее Солнца ситуация с внешней границей системы несколько изменяется. Время жизни звезд быстро сокращается с увеличением их масс, поэтому положение внешней границы планетной системы приближается к звезде с ростом ее массы. При массах звезд больше десяти солнечных это положение почти совпадает с положением внутренней границы системы. Это обстоятельство предполагает отсутствие более близких к массивным звездам планет земного типа, образуемых в результате аккумуляционной сборки. Последнее не исключает, конечно, появление в этой зоне более массивных планет типа Юпитера в результате гравитационной неустойчивости околозвездного газового диска [9].

В рамках рассматриваемых сценариев особого обсуждения требуют возможные причины отсутствия в Солнечной системе горячих планет, близких к Солнцу. Большинство из обнаруженных на сегодня внесолнечных планетных систем поместятся в пределах орбиты Меркурия. Конечно, обнаружению таких систем

способствовали обычные эффекты наблюдательной селекции, но в Солнечной системе нет планет ближе Меркурия! Сейчас можно предложить несколько возможных сценариев, объясняющих этот факт. В силу большой вязкости газа внутренняя часть протопланетного газопылевого диска может оказаться столь разреженной, что давление излучения молодого Солнца и его ветер удалят пыль и газ из околосолнечного пространства до орбиты Меркурия. Низкая плотность диска может быть также следствием и малой скорости аккреции молодым Солнцем газа диска. Кроме того, пониженная плотность центральной зоны диска может быть обусловлена большим угловым моментом аккрецируемого газа, если этот газ является фоновым газом исходного протоскопления или газом гигантского молекулярного облака, в которые время от времени попадают движущиеся звезды нашей Галактики [13]. Большой угловой момент газа молекулярного облака может, как легко оценить, обеспечить аккрецию на далекую околосолнечную орбиту. Это способно, в принципе, привести к низкой плотности газа в близкой к Солнцу области протопланетного диска. Итогом указанных возможных путей понижения плотности околосолнечной зоны диска, а также действия давления радиации и ветра Солнца может явиться отсутствие в Солнечной системе планет внутри орбиты Меркурия.

Специального анализа заслуживает вопрос о сохранении планетных систем в ходе эволюции звезды и в процессе ее движения в звездном поле Галактики. Известно, что звезды с массами, большими $0.8M_\odot$, в ходе своей эволюции расширяются, поглощая без заметного для себя ущерба близкие планеты земного типа. В Солнечной системе будут последовательно поглощены таким образом Меркурий, Венера, Земля, Марс. Но в ходе дальнейшего эволюционного расширения звезд, обладающих компактным вырожденным ядром, энергия связи их оболочек уменьшается. Поэтому достаточно массивные и удаленные от своей звезды планеты получают возможность лишить свою звезду оболочки за счет создания общей оболочки планетной системы [46]. Простая оценка показывает, что, например, Юпитер способен, тормозясь в общей оболочке, способствовать потере протяженной оболочки расширившегося Солнца, превращаясь в конечном итоге в близкий спутник вырожденного ядра Солнца. Таков один из возможных путей появления массивных планет около вырожденных карликов. Планеты с большими полуосями орбит более 5 а.е. останутся спутниками ядра Солнца и после превращения его в вырожденный карлик, лишь немного удалившись от него в ходе потери Солнцем своей оболочки. Более того, Плутон продолжит свой рост, поглощая соседние объекты пояса Койпера.

Но для далеких планет более массивных звезд ситуация может быть иной. Масса вырожденного карлика — продукта эволюции звезд умеренных масс — может быть оценена как $m = 0.55M_\odot \times (M/M_\odot)^{0.4}$ [46], где M — начальная масса звезды. В итоге образование вырожденного карлика из звезды с начальной массой более $\sim 1.35M_\odot$ сопровождается уменьшением массы звезды более чем в два раза за счет потери оболочки. И если при этом оболочка теряется в шкале времени короче орбитального периода далеких планет, то они будут потеряны своей звездой. Это еще одна возможность возникновения в галактиках свободных планет, не связанных с родительскими звездами (Тутуков и др., Астрон. журн. 2021, в печати). Вторая возможность, отмеченная выше — выброс планеты из формирующейся системы в результате гравитационного взаимодействия двух близких планет на неустойчивых орбитах.

Третья возможность появления свободных планет обеспечивается сближениями планетных систем со звездами поля. Для освобождения планеты от гравитации родительской звезды необходимо придать ей скорость, превосходящую ее орбитальную скорость. Легко оценить, что даже при скорости сближения звезд 10 км/сек для потери планеты с большой полуосью 40 а.е. надо, чтобы расстояние между звездами было меньше $\sim 3\times10^{14}$ см, в то время как в окрестности Солнца в Галактике минимальное расстояние сближения звезд солнечной массы за Хаббловское время составляет $\sim 10^{16}$ см [47]. Ясно, что сближения звезд не могут быть эффективным механизмом образования большого количества свободных планет в окрестностях Солнца. Однако в более плотных звездных системах, например, в ядрах галактик или звездных скоплениях, такой сценарий освобождения планет, а также компонентов двойных звезд, может быть эффективным. Например, было найдено, что в звездных скоплениях наблюдаемая степень двойственности звезд с $a > 300$ а.е. понижена в несколько раз [34]. Распад широких систем при близких прохождениях — естественное объяснение указанной особенности.

5. О коричневых карликах

Кратко рассмотрим вопрос об образовании коричневых карликов — промежуточных объектов между планетами и звездами. Далекие от своих звезд массивные планеты, а также далекие звездные компоненты кратных звезд могут возникнуть в результате прямого коллапса неоднородного по плотности исходного протозвездного облака. Таким же образом, вероятно, образуются и редкие по сравнению с планетами и звездами коричневые карлики с массами, промежуточными между массами планет ($m \lesssim 10M_J$) и звезд ($M \gtrsim 90M_J$) [44]. Основные свойства этих объектов в качестве спутников звезд солнечного типа суммированы в обзорах [48, 49]. Наблюдаемые периоды таких систем составляют 1 — 10000 дней, а эксцентриситеты орбит лежат в интервале 0.0 — 0.85. Эти интервалы совпадают с интервалами орбитальных периодов и эксцентриситетов как для двойных звезд, так и для планетных систем.

Важным для выяснения генетики коричневых карликов является анализ наблюдаемых эксцентриситетов их орбит. Эксцентриситеты около 20% коричневых карликов в кратных системах близки к нулю. Естественно допустить возникновение таких систем подобно обычным планетным системам в результате аккумуляционных процессов в околозвездном газопылевом диске или в ходе гравитационной неустойчивости этого диска. Но большинство коричневых карликов в кратных системах имеют ненулевые эксцентриситеты орбит, что может быть результатом их возникновения в ходе коллапса исходного неоднородного газового облака (именно так могут формироваться и компоненты широких двойных звезд). Однако следует иметь в виду, что большие эксцентриситеты далеких от своих звезд коричневых карликов могут возникнуть и в результате гравитационного взаимодействия двух близких коричневых карликов на близких вначале круговых орбитах. Более того, часть коричневых карликов таких систем может быть даже вообще потеряна родительской системой, если энергия гравитационного взаимодействия двух близких карликов между собой превзойдет гравитационную энергию взаимодействия такого карлика с центральной звездой системы (1). Не исключено, что заметная часть одиночных коричневых карликов образуется именно таким образом, а «самостоятельное» образование этих объектов путем коллапса изолированных холодных газовых облаков осложнено. То есть следует признать, что часть коричневых карликов может, вероятно, возникать, как планеты — в результате гравитационной неустойчивости газового диска или аккумуляционных процессов в околозвездных газовых дисках. Но реальность другой возможности образования коричневых карликов, как звезд, в результате прямого коллапса холодного газового облака малой массы, доказывается фактом существования одиночного коричневого карлика с массой около 50 $M_{\rm J}$, имеющего планету с юпитерианской массой и большой полуосью орбиты около 0.5 а.е. [16]. Выброс этого карлика вместе с его планетой из родительской системы представляется маловероятным.

6. Заключение

Выполненные в рамках простой аналитической модели околозвездного газового диска оценки допускают образование планет путем гравитационной фрагментации этого диска в результате его неустойчивости, если он достаточно плотен и компактен. Если же условие гравитационной устойчивости (3) выполнено, то диск остается стабильным, и со временем в нем становится возможным разделение пыли и газа с последующей аккумуляцией твердого компонента диска в рамках классического сценария образования планет земного типа. Таким образом, вероятно, обеспечивается наблюдаемая бимодальность распределения близких к своим звездам планет по массам. Важно, что указанная выше хорошо выраженная бимодальность доступна только для наиболее близких планет с большими полуосями орбит менее 20 $R_\odot$ (формула (7)). Для более далеких планет с $a \gtrsim 20R_\odot$ и орбитальными периодами более десяти дней «строгая» генетически обусловленная бимодальность отсутствует. Их образование, вероятно, следует классическому сценарию аккумуляции твердого ядра с последующей аккрецией газопылевого компонента околозвездного диска.

Таким образом, причиной наблюдаемой бимодальности распределения близких к своим звездам планет по массам может быть различие сценариев их образования. Следует отметить, что испарение горячих планет со временем [50] сохраняет генетически обусловленную бимодальность масс планет, близких к своим звездам. Причиной возникновения далеких от своих звезд планет является, как правило, аккумуляционная неустойчивость пылевого компонента, сопровождаемая аккрецией части газа диска. Кроме того, для далеких от своих звезд массивных планет открыта еще одна давно известная возможность их образования. По примеру образования далеких звездных компонентов кратных звезд, они могут возникнуть в результате прямого коллапса неоднородного по плотности исходного протозвездного облака.

Для коричневых карликов — спутников звезд остается возможным, наряду с указанными сценариями, их образование в результате прямого коллапса протозвездного облака в качестве спутника в широкой двойной звездной системе. Одновременно, судя по малым эксцентриситетам орбит части коричневых карликов, для них остается возможным и образование в околозвездных газопылевых дисках в результате неустойчивости последних или в ходе аккумуляционного процесса. Пока остается неясной роль гравитационной неустойчивости в образовании холодных, далеких от своих звезд массивных планет-юпитеров. Роль самогравитации для них определяется структурой диска.

Внешняя граница планетных систем для звезд солнечного типа, близкая к 40 а.е., вероятно, определяется условием аккумуляционной сборки планет за Хаббловское время [11]. При этом верхняя граница расположения горячих юпитеров вблизи звезд солнечной массы составляет около 30 солнечных радиусов, а соответствующий орбитальный период — около десяти дней. Положение внутренней границы системы можно считать близкой к границе испарения пыли [22]. Однако удаление ближайших планет от своих звезд определяется еще одним фактором — приливным торможением. В результате максимальный орбитальный период составляет около десяти дней [45]. Для звезд массивнее Солнца внешняя граница планетной системы тем ближе к звезде, чем больше масса звезды, поскольку время жизни звезд быстро сокращается с увеличением их масс. При массах звезд больше $\sim 10M_\odot$ положение внешней границы почти совпадает с

положением внутренней. Это обстоятельство предполагает отсутствие более близких к массивным звездам планет земного типа, образуемых в результате аккумуляционной сборки.

Необходимо отметить, что в галактиках создается довольно обильное поле свободных планет, не связанных с родительскими звездами. Имеется три возможные причины появления таких планет: выброс планеты из формирующейся системы в результате гравитационного взаимодействия двух близких планет на неустойчивых орбитах, потеря далеких планет при превращении массивной звезды в вырожденного карлика, потеря планет при столкновении планетной системы со звездами поля в плотных звездных системах. Такие одинокие планеты успешно регистрируются теперь методом гравитационного микролинзирования.

Список литературы

1. H. P. Berlage, *Annals of the Bosscha Observatory Lembang (Java) Indonesia*, **7**, 79, 1934.
2. R. Littleton, *Astrophys. J.*, **93**, 267, 1941.
3. H. Alfvén, *Nature*, **152**, 721, 1943.
4. G. Gamov, *Astrophys. J.*, **101**, 249, 1943.
5. J. Jeans, *Nature*, **147**, 526, 1941.
6. F. Hoyle, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **106**, 406, 1946.
7. G. P. Kuiper, *Proceedings of the National Academy of Science*, **37**, 383, 1951.
8. E. J. OPIK, in *Liege International Astrophysical Colloquia*, **11**, 47 (1963).
9. V. S. Safronov, *Annales d'Astrophysique*, **23**, 979, 1960.
10. A. Toomre, *Astrophys. J.*, **139**, 1217, 1964.
11. A. V. Tutukov, *Soviet Astronomy*, **31**, 663, 1987.
12. M. Mayor and D. Queloz, *Nature*, **378**, 355, 1995.
13. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astronomy Reports*, **56**, 305, 2012.
14. D. P. Bennett, S. H. Rhie, A. Udalski, A. Gould, et al., *Astron. J.*, **152**, 125, 2016.
15. S. Ataiee and W. Kley, *Astron. and Astrophys.*, **635**, A204, 2020.
16. Y. K. Jung, A. Udalski, A. Gould, Y. H. Ryu, et al., *Astron. J.*, **155**, 219, 2018.
17. Y. Hasegawa and R. E. Pudritz, *Astrophys. J.*, **778**, 78, 2013.
18. C. Han, I.-G. Shin, Y. K. Jung, D. Kim, et al., *Astron. and Astrophys.*, **641**, A105, 2020.
19. B. J. Hord, K. D. Colón, V. Kostov, B. Galgano, et al., *arXiv e-prints*, arXiv:2109.08790, 2021.
20. E. Ducrot, M. Gillon, L. Delrez, E. Agol, et al., *Astron. and Astrophys.*, **640**, A112, 2020.
21. P. Lara, G. Cordero-Tercero, and C. Allen, *PASJ*, **72**, 24, 2020.
22. A. G. Masevich and A. V. Tutukov, *Evoliutsiia zvezd : teoriia i nabliudeniia* (1988).
23. G. N. Dryomova, V. V. Dryomov, and A. V. Tutukov, *Astronomy Reports*, **62**, 971, 2018.
24. S. Hirano, Y. Tsukamoto, S. Basu, and M. N. Machida, *Astrophys. J.*, **898**, 118, 2020.
25. P. J. Armitage, *A Brief Overview of Planet Formation*, 135 (2018).
26. N. P. Ballering, G. H. Rieke, K. Y. L. Su, and A. Gaspar, *VizieR Online Data Catalog*, J/ApJ/845/120, 2018.
27. C. Clanton and B. S. Gaudi, *Astrophys. J.*, **834**, 46, 2017.
28. B. Jackson, R. Greenberg, and R. Barnes, *Astrophys. J.*, **678**, 1396, 2008.
29. A. V. Tutukov and Y. N. Pavlyuchenkov, *Astronomy Reports*, **48**, 800, 2004.
30. S. Rowther, F. Meru, G. M. Kennedy, R. Nealon, and C. Pinte, *Astrophys. J. Lett.*, **904**, L18, 2020.
31. A. Swan, J. Farihi, T. G. Wilson, and S. G. Parsons, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **496**, 5233, 2020.
32. S. Xu, P. Dufour, B. Klein, C. Melis, N. N. Monson, B. Zuckerman, E. D. Young, and M. A. Jura, *Astron. J.*, **158**, 242, 2019.
33. J. L. Smallwood, R. G. Martin, M. Livio, and S. H. Lubow, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **480**, 57, 2018.
34. N. R. Deacon and A. L. Kraus, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **496**, 5176, 2020.
35. J. N. Winn, R. Sanchis-Ojeda, and S. Rappaport, *New Astron. Rev.*, **83**, 37, 2018.
36. J. W. Lin, E. J. Lee, and E. Chiang, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **480**, 4338, 2018.
37. A. Jordán, G. Á. Bakos, D. Bayliss, J. Bento, et al., *Astron. J.*, **160**, 222, 2020.
38. R. A. Wittenmyer, S. Wang, J. Horner, R. P. Butler, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **492**, 377, 2020.
39. S. W. Yee, J. N. Winn, H. A. Knutson, K. C. Patra, et al., *Astrophys. J. Lett.*, **888**, L5, 2020.
40. S. Rowther and F. Meru, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **496**, 1598, 2020.
41. J. E. Rodriguez, J. C. Becker, J. D. Eastman, S. Hadden, et al., *Astron. J.*, **156**, 245, 2018.
42. A. Fortier, Y. Alibert, F. Carron, W. Benz, and K. M. Dittkrist, *Astron. and Astrophys.*, **549**, A44, 2013.
43. A. Mercer and D. Stamatellos, *Astron. and Astrophys.*, **633**, A116, 2020.
44. D. Grether and C. H. Lineweaver, *Astrophys. J.*, **669**, 1220, 2007.
45. A. J. Barker, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **498**, 2270, 2020.
46. J. Iben, I. and A. V. Tutukov, *Astrophys. J. Supp. Ser.*, **54**, 335, 1984.
47. A. V. Tutukov, *Astronomy Reports*, **63**, 79, 2019.
48. N. Grieves, J. Ge, N. Thomas, B. Ma, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **467**, 4264, 2017.
49. F. Kiefer, G. Hébrard, J. Sahlmann, S. G. Sousa, et al., *Astron. and Astrophys.*, **631**, A125, 2019.
50. J. G. Rogers and J. E. Owen, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **503**, 1526, 2021.

Наблюдения некаталогизированных малоразмерных объектов космического мусора в Терскольской обсерватории в 2021 году

Левкина П.А.[1], Бахтигараев Н.С.[1], Чазов В.В.[2]

[1] *Институт астрономии РАН, Москва, Россия*
[2] *Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

Наблюдения космического мусора при помощи телескопа Цейсс-2000 в Терскольской обсерватории ведутся по научным темам «Астрономия в Приэльбрусье» и «Космические угрозы». В сентябре-октябре 2021 на Терсколе был проведен сеанс наблюдений космического мусора. В работе приводятся данные об обнаруженных, ранее не каталогизированных малоразмерных объектах космического мусора. В отличие от результатов предыдущих сеансов наблюдений, большинство обнаруженных объектов находятся близко к геосинхронной орбите и имеют небольшой эксцентриситет. Эти объекты, возможно, являются фрагментами разрушения геостационарного спутника, произошедшего более 35 лет назад.

Ключевые слова: геосинхронная орбита, наблюдения космического мусора, не каталогизированные космические объекты

Observations of uncataloged small-sized space debris at the Terskol observatory in 2021

Levkina P.A.[1], Bakhtigaraev N.S.[1], Chazov V.V.[2]

[1] *Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*
[2] *Sternberg Astronomical Institute of Moscow State University, Moscow, Russia*

Observations of space debris with the Zeiss-2000 telescope at the Terskol observatory are carried out on the scientific topics “Astronomy in the Elbrus region” and “Space threats”. In September-October 2021, a session of space debris observations was carried out at Terskol. The paper provides data on detected, previously uncataloged small-sized objects of space debris. Unlike the results of previous observation sessions, most of the detected objects are close to the geosynchronous orbit and have a small eccentricity. These objects are possibly fragments of the destruction of a geostationary satellite that occurred more than 35 years ago.

Keywords: geosynchronous orbit, space debris observations, non-cataloged space objects

DOI: 10.51194/INASAN.2021.6.4.002

1. Введение

Одной из задач наблюдений космического мусора в Терскольской обсерватории является изучение популяции космических объектов геостационарной области: поиск и обнаружение ранее не наблюдавшихся малоразмерных фрагментов космического мусора, определение параметров их вращения и эволюции орбит, нахождение причин образования [1]. В отличие от низких орбит, популяция малоразмерных фрагментов космического мусора на высоких орбитах мало изучена. Поэтому особенно ценными являются результаты наблюдений не каталогизированных малоразмерных объектов космического мусора блеском от 18-й до 21-й звездной величины, которые труднодоступны или недоступны наблюдениям на телескопах с меньшей апертурой.

Таблица 1: Условные обозначения к табл. 2, 3, 4 и 5

T	эпоха (UTC) пересечения экваториальной плоскости в восходящем узле орбиты, ближайшая к дате наблюдений
	большая полуось орбиты в километрах
e	эксцентриситет орбиты
i	угол наклонения орбиты (истинный экватор) в градусах
Ω	долгота восходящего узла (истинный экватор) в градусах
ω	аргумент перигея орбиты в градусах
M	средняя аномалия орбиты в градусах
n	среднее движение в оборотах за сутки
L	гринвичская долгота орбиты в градусах на эпоху T (момент прохождения экватора в восходящем узле орбиты, ближайший к дате наблюдений)
ΔL	смещение гринвичской долготы в градусах за один виток
N	число позиционных и фотометрических измерений
Δt	интервал наблюдений в минутах
V	средняя оценка блеска в шкале звездных величин

Таблица 2: Элементы орбиты объекта 60404, находящегося в режиме либрации около значения 74.5° восточной долготы с периодом, равным 892 суткам, и амплитудой 42.5°

	60404
T	14.09.2021 14:48:38.2
	42140.79
e	0.007621
i	9.903
Ω	302.921
ω	316.781
M	42.627
n	1.003536
L	86.963
N	494
Δt	83
V	19.3

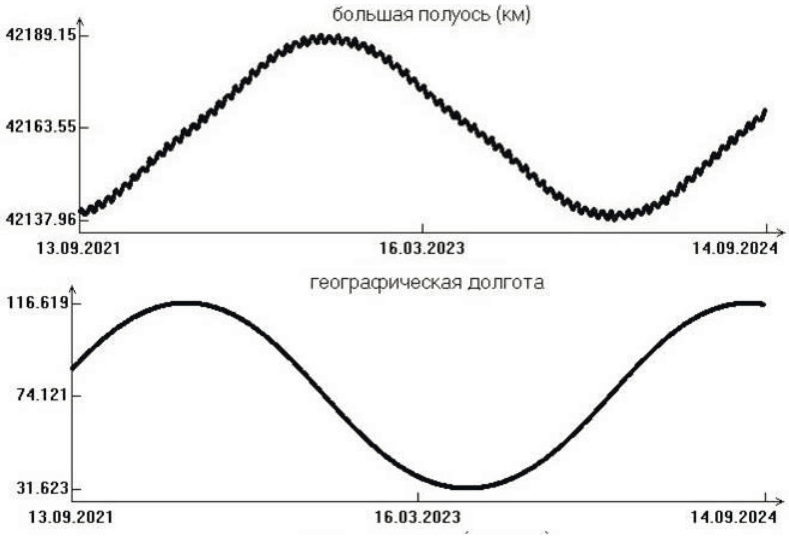

Рис. 1: Иллюстрация к табл. 2 для объекта 60404: эволюция большой полуоси орбиты и изменение географической долготы, вычисленной на дату прохождения восходящего узла орбиты.

2. Параметры орбит обнаруженных малоразмерных объектов космического мусора

Вычисления элементов орбит и оценки точности прогноза движения выполнены на основе численно-аналитической теории движения ИСЗ, разработанной в ГАИШ МГУ [2]. В табл. 1 приведены условные обозначения к табл. 2, 3, 4 и 5.

В табл. 2, 3, 4 и 5 представлены результаты обработки наблюдений объектов, обнаруженных в осеннем сеансе 2021 года.

На рис. 1 представлены эволюция большой полуоси и изменение долготы подспутниковой точки для объекта 60404, находящегося в режиме либрации.

На рис. 2 представлен график эволюции наклонения и долготы восходящего узла орбиты объекта 60415.

3. Долговременная эволюция обнаруженных объектов

На рис. 3 и 4 приведены сопоставления элементов орбит для восьми объектов, обнаруженных во время осеннего сеанса наблюдений на Терсколе. Элементы орбит восьми объектов вычислены на одну дату — 15 октября 2021 года — в моменты пересечения экваториальной плоскости в восходящем узле орбиты. Дата одна, моменты пересечений разные.

По углу наклонения объекты 60402 и 60404 возвращаются к плоскости экватора, то есть находятся в пути более 35 лет [3], имеют очень близкие числовые значения угла наклонения и долготы восходящего узла. Возможно общее происхождение этих объектов. Эксцентриситеты орбит объектов небольшие, велика вероятность малых отношений площади к массе. Главное отличие: 60402 — «отстающий» объект, географическая долгота изменяется с периодом 241 день; 60404 — либрационный объект с периодом либрации 892 дня и амплитудой либрации 42.5°.

Таблица 3: Элементы орбит объектов, смещающихся в восточном направлении

	60408	**60409**	**60413**	**60417**
T	26.09.2021 16:34:19.0	28.09.2021 14:18:01.2	11.10.2021 15:43:30.0	21.10.2021 10:33:49.7
	42074.50	41994.50	42096.41	41185.29
e	0.010767	0.126517	0.006087	0.224617
i	9.462	9.612	9.752	6.444
Ω	302.986	300.182	303.462	312.810
ω	344.757	249.927	202.755	233.503
M	14.924	96.032	156.977	103.641
n	1.005908	1.008783	1.005123	1.038656
L	48.708	78.101	47.139	124.260
ΔL	+1.135	+2.167	+0.870	+13.451
N	356	48	103	90
Δt	102	22	34	66
V	19.0	18.7	19.2	17.7

Таблица 4: Особенности в элементах орбит объектов: 60410 — быстрое смещение на восток и большое значение эксцентриситета, 60402 и 60419 — быстрое смещение на запад, 60415 — малое значение угла наклонения

	60402	**60410**	**60415**	**60419**
T	13.09.2021 15:36:12.2	27.09.2021 17:06:18.7	15.10.2021 19:23:31.4	23.10.2021 12:31:55.9
	42284.04	**30564.10**	42093.58	**43272.94**
e	0.003997	**0.229821**	0.037502	0.015267
i	9.937	12.801	**0.995**	10.043
Ω	304.896	309.336	**48.321**	304.498
ω	169.150	226.765	252.978	92.690
M	190.939	111.606	102.872	269.061
n	0.998441	1.624630	1.005223	0.964413
L	78.000	46.052	92.899	84.371
ΔL	**−1.547**	**+137.820**	+0.885	**−14.314**
N	336	19	104	38
Δt	80	8	23	15
V	16.8	18.5	18.6	18.5

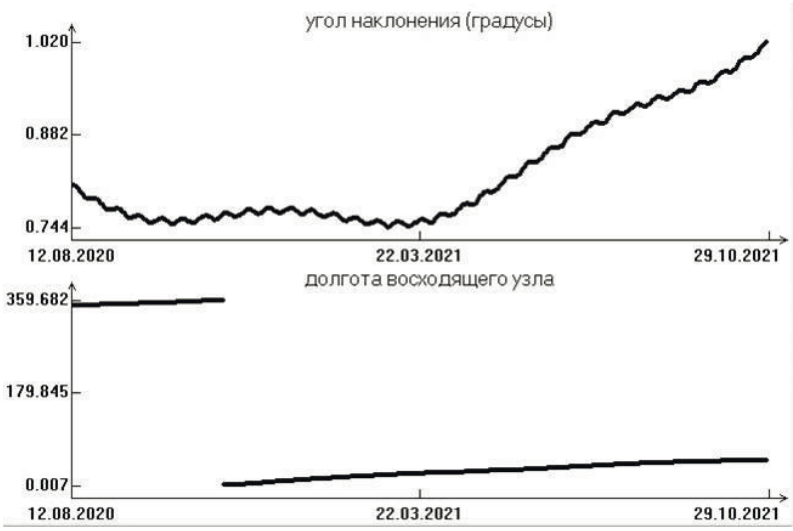

Рис. 2: Иллюстрация к данным табл. 4 для объекта 60415: эволюция угла наклонения орбиты и долготы восходящего узла.

На рис. 5 и 6 приводятся диаграмма блеска и эволюция элементов орбиты объекта 60408 с учетом большого отношения площади к массе. Особенности: объект «слабый», вариации блеска небольшие, порядка двух величин.

Величину отношения площади к массе для этого объекта удалось оценить, она оказалась большой — 6.2 м^2/кг. Скорость смещения по долготе — около 7° за сутки на восток.

Таблица 5: Элементы орбиты объекта 60420. Особенности: быстрое смещение на восток

	60420
T	26.10.2021 14:07:39.117
	41505.65
e	0.093002
i	8.272
Ω	293.124
ω	350.953
M	7.488
n	1.026657
L	46.044
ΔL	7.390
N	102
Δt	44
V	19.3

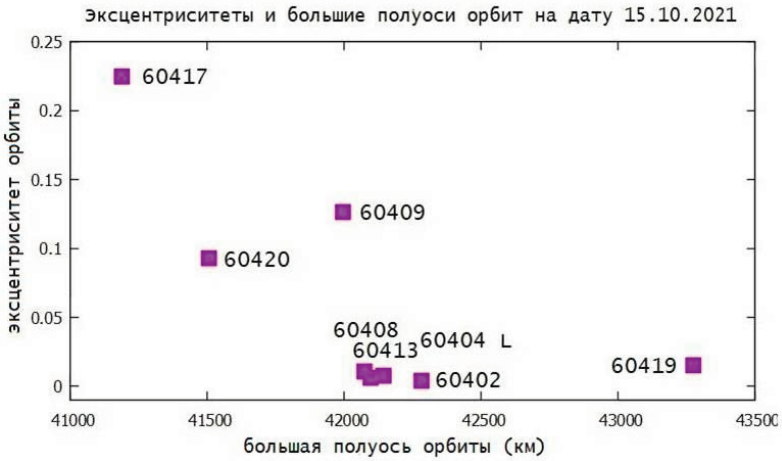

Рис. 3: Восемь объектов: сопоставление значений эксцентриситетов и больших полуосей орбит, вычисленных в момент прохождения экватора на дату 15.10.2021.

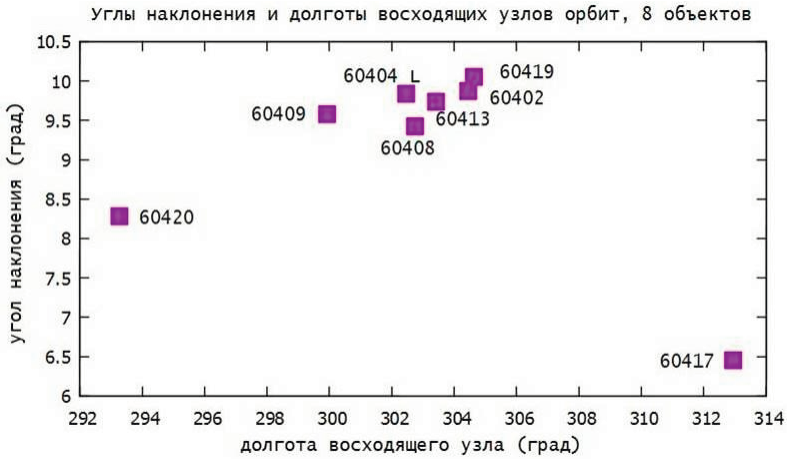

Рис. 4: Восемь объектов: сопоставление значений углов наклонений к долготам восходящих узлов орбит в системе истинного экватора, вычисленных в момент пересечения экваториальной плоскости в восходящем узле на дату 15.10.2021.

4. Заключение

В результате осеннего сеанса наблюдений космического мусора на Терскольской обсерватории ИНАСАН обнаружен ряд объектов геостационарной области, из которых несколько объектов предположительно имеют общее происхождение — обладают очень близкими числовыми значениями угла наклонения и долготы восходящего узла. В отличие от результатов предыдущих сеансов наблюдений, большинство обнаруженных

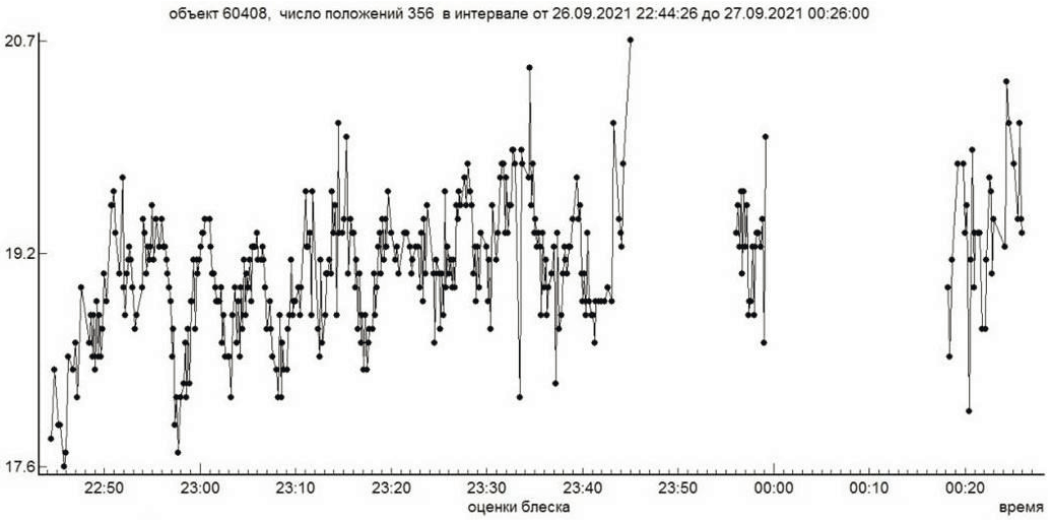

Рис. 5: Диаграмма изменения блеска объекта 60408.

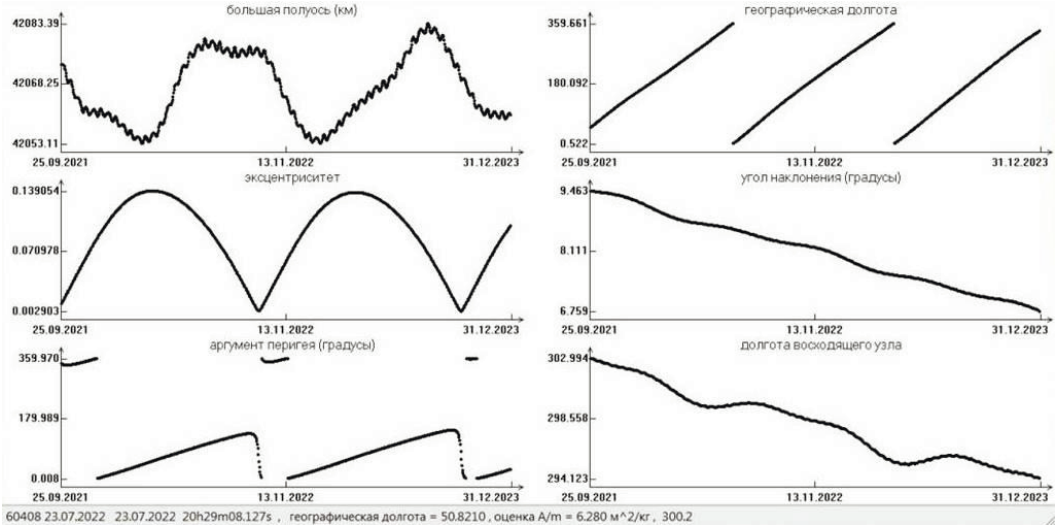

Рис. 6: Эволюция элементов орбиты объекта 60408 с учетом вычисленного большого отношения площади к массе.

объектов находятся близко к геостационарной орбите и имеют небольшой эксцентриситет. Эти объекты, возможно, являются фрагментами разрушения геостационарного спутника, произошедшего более 35 лет назад. Для одного из объектов определено отношение площади миделевого сечения к массе. Рассчитана эволюция элементов орбиты этого объекта на два года вперед с учетом вычисленного большого отношения площади к массе (6.2 м^2/кг).

Список литературы

1. P. Levkina, N. Bakhtigaraev, K. Martynyuk-Lototskyy, S. Velichko, I. Sokolov, A. Bondar, P. Khorunzhiy, and V. Chazov, *Open Astronomy*, **27**, 310, 2018.
2. V. V. Chazov, *Trudy SAI MSU*, **68**, 5, 2000.
3. R. Kiladze and A. Sochilina, *Theory of motion of geostationary satellites* (2010).

Обзор и возможности модернизации систем управления телескопов Zeiss-1000

Крючков С.В., Николенко И.В., Крючков М.С., Аршинкин С.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В данной статье проводится обзор комплексов управления телескопов Zeiss 1000 «Karl-Zeiss-Jena», а также модернизации существующих систем управления и создание нового комплекса управления для данных инструментов на более современной элементарной базе.

Ключевые слова: Цейсс-1000, система управления, Симеизская обсерватория ИНАСАН

Overview and upgrade possibilities for control systems of Zeiss-1000 telescopes

Kryuchkov S.V., Nikolenko I.V., Kryuchkov M.S., Arshinkin S.S.

Institute of astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

This article provides an overview of the control systems for the Zeiss 1000 “Karl-Zeiss-Jena” telescopes, as well as the modernization of existing control systems and the creation of a new control complex for these instruments on a more modern elementary base.

Keywords: Zeiss-1000, control system, Simeiz observatory INASAN

DOI: 10.51194/INASAN.2021.6.4.003

1. Введение

Метровые телескопы, изготовленные на предприятии «Karl-Zeiss-Jena»[1] в период 1970–1980 гг. (всего этой серии было установлено 11 единиц), имеют практически одинаковые технические данные:

- цельная труба телескопа с двойными стенками для термостабилизации и жесткости конструкции;
- оптическая система Ричи-Кретьена-кудэ с зеркалом диаметром 1016 мм (фокусное расстояние системы Ричи-Кретьена 13.3 м, фокусное расстояние системы кудэ 36.5 м) [1], установленная на английской монтировке EM-2, позволяющая с минимальным количеством отражающих поверхностей перенаправить ход световых лучей в фокус кудэ.

Повороты монтировки телескопа осуществляется прецизионным механизмом обеспечивающее вращательное движение без мертвого хода, с помощью трехфазных асинхронных электродвигателей с четырьмя дискретными скоростями, от 1°/мин до 120°/мин. Отдельный двигатель используется для часового ведения. Для определения положения телескопа на приводах монтировки установлены 24-разрядные абсолютные угловые датчики [2, 3]. Система управления была изготовлена фирмой «Vilati» (Венгрия), которая в зависимости от года выпуска основывалась на разных элементных базах, но обеспечивала одинаковые основные возможности управления телескопом [4].

Первый такой телескоп в Советском Союзе был приобретен в 1970 г., установлен на горе Санглох (Таджикистан) и введен в эксплуатацию в 1980 г. Для него была возведения 17-метровая башня. В 1981 г. начал работать телескоп на горе Майданак (Узбекистан). В середине 1970-х гг. в Астросовет АН СССР был передан аналогичный телескоп, установленный в Крыму (рис. 1) и введенный в эксплуатацию в 1989 г.

Для него была реконструирована старая башня, где до войны стоял 1-м телескоп фирмы «Grabbe». В том же 1989 г. увидел первую звезду телескоп в Нижнем Архызе (Северный Кавказ, САО). Следующие два 1-м телескопа (введены в эксплуатацию в 1991 г.) были установлены в Тянь-Шаньской астрономической обсерватории (Казахстан) и в Ассы-Тургень.

2. Модернизация

В конце 1990-х гг. в эксплуатации телескопов появились проблемы с управляющей системой, проявившиеся в периодических отказах в работе, сложности в ремонте из-за устаревшей элементной базы и уже не существующего предприятия изготовителя. Поэтому возникла необходимость модернизации системы управления. Некоторые обсерватории своими силами начали их переделывать под новую элементную базу. Первая работа была проведена в САО, где персональный компьютер через промежуточный блок КАМАК был подключен к релейному шкафу с исполнительными механизмами. В Симеизской обсерватории в 1992–1993 гг. такая система была создана на основе компьютера 286 и модулей КАМАК. Однако в ней оставалось большое количество узлов от старой системы, которые работали ненадежно. В 2000 г. данная система была заменена модернизированной системой управления, разработанной в Институте астрономии РАН, включающей

[1] https://www.zeiss.com/carl-zeiss-jena/home

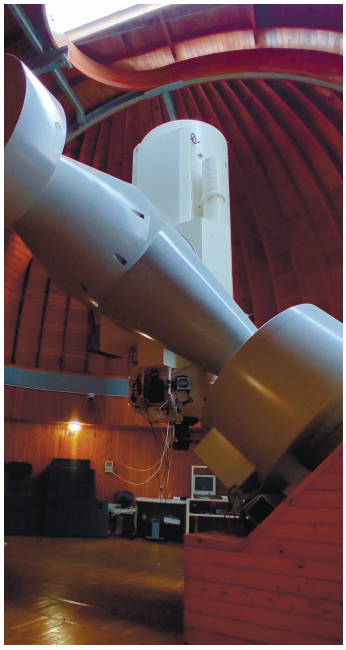

Рис. 1: Метровый телескоп предприятия Karl Zeiss Jena, Симеизская обсерватория.

в себя релейный шкаф от «Vilati», персональный компьютер на базе процессора Intel[2] Core2, блок интерфейсных плат и комплекс управляющих программ. В процессе эксплуатации телескопа управляющая часть модернизировалась, увеличивались функциональные возможности.

По приглашению Академии наук Таджикистана и Института астрофизики в сентябре 2015 г. были начаты работы по созданию новой системы на основе результатов работ с симеизским телескопом. Это связано с тем, что в начале 1990-х гг. система управления движением телескопа была выведена из строя и более 20 лет телескоп находился в нерабочем состоянии. В марте-апреле 2016 гг. были выполнены основные работы связанные с восстановлением и модернизацией 1-м телескопа Международной астрономической обсерватории Санглох (МАОС). Были заменены новыми неисправные пускатели электродвигателей телескопа. Для управления силовой частью использованы микроконтроллерные модули Kernelchip Laurent-112[3], содержащие управляемые реле и имеющие интерфейс Ethernet. Наличие Ethernet позволило включить контроллеры в локальную сеть, что дает возможность управлять телескопом с любого компьютера в сети, а впоследствии и через сеть «Интернет». Для компенсации суточного вращения Земли используется двигатель звездного ведения, работающий от частоты 50.14 Гц. Эта частота задается с помощью частотного преобразователя Simens[4]. Предусмотрена возможность переключения на сетевую частоту (50 Гц). Для определения положения телескопа используются абсолютные многооборотные энкодеры Kubler. Эти энкодеры, в отличие от ранее использовавшихся энкодеров Zeiss, не имеют в конструкции лампу накаливания, что увеличивает надежность устройства. Разрядность энкодеров — 25 бит — позволяет определять положение телескопа с точностью до $1''$. Однако реальная точность позиционирования определяется механическими характеристиками телескопа и составляет несколько минут дуги. Такая точность позволяет наводиться на нужные объекты с использованием в фокусе Кассегрена камеры с ПЗС матрицей диагональю 52 мм (поле зрения 10×10 угловых минут). Для более точного позиционирования необходимо провести юстировку телескопа либо ввести программную коррекцию. Энкодеры подключены к компьютеру по интерфейсу RS-485, обеспечивающему надежную связь с компьютером на расстоянии в несколько десятков метров. Для управления узлами телескопом разработана программа управления ZEISS1000_S (рис. 2), работающая на персональном компьютере с операционной системой Windows 7.

Она отображает координаты точки, куда направлен телескоп: часовой угол, прямое восхождение, склонение, зенитный угол, а также всемирное и звездное время. Программа позволяет управлять движением телескопа, включать и выключать звездное ведение, открывать и закрывать заслонку зеркала, управлять фокусировкой. Кроме того, предусмотрено позиционирование телескопа на выбранные координаты. В будущем планируется включить дополнительные функции. Программа написана в среде Borland Delphi[5] и имеет удобный пользовательский интерфейс.

[2]https://www.intel.ru
[3]https://kernelchip.ru/
[4]https://new.siemens.com
[5]https://www.embarcadero.com/ru/products/delphi

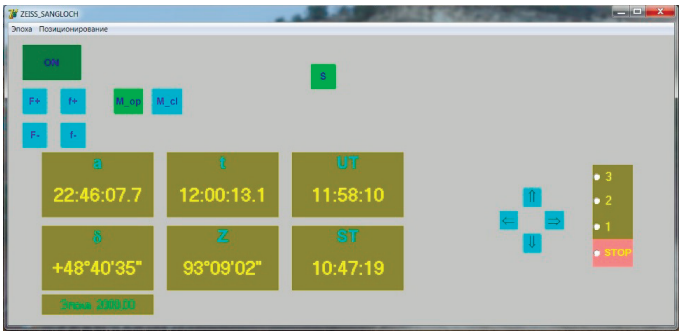

Рис. 2: Интерфейс программы управления обсерватории Санглох

3. Создание нового комплекса управления

В 2021 г. на телескопе Zeiss-1000 Симеизской обсерватории Института астрономии (ИНАСАН) была произведена полная замена системы, в которой еще присутствовали элементы релейной логики. Это привело к увеличению надежности системы, перехода с параллельного интерфейса на Ethernet, позволяющий управлять телескопом как с любого компьютера в локальной сети, так и через сеть «Интернет». Были разработаны драйверы под систему ASCOM [6], что позволяет управлять телескопом через любую программу, поддерживающую ASCOM (например Maxim DL [7]). Кроме того, имеется свой пользовательский интерфейс (рис. 3).

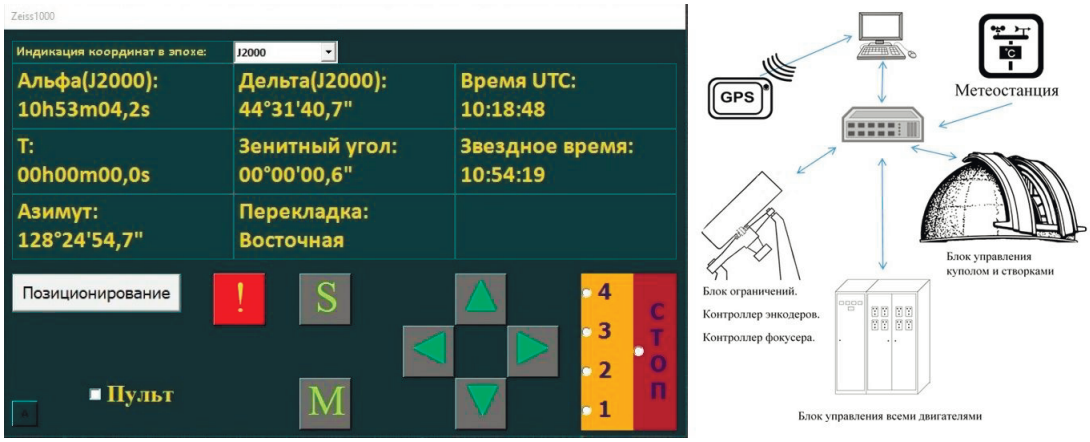

Рис. 3: Интерфейс программы управления и блок схема комплекса управления, Симеизская обсерватория.

Система состоит из набора автономных контроллеров, отвечающих за работу узлов системы и объединенных в локальную сеть Ethernet по протоколу TCP/IP. Общее управление осуществляется с любого компьютера, включенного в эту сеть. Такая распределенная структура позволяет повысить быстродействие и надежность, а также подключить дополнительные вспомогательные устройства (рис. 3). В целях снижения износа и улучшения работоспособности механических узлов монтировки телескопа двигатели максимальной скорости подключены через частотные преобразователи для осуществления плавного пуска и торможения. При сопровождении телескопом объектов с собственными скоростями, скорость которых отличается от скорости звездного ведения, предусматривается использование частотных преобразователей на все двигатели, отвечающие за движение телескопа по осям альфа и дельта. Для вращения купола имеется свой драйвер, не зависящий от драйвера управления телескопом. Синхронизация движения купола и телескопа осуществляется при помощи встроенных в программное обеспечение телескопа (Maxim DL или любую другую с поддержкой драйверов ASCOM) алгоритмов.

4. Заключение

Проводимая модернизация комплекса управления телескопом направлена на полную автоматизацию работы телескопа с использованием современной элементной базы, обеспечивающая высокую надежность и отказоустойчивость системы. Возможность удаленного доступа делает реальным автоматизированное управление процессом наблюдения, составление гибких планов наблюдений на ночь или на более длительное время.

[6] https://ascom-standards.org
[7] https://diffractionlimited.com/product/maxim-dl/

Список литературы

1. *1-metrovyi zerkal'nyi teleskop Richi-Kret'ena-Kude. Chast' 1. Opisanie, risunki. Chast' 2. Instruktsija po ekspluatatsii. Chast' 3. Soderzhanie v ispravnosti [Ritchie-Chretien-Coude 1-meter telescope. Part 1: Description, drawings. Part 2: Instruction manual. Part 3: Maintenance.]* (1979), in Russian.
2. S. V. Kryuchkov, A. D. Zen'kovich, I. V. Nikolenko, and D. I. Neyachenko, *Bulletin of the Crimean Astrophysical Observatory*, **104**, 188, 2009, in Russian.
3. S. V. Kryuchkov and I. V. Nikolenko, in *Proceedings of the Conf. Near-Earth Astronomy - 2007*, 277–281 (2008), in Russian.
4. M. A. Smirnov, S. I. Barabanov, S. V. Kryuchkov, A. D. Zen'kovich, D. I. Neyachenko, I. V. Nikolenko, and N. M. Gaftoniuk, in *Proceedings of the Conf. Near-Earth Astronomy XXI c.*, 275–282 (2001), in Russian.

Оценка поля скоростей в хромосфере активного гиганта PZ Mon

Пахомов Ю.В.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

На основе анализа эмиссионных профилей сильных спектральных линий выполнена оценка поля скоростей на разных глубинах хромосферы активного гиганта PZ Mon. Использованы профили линии H_α, CaII: дублет 3933/3964 Å, триплет 8498/8542/8662 Å, и дублет NaI 5890/5896 Å, глубины образования которых значительно различаются. Величины скоростей составляют от 7 до 61 км·с$^{-1}$.

Ключевые слова: звездные атмосферы, хромосфера

Estimation of velocity field in chromosphere of active red giant PZ Mon

Pakhomov Yu.V.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

An analysis of the emission profiles of strong spectral lines was used to estimate the velocity field at different depths of the chromosphere of the active giant PZ Mon. We analyzed the H_α, CaII lines: doublet 3933/3964 Å, triplet 8498/8542/8662 Å, and doublet NaI 5890/5896 Å, the depths of formation of which vary considerably. The values of the speeds are from 7 to 61 km·s^{-1}.

Keywords: stellar atmospheres, chromosphere

DOI: 10.51194/INASAN.2021.6.4.004

1. Введение

PZ Mon — красный гигант ($T_{\rm eff} = 4700$ K, $\lg g = 2.8$, [Fe/H] = 0.06), относящийся к классу переменных звезд RS CVn [1], для которых характерны большие площади холодных пятен на поверхности и хромосферная активность. Спектр таких звезд в целом почти не отличается от спектра нормальных красных гигантов, за исключением сильных линий, ядра которых образуются в хромосфере. Это прежде всего линии H_α и дублет CaII 3933/3964 Å, которые являются индикаторами хромосферной активности. Моделирование профилей сильных линий осложняется отсутствием хромосферы в классических моделях звездных атмосфер. Стационарные гидростатические модели описывают плавное снижение физических параметров (прежде всего температуры, а также плотности, давления) с высотой, тогда как в реальности происходит нагрев верхних слоев атмосферы, истечение вещества, степень которых зависит от активности звезды. Вследствие этого в ядрах сильных линий появляются эмиссии и часто переменные. При этом даже звезды с близкими атмосферными параметрами будут иметь разный поток в одних и тех же эмиссиях. По этой причине характеристики хромосферы необходимо определять для каждой звезды индивидуально. Основными характеристиками являются распределения с глубиной температуры, плотности, электронной концентрации и поля скоростей.

Настоящая работа посвящена оценке поля скоростей в хромосфере активного гиганта PZ Mon.

2. Наблюдения и профили линий

Спектральные наблюдения PZ Mon были проведены 14 октября 2018 года на оптоволоконном эшелле-спектрографе Hermes ($R = 85\,000$), установленном на 1.2-м телескопе Mercator (Левенский католический университет, Канарские острова). Спектр зарегистрирован в диапазоне от 3764 до 9006 Å, отношение сигнала к шуму составило $S/N \approx 150$.

На рис. 1 показаны участки спектра PZ Mon в сравнении со спектрами нормальных красных гигантов, имеющими близкие параметры ($T_{\rm eff}/\lg g/$[Fe/H]): HD 110458 (4715/2.69/0.15) [2], HD 104985 (4830/2.85/–0.10) [3]. Профили слабых и средних по интенсивности линий в спектрах трех звезд идентичны, тогда как ядра линий CaII в спектре PZ Mon содержат эмиссии. Эмиссионное ядро дублета H и K кальция (3933 и 3964 Å) — самый яркий индикатор активности звездной хромосферы. Линии инфракрасного триплета кальция (8498, 8542 и 8662 Å) в спектре PZ Mon выглядят гораздо менее глубокими по сравнению с нормальными красными гигантами из-за наличия той же эмиссии в ядрах.

Спектры звезд сравнения были использованы для выделения эмиссионных профилей линий CaII. Таким образом мы получаем плотность потока излучения относительно континуума. Поэтому значения остаточных потоков эмиссий были умножены на величину потока в континууме на данных длинах волн. Результат в шкале доплеровских скоростей показан на рис. 2, откуда видно, что широкие профили дублета схожи, и присутствует слегка смещенный в синюю сторону профиль самопоглощения, характерный для сильных хромосферных эмиссий. Профили инфракрасного триплета симметричны, не смещены, и имеют разную ширину, которая отражает скорость вещества на разных глубинах в хромосфере.

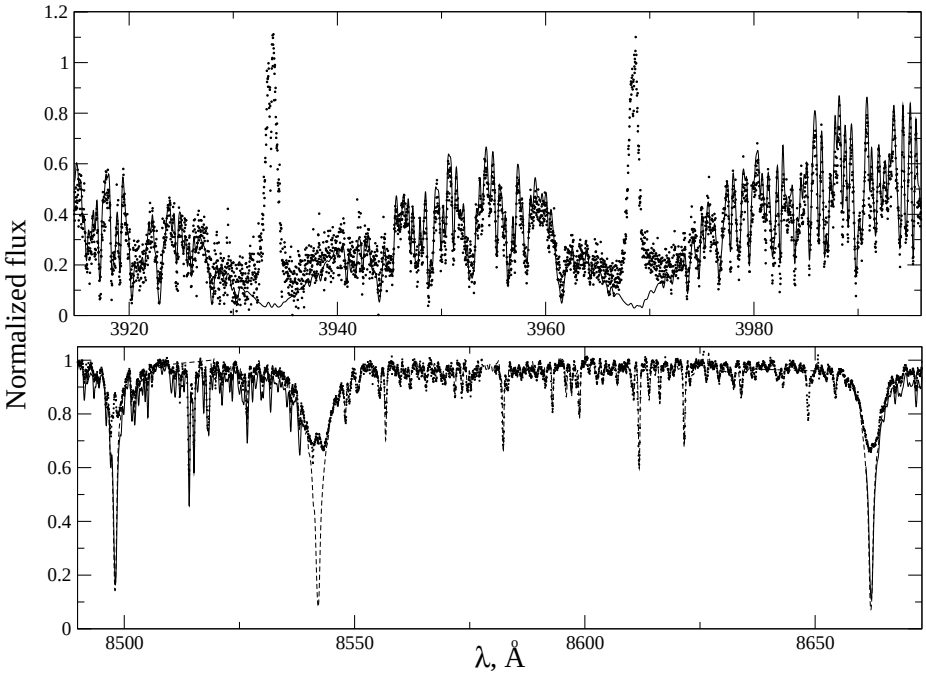

Рис. 1: Сравнение профилей линий CaII в спектрах PZ Mon (точки), HD 110458 (сплошная линия) и HD104985 (пунктирная линия).

Для описания эмиссионных профилей были использованы функции Гаусса

$$y = y_0 \times e^{-\dfrac{(v-v_0)^2}{b^2}},$$

где y_0 — поток в центре эмиссии, v_0 — скорость эмиссии относительно фотосферы, b — характерная скорость. В случае линии H и K CaII учитывалось и самопоглощение:

$$y = y_0 \times e^{-\dfrac{(v-v_0)^2}{b^2}} \times e^{-y_{\rm sa} e^{-\dfrac{(v-v_{\rm sa0})^2}{b_{\rm sa}^2}}},$$

где $y_{\rm sa}$ — коэффициент, описывающий самопоглощение в центре его профиля (тоже гауссиана), $v_{\rm sa0}$ — скорость смещения области самопоглощения относительно фотосферы, $b_{\rm sa}$ — характерная ширина линии самопоглощения в шкале скоростей.

Аппроксимация профилей наблюдаемых эмиссий проведена с помощью метода нелинейного приближения Левенберга-Марквардта. Результаты приведены в табл. 1. Эмиссионные линии не смещены относительно фотосферы, тогда как слои самопоглощения движутся от звезды. Отношение коэффициентов y_{sa} дублета составляет 2.09±0.13 и в пределах ошибок равно 2 — отношению сил осцилляторов линий дублета.

Кроме того, ранее были промоделированы линии H_α [1] и дублета натрия [4] D_1 и D_2. Ширина остаточных эмиссии в шкале скоростей составила ~ 50 км·с$^{-1}$ и 7±0.4 км·с$^{-1}$, соответственно.

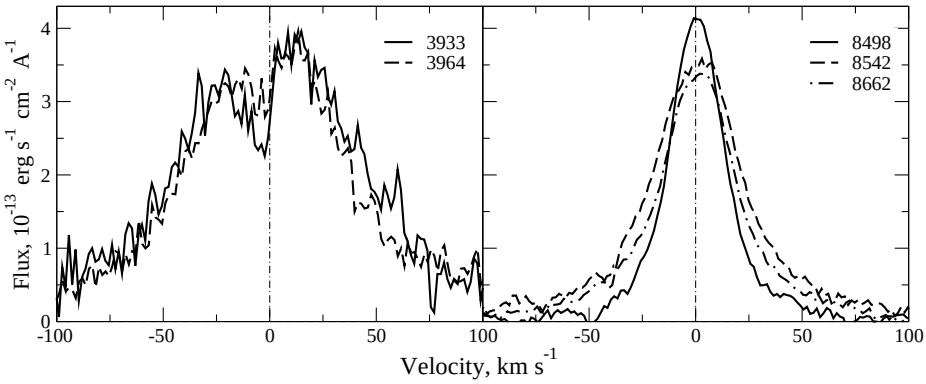

Рис. 2: Выделенные эмиссионные профили линии CaII в спектре PZ Mon.

Таблица 1: Параметры модельных профилей линий CaII.

λ Å	y_0 эрг/с см^2 Å	v_0 км·с$^{-1}$	b км·с$^{-1}$	$y_{\rm sa}$	$v_{\rm sa0}$ км·с$^{-1}$	$b_{\rm sa}$ км·с$^{-1}$
3933	3.77×10^{-13}	0.4±0.7	61.4±0.6	0.46±0.02	–5±1	7±1
3964	3.55×10^{-13}	−0.4±0.6	57.5±0.5	0.22±0.01	–4±1	5±1
8498	4.04×10^{-13}	0.6±0.6	19.0±0.4			
8542	3.53×10^{-13}	0.9±0.6	29.1±0.4			
8662	3.33×10^{-13}	1.2±0.6	25.4±0.4			

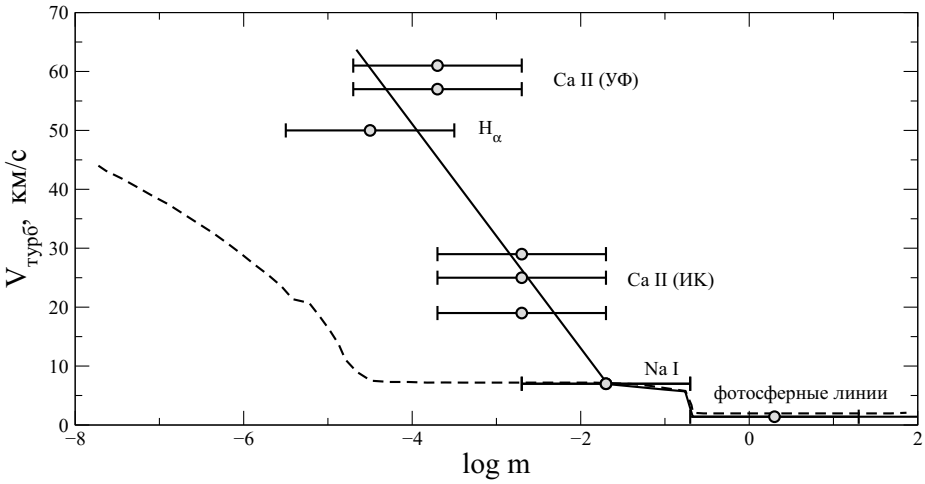

Рис. 3: Распределение скоростей в хромосферах β Cet (пунктирная линия) и PZ Mon (слошная линия). Кружками обозначены положения значений скоростей и глубин образования использованных спектральных линий.

3. Поле скоростей

Различие величин полученных скоростей является следствием того факта, что каждая линия отражает локальные характеристики того слоя, в котором преимущественно сформировано ее излучение.

Оценки глубин образования хромосферных линий необходимо рассчитывать, используя модели с хромосферой, с учетом отклонений от локального термодинамического равновесия. Такие данные взяты из литературы, поэтому носят оценочный характер. Для ядер спектральных линий H и K CaII и H_α в атмосферах красных гигантов — из работы [5], где показаны близкие значения глубин образования. Характерные ширины этих эмиссионных линий также близки. Формирование инфракрасных линий CaII рассмотрено в работах [6, 7]. Глубины образования резонансных линий натрия рассчитаны в работе [8]. В данных работах глубина в звездных атмосферах приведена в разных шкалах: в единицах длины, логарифма оптической глубины или логарифма массы (чаще всего употребляется). Поэтому все величины глубин были переведены в одни единицы логарифма массы, поскольку применяемые нами модели звездных атмосфер ATLAS9 [9] имеют именно эту шкалу глубин. Фотосферные линии, по которым определена микротурбулентная скорость 1.4 км·с$^{-1}$ [1], образуются преимущественно на глубине от $\log\ m \approx -0.7$ и глубже, в зависимости от спектрального диапазона. Данная величина рассчитана с помощью модифицированной программы synthV [10] для модели атмосферы PZ Mon.

Полученные в работе результаты показаны на рис. 3. На рисунке также приведено распределение скоростей в хромосфере нормального красного гиганта β Cet (4750/2.45/0.13), с малозаметными признаками хромосферной активности в спектре, из работы [11]. Видно, что в глубоких слоях ($\log m > -0.7$) турбулентные скорости двух звезд совпадают, тогда как участок подъема скорости в хромосфере PZ Mon смещен в более глубокие слои. Увеличение скоростей наблюдается около переходной зоны [11], где резко увеличивается температура, что наблюдается и во время вспышек [12], и характерно для активных звезд, таких как PZ Mon. Значения скоростей слоев с глубиной $\log m < -2$, скорее всего, превышает скорость звука, и мы видим нетепловое движение.

В настоящей работе получена предварительная оценка поля скоростей, что дальнейшем позволит построить распределение температуры в хромосфере PZ Mon и создать ее модель.

Список литературы

1. Y. V. Pakhomov, N. N. Chugai, N. I. Bondar', N. A. Gorynya, and E. A. Semenko, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **446**, 56, 2015.
2. A. A. Boyarchuk, L. I. Antipova, and Y. V. Pakhomov, *Astronomical journal*, **85**, 699, 2008.
3. Y. V. Pakhomov, *Pis'ma v Astronomicheskiy zhurnal*, **38**, 122, 2012.
4. Y. V. Pakhomov, *INASAN Science Reports*, **4**, 186, 2019.
5. M. Vieytes, P. Mauas, C. Cacciari, L. Origlia, and E. Pancino, *Astron. and Astrophys.*, **526**, A4, 2011.
6. V. Andretta, I. Busà, M. T. Gomez, and L. Terranegra, *Astron. and Astrophys.*, **430**, 669, 2005.
7. G. S. Kerr, L. Fletcher, A. J. B. Russell, and J. C. Allred, *Astrophys. J.*, **827**, 101, 2016.
8. N. A. Sakhibullin, *Soviet Astronomy*, **31**, 666, 1987.
9. F. Castelli and R. L. Kurucz, in N. Piskunov, W. W. Weiss, and D. F. Gray, eds., *Modelling of Stellar Atmospheres*, **210**, A20 (2003).
10. V. Tsymbal, T. Ryabchikova, and T. Sitnova, in D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Physics of Magnetic Stars*, **518**, 247 (2019).
11. P. Berio, T. Merle, F. Thévenin, D. Bonneau, et al., *Astron. and Astrophys.*, **535**, A59, 2011.
12. E. A. Baranovsky, V. G. Lozitsky, and V. P. Tarashchuk, *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **25**, 254, 2009.

Влияние темпов реакций с фотонами, порожденными космическими лучами, на химический состав протопланетных дисков

Цвикки Л.Н.[1], Молярова Т.С.[2]

[1] *Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*
[2] *Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Космические лучи и фотоны, порожденные ими, являются критически важными компонентами химической эволюции в областях межзвездной среды, непроницаемых для внешнего ультрафиолетового излучения. Однако темпы реакций с фотонами, порожденными космическими лучами, используемые в астрохимических моделях, рассчитаны для молекулярных облаков, и могут отличаться в протопланетных дисках, где пыль вырастает до более крупных размеров. С помощью астрохимической модели ANDES исследуется, насколько увеличение размера пыли и темпов реакций с фотонами, порожденными космическими лучами, влияет на содержание химических соединений в протопланетном диске. Показано, что повышение темпов этих реакций оказывает значительное влияние на массовую долю льдов в области от 2 до 20 а.е., но не приводит к значительным изменениям в степени ионизации газа в диске.

Ключевые слова: протопланетные диски, астрохимия, космические лучи

The impact of rates of reactions with cosmic ray induced photons on chemical composition of protoplanetary discs

Zwicky L.N.[1], Molyarova T.S.[2]

[1] *Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia*
[2] *Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Cosmic rays and cosmic ray induced photons are vital components of chemical evolution in areas of interstellar medium that are impenetrable by external ultraviolet radiation. However, rates of reactions with cosmic ray induced photons used in astrochemical models were calculated for molecular clouds and can be different in protoplanetary discs, where dust grows up to larger sizes. Using ANDES astrochemical model, we study how an increase in both upper dust size and rates of reactions with cosmic ray induced photons can influence species abundances in protoplanetary discs. We show that the increase in these reactions' rates has a significant impact on the ice mass fraction in area between 2 and 20 au but has little impact on ionisation degree in disc.

Keywords: protoplanetary discs, astrochemistry, cosmic rays

DOI: 10.51194/INASAN.2021.6.4.005

1. Введение

Важную роль в межзвездной химии играют космические лучи, которые являются одним из главных источников ионизации в межзвездной среде и способны проникать даже в самые плотные облака [1]. Космические лучи не только напрямую ионизуют вещество, они также порождают ультрафиолетовое излучение (в диапазоне от 75 до 300 нм) — фотоны, порожденные космическими лучами (далее ФКЛ). Это происходит за счет возбуждения колебательных и электронных уровней молекулярного водорода. Возбуждать молекулярный водород могут вторичные электроны, образованные при ионизации среды космическими лучами или другими вторичными электронами [1, 2]. Само по себе ультрафиолетовое (УФ) излучение играет важную роль в химии, поскольку участвует в процессах фотодиссоциации, фотодесорбции и фотоионизации молекул и атомов [1]. При этом фотодиссоциация молекулы может происходить как в газовой фазе, так и на поверхности пыли. В областях с высокой плотностью, где поглощение $A_V \gtrsim 5$, для типичного межзвездного распределения пылинок по размерам вклад УФ излучения становится незначительным [1]. В этих областях главным компонентом УФ поля излучения становятся ФКЛ.

Кроме молекул ФКЛ могут поглощаться присутствующими в среде пылинками. Эффективность реакций с ФКЛ (далее ФКЛ-реакций) определяется долей фотонов, которые остаются свободными для поглощения молекулами. В этом смысле поглощательные свойства пыли могут влиять на воздействие ФКЛ на химию. Поглощение молекулами также выводит ФКЛ из химических процессов, но по сравнению с поглощением пылью их вклад пренебрежимо мал [3].

Впервые темпы ФКЛ-реакций были рассчитаны в работе [3] для плотных межзвездных облаков, и эти значения используются во многих астрохимических моделях до сих пор [4, 5]. Однако в протопланетных дисках пыль способна расти и достигать размеров на порядки больше, чем в плотных межзвездных облаках [6]. Это должно приводить к увеличению темпов ФКЛ-реакций (см. раздел 2). Размер пыли также должен влиять и на другие параметры химии. Это, например, темпы поверхностных реакций, так как они зависят от суммарной площади пыли, и темпы реакций рекомбинации заряженных частиц с нейтральной и

заряженной пылью, так как они зависят от концентрации пыли, которая падает при увеличении размера. К тому же свойства пыли влияют на поле излучения в диске. Все указанные эффекты необходимо отделять от влияния увеличения темпов ФКЛ-реакций.

Целью данной работы является оценка влияния изменения темпов ФКЛ-реакций, вызванного ростом пыли, на химический состав протопланетного диска. Химический состав диска рассчитывается для разных размеров пыли и темпов ФКЛ-реакций. Проводится анализ обобщенных характеристик химического состава: степени ионизации и массовой доли льдов.

2. Темпы ФКЛ-реакций

Согласно работе [3], темп ФКЛ-реакции R_M [см$^{-3}$с$^{-1}$] для химического соединения M с концентрацией $n(M)$ [см$^{-3}$] рассчитывается следующим образом:

$$R_M = \zeta n(M) \int \frac{\sigma_M(\nu) P(\nu)}{\sigma_g(1-\omega) + \sum_M \kappa_M \sigma_M(\nu)} \, d\nu \,, \tag{1}$$

где ζ [с$^{-1}$] — темп ионизации, $\sigma_M(\nu)$ [см$^{-2}$] — сечение фотоионизации или фотодиссоциации, $P(\nu)d\nu$ — вероятность излучить ФКЛ в интервале частот $d\nu$, σ_g [см$^{-2}$] — эффективное сечение поглощения пыли в расчете на одно ядро водорода, ω — альбедо пыли, $\kappa_M = n(M)/n(\mathrm{H})$ — содержание соединения M.

Для упрощения формулы (1) примем следующие допущения. Во-первых, пренебрежем зависимостью σ_g от частоты, взяв некоторое среднее значение. Это допущение обосновано тем, что в рамках данной работы не рассматривается детальное поглощение от ансамбля пыли. Также из рис. 26 работы [7] можно увидеть, что для мелкой пыли σ_g изменяется в пределах фактора 3. Во-вторых, пренебрежем вкладом молекул $\sum_M \kappa_M \sigma_M(\nu)$ в уравнении (1). Это допущение справедливо, так как для всех молекул кроме угарного газа CO заведомо выполняется $\sigma_g \gg \kappa_M \sigma_M$. Угарный газ вносит существенный вклад только в узком диапазоне частот, в то время как в данной работе рассматривается эффект, интегральный по всему спектру излучения ФКЛ. Принятые допущения аналогичны допущениям в работе [3].

С учетом данных допущений из формулы (1) можно сделать оценку $R_M \propto 1/\sigma_g$. Также из простых геометрических соображений (поскольку $\lambda \ll a$) оценим эффективное сечение одной пылинки $\sigma_{\mathrm{mon}} = \pi a^2$, где a (см) — радиус пылинки [8]. Для перехода к эффективному сечению пыли примем классическое распределение пыли по размерам $dN \propto a^{-3.5} da$ [9] в диапазоне от минимального $a_{\min}$ до максимального размера $a_{\max}$. Тогда получаем $\sigma_g \propto 1/\langle a \rangle$, где $\langle a \rangle = \sqrt{a_{\max} a_{\min}}$. В итоге приходим к заключению, что темп ФКЛ-реакций прямо пропорционален среднему размеру пыли:

$$R_M \propto \langle a \rangle. \tag{2}$$

3. Рассмотренные модели

В данной работе используется двумерная модель квазистационарного протопланетного диска ANDES [10] с модификациями, сделанными в работе [11]. Также добавлено дополнительное ограничение на темпы поверхностных реакций — они занижаются так, чтобы качественно учесть, что реакции происходят не во всей толще ледяной мантии, а только в поверхностных слоях.

Для исследования влияния темпов ФКЛ-реакций на химический состав диска будем варьировать два параметра: максимальный размер пыли $a_{\max}$ и множитель темпов ФКЛ-реакций (число, на которое умножается константа α в сетке химических реакций). Названия и значения параметров для используемых моделей приведены в таблице 1.

Таблица 1: Набор моделей

Название модели	Максимальный размер пыли, мкм	Средний размер пыли, мкм	Множитель темпов ФКЛ-реакций
Модель I	0.25	0.035	1
Модель II	25	0.35	1
Модель III	25	0.35	10

Параметры пыли в модели I соответствуют классической для МЗС модели MRN ($a_{\min} = 0.005$ мкм) [9]. В модели II увеличен лишь размер пыли, с ее помощью будут отделяться эффекты, не связанные с ФКЛ-реакциями. В модели III кроме размера пыли увеличены еще и темпы ФКЛ-реакций (в соответствии с выражением (2)). Было выбрано увеличение среднего размера пыли в 10 раз. При заметно большем увеличении размера пыли может быть нарушено неравенство $\sigma_g \gg \kappa_M \sigma_M$, и оценка (2) станет несправедливой. К тому же этот максимальный размер пыли соответствует типичным размерам пылинок, при которых их

столкновение заканчивается коагуляцией. Еще на порядок более крупные пылинки должны перестать расти из-за барьера отскока [6].

4. Результаты

В ходе данной работы изменения в химическом составе были проанализированы на основе двух обобщенных параметров среды: степень ионизации и массовая доля льдов.

4.1. Степень ионизации

Под степенью ионизации понимается отношение суммарной концентрации всех заряженных частиц к концентрации газа в точке. Заряженные частицы (ионы и электроны) являются главными двигателями химии в газовой фазе [12], и, следовательно, степень ионизации определяет активность газофазной химии.

На рис. 1 изображено пространственное распределение отношения между степенью ионизации (DoI на рис. 1, от английского degree of ionisation — степень ионизации) в разных моделях: на верхнем рисунке между моделями II и I, на нижнем — между моделями III и II. Здесь R (а.е.) — расстояние от звезды в плоскости диска, z (а.е.) — высота над плоскостью диска. Верхний рисунок иллюстрирует эффект увеличения размера пыли, а нижний — эффект увеличения темпов ФКЛ-реакций. Как можно увидеть на верхней панели рис. 1, изменение размера пыли вызвало заметное изменение степени ионизации по сравнению с основной моделью: увеличение количества ионов в области от 0.5 а.е. до 10 а.е. между $z/R = 0.05$ и 0.20, а также в области от 10 до 500 а.е. при $z/R < 0.30$. На $R < 10$ а.е. в областях $z/R < 0.05$ и $z/R > 0.20$ степень ионизации убывает. Красная область возникает вследствие уменьшения непрозрачности диска из-за более низкого эффективного сечения пыли, а синяя область вблизи звезды — вследствие понижения темпа реакции ионизации нейтральной пыли электронами, также из-за уменьшения эффективного сечения пыли.

Из нижней панели рис. 1 видно, что увеличение темпов ФКЛ-реакций практически не оказывает влияния на степень ионизации. Для области, где $A_V < 1$, это можно объяснить тем, что главным источником ионизации в ней являются фотоны межзвездного поля излучения. В узкой области вблизи ≈ 400 а.е. небольшое повышение степени ионизации вызвано увеличением концентрации C^+, ионизация которого как раз происходит за счет ФКЛ.

4.2. Массовая доля льдов

Льдами называются соединения, осевшие на пыль. Хотя они являются теми же соединениями, что и в газе, просто в другом фазовом состоянии, в рамках модели они воспринимаются как отдельные соединения. В рамках данной модели все льды являются летучими соединениями — соединениями, которые могут находиться как в газовой, так и в ледяной фазах. Летучие соединения играют важную роль в образовании планет, так как они определяют состав атмосферы формирующейся планеты. Также льды увеличивают размер и массу пылинки, на которую они осели, что способствует ее эволюции в планетезималь и, в дальнейшем, в планету [13]. Соединения, находящиеся в ледяной фазе, в дальнейшем будем обозначать с помощью буквы g (от английского grain — пылинка), например, gH_2O — водяной лед.

Под массовой долей льдов в некоторой области диска понимается отношение суммарной массы льдов к массе пыли в этой области (M_{ice}/M_{dust}). На рис. 2 изображено радиальное распределение массовой доли льдов в различных моделях. Рост пыли, как видно из рис. 2, приводит к смещению значений массовой доли льдов в направлении от звезды, а также к отсутствию пика на внешней границе диска. Смещение можно объяснить тем, что в рамках нашей модели темп адсорбции соединений на пыль прямо пропорционален эффективному сечению пыли σ_g, а темп десорбции от него не зависит. Следовательно, их отношение, которое определяет положение линии льдов, зависит от размера пыли. Так как эффективное сечение пыли при переходе от модели I к модели II снижается, линии льдов сдвигаются от звезды в более холодные области. Пик на ≈ 500 а.е., присутствующий в модели I, исчезает в модели II из-за увеличения темпов реакций разрушения фотонами межзвездного поля излучения, так как непрозрачность в диске падает вместе с эффективным сечением пыли.

Также на рис. 2 можно заметить явное падение M_{ice}/M_{dust} в области от 2 до 20 а.е. в модели III по сравнению с моделью II (более чем на порядок на $R \approx 6$ а.е.), а также небольшое уменьшение в области до 1.35 а.е. Чтобы определить, какие именно соединения отвечают за эти изменения, посмотрим, как распределены в диске отдельные молекулы. На рис. 3 изображены радиальные распределения массовой доли льдов и массовой доли отдельных соединений в ледяной в фазе в моделях II и III. На верхней панели рис. 3 видно, что снижение массовой доли льдов вызвано уменьшением массовой доли gCO_2 в области от 5 до 20 а.е. и массовой доли gH_2O в области от 2 до 20 а.е. Из нижней панели рис. 3 можно заключить, что на радиусах меньше 1.35 а.е. наиболее обильными соединениями, содержания которых определяют величину массовой доли льда, являются сложные органические молекулы gH_3C_5N, gH_3C_7N, gC_8H_4 и gC_9H_4.

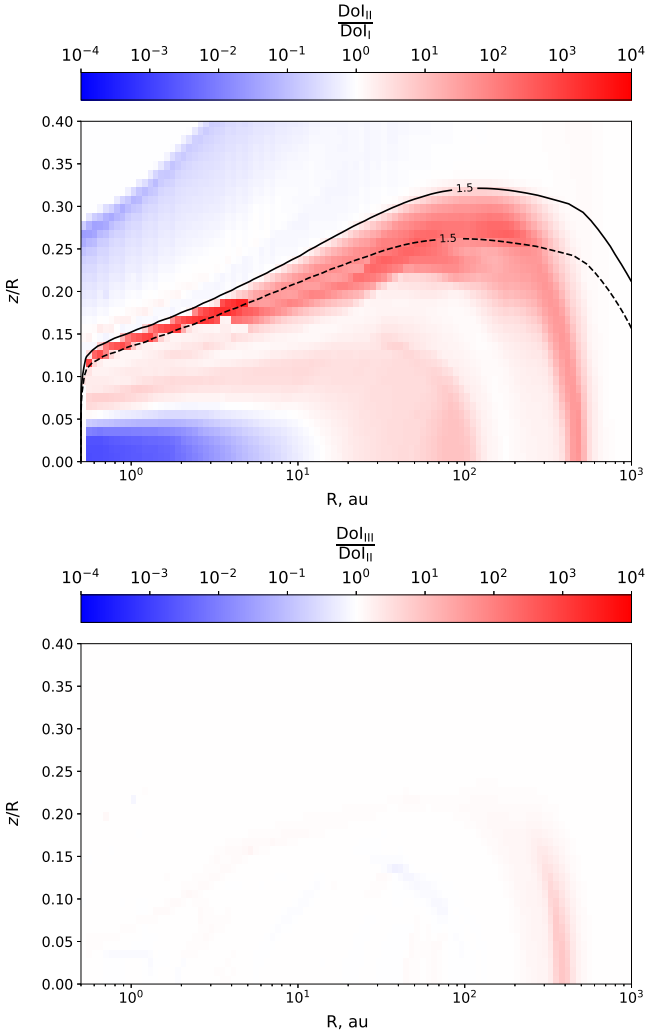

Рис. 1: Карты распределения отношения между степенью ионизации в разных моделях на момент времени 1 млн лет. Вверху изображено отношение степени ионизации в модели II к степени ионизации в модели I, внизу — отношение степени ионизации в модели III к степени ионизации в модели II. Черные линии на верхнем рисунке — изолинии $A_V = 1.5$, сплошная — в модели I, штриховая — в модели II.

Выявим соединения, участвующие в понижении содержания водяного льда, рассмотрев эволюцию концентраций атомов кислорода, содержащихся в наиболее обильных соединениях. На рис. 4 изображено изменение во времени концентрации атомов кислорода, содержащихся в указанных соединениях, и суммы этих концентраций на радиусе 15 а.е., где находится локальный минимум массовой доли gH_2O на верхнем изображении рис. 3. Как видно из рис. 4, суммы концентраций кислорода, содержащегося в соединениях gH_2O, CO, O_3, O_2 и gCO_2, в моделях II и III приблизительно равны между собой на всем временном промежутке. Это означает, что реакции, отвечающие за уменьшение водяного льда, наиболее вероятно происходят между этими соединениями.

Были идентифицированы реакции, отвечающие за превращения между данными соединениями. Водяной лед gH_2O распадается на gOH и gH в результате фотодиссоциации под действием ФКЛ. Из-за повышенных темпов ФКЛ-реакций в модели III разрушение происходит быстрее и становится заметным гораздо раньше, чем в модели II (через 1000 лет в модели III и через 10^5 лет в модели II). Высвобожденный в результате этой реакции gOH реагирует с кратковременно осевшим на пыль CO, в результате чего образуются gCO_2 и gH. На рис. 4 это отражено в том, что концентрация кислорода, содержащегося в CO, уменьшается на промежутке от 1000 до 10^5 лет, а концентрация кислорода, содержащегося в gCO_2, на этом же промежутке времени растет.

К моменту 10^5 лет водяного льда в модели III становится слишком мало для обеспечения достаточного количества gOH для этой реакции, и концентрация CO начинает расти, а концентрация gCO_2, наоборот, убывать. Стоит отметить, что рост концентрации CO и уменьшение концентрации gCO_2 происходит симметричным образом.

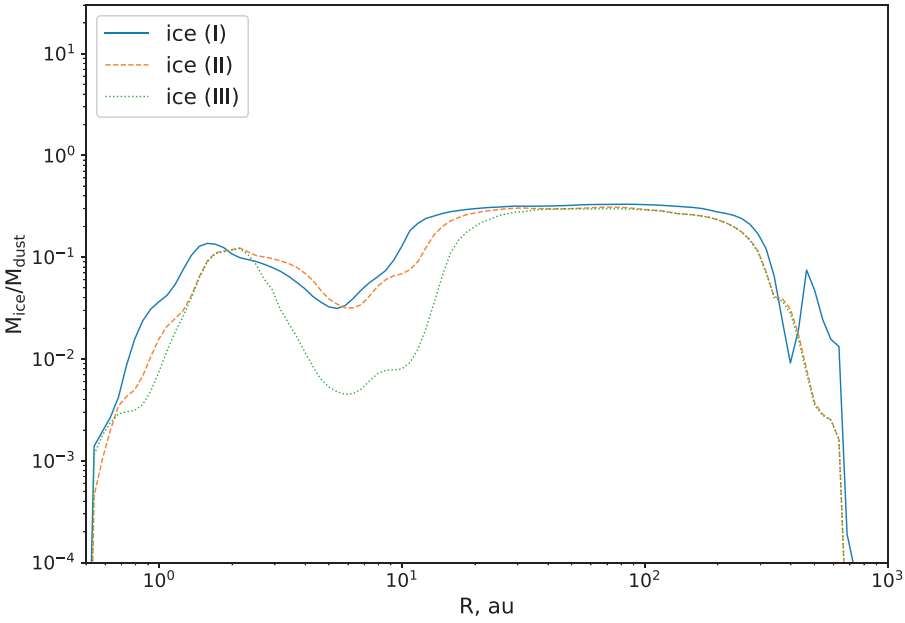

Рис. 2: Радиальное распределение проинтегрированной по высоте массовой доли льдов в различных моделях на момент времени 1 млн лет. Сплошной линией показана массовая доля льдов в модели I, штриховой — в модели II, пунктирной — в модели III.

Газофазный озон O_3, который также является частью сохраняющейся между моделями суммы, при этом приходит с пыли, где формируется в реакции $gO+gO_2$. Ледяной атомарный кислород gO образуется в результате множества ФКЛ-реакций, из которых наибольший вклад дает фотодиссоциация gCO_2. Это связывает стремительный рост O_3 с разрушением gH_2O на рис. 4.

Небольшой рост O_2 в модели III на временах порядка 10^5 лет вызван ФКЛ-реакцией разрушения O_3, для которого ФКЛ-реакции стали эффективны из-за сильно возросшей концентрации. В модели II описанный процесс перехода кислорода из gH_2O в gCO_2 к моменту времени 10^5 лет только начинается.

В итоге из-за увеличенных темпов ФКЛ-реакций фотодиссоциация водяного льда происходит намного быстрее. Концентрации gH_2O в модели III и в модели II к моменту 1 млн лет отличаются на порядок. Массовая доля льдов, однако, в рассмотренной области вблизи 15 а.е. различается на меньшее значение, так как в сумме доминирует массовая доля gCO_2. Тем не менее, понижение массовой доли льдов при повышении темпов ФКЛ-реакций также связано с описанным процессом превращения перехода кислорода из gH_2O в gCO_2.

6. Заключение

В ходе данной работы было исследовано влияние увеличения темпов ФКЛ-реакций, вызванного ростом пыли, на химический состав протопланетного диска на основе двух обобщенных параметров: степени ионизации и массовой доли льдов.

Показано, что увеличение темпов ФКЛ-реакций заметно влияет на массовую долю льдов в области диска от 2 до 20 а.е. за счет усиленной ФКЛ-реакции разрушения водяного льда. Массовая доля льдов в этой области падает на порядок величины именно вследствие повышения темпов ФКЛ-реакций. В целом можно отметить, что характерный эффект повышения темпов ФКЛ-реакций — это ускорение, усиление и более ранее начало процессов, в цепочках реакций которых есть ФКЛ-реакции. Сам по себе рост пыли с сохранением темпов ФКЛ-реакций приводит к смещению распределения массовой доли льдов от звезды, так как положение линий льдов зависит от эффективного сечения пыли, а также к уменьшению массовой доли льдов на внешней границе диска за счет изменения поля излучения в диске.

Также было показано, что ФКЛ оказывают очень слабое влияние на степень ионизации в диске. Рост пыли при этом приводит к более существенным изменениям в степени ионизации, так как он влияет на поле излучения и темпы зарядки пылинок электронами.

Увеличение темпов ФКЛ-реакций с ростом пыли также рассматривается в работе [14], в которой отмечается схожее уменьшение концентрации водяного льда с увеличением концентрации ледяного CO_2 на расстояниях ~ 10 а.е. Однако в работе [14] не учитывается поверхностная химия, кроме как для CO, CO_2, CH_4 и H_2O, поэтому эти результаты во многом расходятся с результатами данной работы.

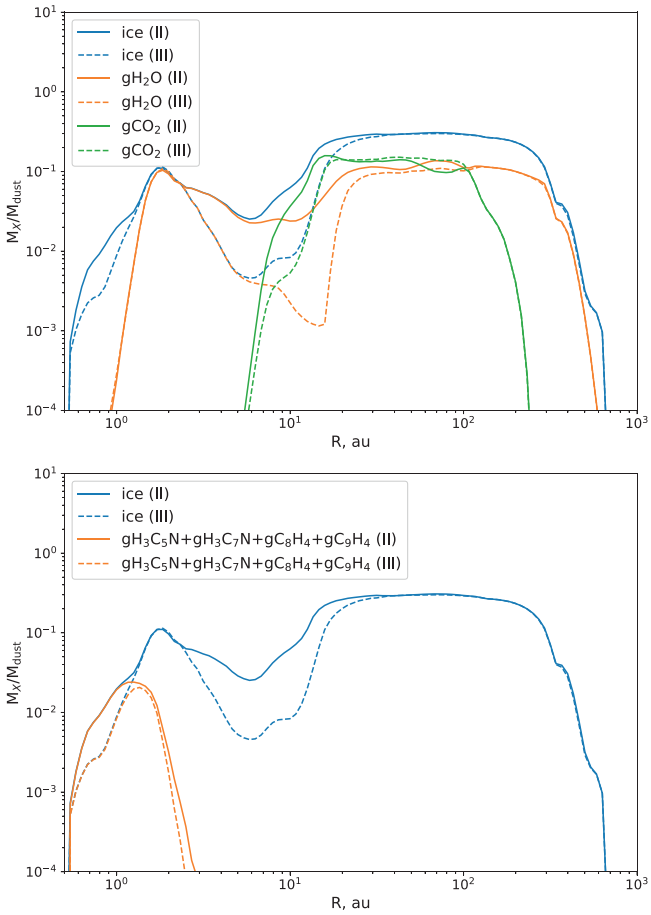

Рис. 3: Радиальное распределение проинтегрированной по высоте массовой доли льдов в моделях II и III на момент времени 1 млн лет. Вверху изображено радиальное распределение суммарной массовой доли льдов $M_{\rm ice}/M_{\rm dust}$, массовой доли gH_2O и массовой доли gCO_2. Внизу изображено радиальное распределение суммарной массовой доли льдов и суммы массовых долей соединений gH_3C_5N, gH_3C_7N, gC_8H_4 и gC_9H_4. Сплошной линией показана массовая доля в модели II, штриховой — в модели III.

Можно заключить, что ФКЛ-реакции оказывают ощутимое влияние на химический состав вещества в протопланетном диске, в особенности на состав льдов. Необходимо учитывать изменения в их темпах для более точных результатов астрохимического моделирования. Это позволяет утверждать, что пересчет темпов ФКЛ-реакций с учетом роста пыли является актуальным для моделирования химических процессов в протопланетных дисках.

Работа поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (20-1-2-20-1).

Список литературы

1. E. F. van Dishoeck, E. Herbst, and D. A. Neufeld, *Chemical Reviews*, **113**, 9043, 2013.
2. S. S. Prasad and S. P. Tarafdar, *ApJ*, **267**, 603, 1983.
3. R. Gredel, S. Lepp, A. Dalgarno, and E. Herbst, *ApJ*, **347**, 289, 1989.
4. D. McElroy, C. Walsh, A. J. Markwick, M. A. Cordiner, K. Smith, and T. J. Millar, *A&A*, **550**, A36, 2013.
5. V. Wakelam, E. Herbst, J. C. Loison, I. W. M. Smith, et al., *ApJS*, **199**, 21, 2012.
6. L. Testi, T. Birnstiel, L. Ricci, S. Andrews, et al., in H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning, eds., *Protostars and Planets VI*, 339 (2014).
7. A. N. Heays, A. D. Bosman, and E. F. van Dishoeck, *A&A*, **602**, A105, 2017.
8. D. Semenov, F. Hersant, V. Wakelam, A. Dutrey, et al., *A&A*, **522**, A42, 2010.
9. J. S. Mathis, W. Rumpl, and K. H. Nordsieck, *ApJ*, **217**, 425, 1977.
10. V. Akimkin, S. Zhukovska, D. Wiebe, D. Semenov, Y. Pavlyuchenkov, A. Vasyunin, T. Birnstiel, and T. Henning, *ApJ*, **766**, 8, 2013.
11. T. Molyarova, V. Akimkin, D. Semenov, T. Henning, A. Vasyunin, and D. Wiebe, *ApJ*, **849**, 130, 2017.
12. A. G. G. M. Tielens, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium* (2005).

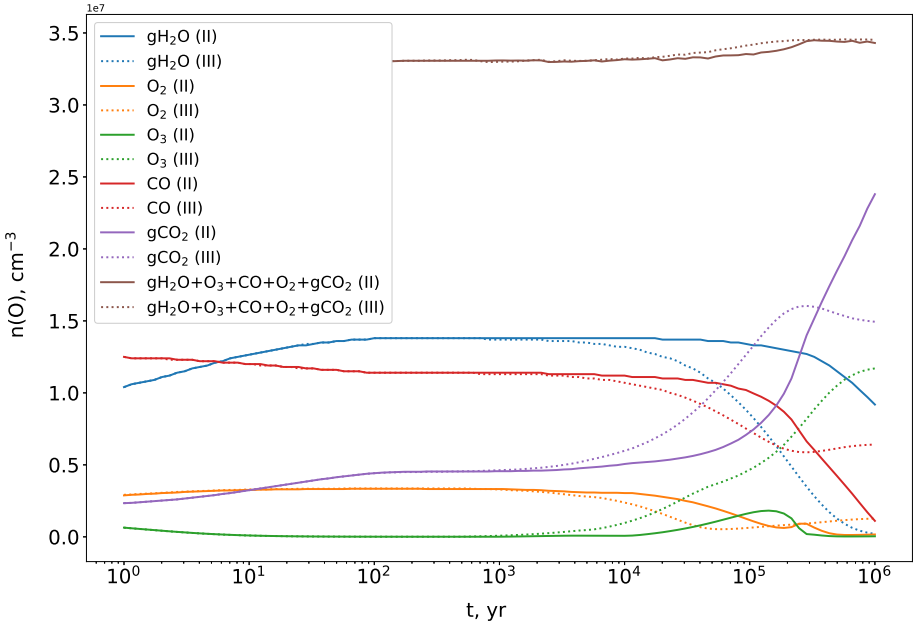

Рис. 4: Зависимость концентрации атомов кислорода, содержащихся в различных соединениях, от времени на $R \approx 15$ а.е. в плоскости диска. Цветом обозначены разные соединения, сплошными линиями — в модели II, пунктирными — в модели III.

13. K. M. Pontoppidan, C. Salyk, E. A. Bergin, S. Brittain, B. Marty, O. Mousis, and K. I. Öberg, in H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning, eds., *Protostars and Planets VI*, 363 (2014).
14. G. Chaparro Molano and I. Kamp, *A&A*, **537**, A138, 2012.

Доплеровские измерения звезд: эволюция точности и некоторые перспективы

Панчук В.Е.[1,2], Афанасьев В.Л.[1]†, Пельменев А.Г.[1], Юшкин М.В.[1], Жуклевич Г.С.[3], Ларионов С.В.[1]

[1] *Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия*
[2] *Северо-Кавказский Федеральный университет, Ставрополь, Россия*
[3] *Уральский Федеральный университет, Екатеринбург, Россия*
† — 21.12.2020

Перечислены основные этапы повышения точности доплеровских измерений спектров звезд и связанные с этим технологические прорывы. Упоминаются методы интерференционной спектроскопии, ориентированные как на снижение стоимости массовых доплеровских измерений, так и на увеличение спектрального разрешения до значений, превосходящих спектральное разрешение согласованного спектрографа высокого разрешения.

Ключевые слова: спектроскопия, лучевые скорости

Doppler measurements of stars: evolution of accuracy and some perspectives

Panchuk V.E.[1,2], Afanasiev V.L.[1], Pelmenev A.G.[1], Yushkin M.V.[1], Zhuklevich G.S.[3], Larionov S.V.[1]

[1] *Special Astrophysical Observatory RAS, Nizhnij Arkhyz, Russia*
[2] *North-Caucasus Federal University, Stavropol, Russia*
[3] *Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

The main stages of increasing the accuracy of Doppler measurements of stellar spectra and related technological breakthroughs are listed. Methods of interference spectroscopy are mentioned, which are aimed at both reducing the cost of mass Doppler measurements and increasing the spectral resolution to values exceeding the spectral resolution of a conventional high-resolution spectrograph.

Keywords: spectroscopy, radial velocities

DOI: 10.51194/INASAN.2021.6.4.006

1. Введение

Измерения доплеровских сдвигов линий — один из старейших методов исследования звездных спектров, появившийся задолго до формирования астрофизики [1]. Первые попытки визуальных измерений положений спектральных линий в спектрах ярких звезд выполнил астроном-любитель В. Хэггинс, получая на двухпризменном окулярном спектроскопе точность 8 км/с [2]. В конце XIX столетия, с использованием крупнейших рефракторов, была выполнена первая международная программа измерения лучевых (радиальных) скоростей звезд. На подвесных призменных спектрографах была достигнута точность 3 км/с (по измерениям на одной фотопластинке [3]). С такой точностью было измерено около полусотни звезд северного неба. Определения лучевых скоростей на большом пулковском рефракторе начались в 1892 г. [4]. Выяснилось, что даже в двухпризменном варианте на большом рефракторе спектроскопия звезд слабее 3.5 величины в условиях Пулкова невозможна. На щелевом призменном спектрографе крупнейшего рефрактора [5] предельная звездная величина составляла 5.5 (за два часа экспозиции).

Основными недостатками призменных спектрографов являлись нежесткость подвесной конструкции и чувствительность материала призм и несущей конструкции к изменениям температуры. Эпоха призменных спектрографов продолжалась до середины XX столетия, пока не была разработана технология производства нарезных дифракционных решеток с профилированным штрихом [6, 7]. Дифракционные спектрографы, подвешиваемые в фокусе Кассегрена, обеспечивали точность 2 км/с, выигрывая по проницающей способности у призменных спектрографов 1–2 звездные величины [8]. Масштабируя на величину обратной линейной дисперсии, для дифракционных спектрографов, стационарно размещенных в фокусе кудэ (см., например, [9]), можно было рассчитывать на точность 0.1 км/с, но практическая точность составила в среднем только 0.5 км/с. В некоторых схемах доставки света в фокус кудэ, где фигурируют плоские зеркала с переменным наклоном, степень освещенности коллиматора светом звезд с различными склонениями различная, поэтому в формировании изображений спектральных линий участвуют переменные зоны коллиматора и последующей оптики спектрографа. При этом эмиссионный спектр калибровки формируется оптикой спектрографа, полностью заполненной. Второй причиной пониженной доплеровской точности являются зональные ошибки крупногабаритной оптики спектрографа [10]. В отдельных случаях на специализированных спектроскопических телескопах была достигнута внешняя (относительно звезд-стандартов лучевых скоростей) точность 0.2 км/с [11]. На первый план вышло условие идентичности заполнения оптики спектром исследуемого объекта и спектром калибровки, и, при использовании теллурического спектра, доплеровская точность была

повышена на порядок [12]. Однако это были единичные рекордные значения, относящиеся только к самым ярким звездам (две цитируемые работы выполнены по Арктуру). Внедрение в практику спектроскопии звезд решеток с увеличенным углом блеска [13] несколько облегчило задачу достижения высокого спектрального разрешения на согласованном спектрографе (где ширина входной щели согласована с линейным разрешением приемника), а увеличение числа параметров за счет появления второго диспергирующего узла позволило решить задачу согласования формата спектра с форматом многоканального фотоэлектронного приемника.

2. К проблеме универсального доплеровского спектрографа

Развитие систем скрещенной дисперсии и методов оптоволоконного сочетания спектрографа с телескопом позволило работать с указанной точностью в широком диапазоне звездных величин и диаметров телескопов, (см., например обзор [14]). Но не следует считать, что именно оптоволоконная техника является основным средством, обеспечившим дифракционным системам принципиальный прорыв по доплеровской точности. Были построены продуктивные системы [15, 16, 17], автор которых (Vogt, S.) последовательно отказывался от ощутимых потерь на оптоволоконном сочетании и проблем, связанных с двухволоконной калибровкой. Эти и другие работы показывают отличие ликской школы (абсорбционные ячейки) от западноевропейской (оптоволоконной). На «безволоконных» спектрографах также достигнута рекордная точность, 0.003 ± 0.001 км/с. Дальнейшее развитие жанра доплеровских измерений связывается с расширением статистики объектов, т. е., с уменьшением времени экспозиции и/или диаметра телескопа, при сохранении необходимой точности. Для поиска маломассивных экзопланет выгоднее выбирать звезды-хозяйки малой массы (М-карлики), используя спектроскопию в близком ИК и в среднем ИК-диапазонах. Это привело к разработке специализированных ИК-спектрографов (см., например, [18]), неэффективных, разумеется, для спектроскопических задач в видимом диапазоне. Таким образом, эпоха создания *универсальных* спектрографов для экзопланетных исследований так и не началась.

3. У пределов дифракционных методов

В оптическом диапазоне ресурсы дифракционной спектроскопии могут представляться исчерпанными, т. к.:

- основные параметры матриц приборов зарядовой связи доведены до предельных технологических значений;
- потери света на многочисленных элементах спектрографа уже снижены применением высокоэффективных оптических покрытий;
- нестабильность засветки входа спектрографа понижена за счет применения точных систем гидирования и средств адаптивной оптики.

Перечислим и другие проблемы, характерные для дифракционных доплеровских методов. Во-первых, это изменение аппаратной функции спектрографа по полю камеры. Проиллюстрируем это простой оценкой. Пусть в спектрографе высокого разрешения [19] требуется обеспечить точность измерения положения спектральной линии $\Delta v = 0.005$ км/с, (что на $\lambda = 4500$ Å соответствует смещению центра тяжести профиля на $7.5 \cdot 10^{-5}$ Å). При величине обратной линейной дисперсии $P = 1.81$ Å/мм такое смещение соответствует 0.003 доли 13-микронного пикселя (т. е., смещение центра тяжести профиля спектральной линии оказывается на порядок меньше, чем рабочая длина волны!). Достаточно посмотреть на точечные диаграммы любого спектрографа высокого разрешения, (например, НЭС БТА, рис. 2 в [20]), и станет ясно, что смещение центра тяжести монохроматических точечных диаграмм, как вдоль спектрального порядка, так и от порядка к порядку, — намного превосходит указанную величину постоянного смещения, определяемого эффектом Доплера. Проявлением эффекта переменной точечной диаграммы по полю камеры явилось и то обстоятельство, что в методе абсорбционной ячейки [21] при внутренней точности 0.002 км/с внешняя точность оказалась на порядок ниже. Во-вторых, в спектрографах высокого разрешения на больших телескопах не решена проблема широкощельности, точнее, проблема решается, но только за счет пропорционального снижения числа одновременно регистрируемых элементов спектра N. В фокусе Нэсмит-2 БТА потери света на входе согласованного астрономического спектрографа высокого разрешения таковы, что необходимо применять рассекатели (резатели) изображения [22]. Этот прием приводит к увеличению числа изображений спектрального порядка (см. рис. 1 в [23]), что, при фиксированном формате матрицы ПЗС, понижает N пропорционально выигрышу в светосиле по потоку L. В-третьих, при современном состоянии отечественной оптической промышленности пока не удалось построить оптоволоконный спектрограф с линзовой камерой необходимого диаметра, см. [24]. В работах [25] и [26] отмечено, что катадиоптрические камеры все же используются в спектрографах с оптоволоконным сочетанием, и потери на центральном экранировании вполне компенсируются другими преимуществами схемы.

Задача оптимизации доплеровских измерений рассматривается с середины 80-х. В работе [28] анализируются два случая: а) для систем, ограниченных статистикой фотонов (одноканальные фотоэлектрические измерители лучевых скоростей типа CORAVEL [29], б) для систем, ограниченных шумами считывания с элементов многоканального приемника. Идеальным спектрографом считается такой прибор, где точность до-

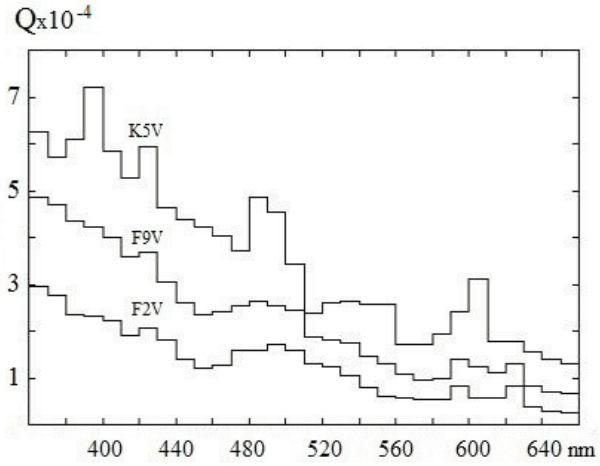

Рис. 1: Фактор качества $Q(\lambda)$, вычисленный в [27] для звезд разных спектральных классов. Спектры холодных звезд изобилуют узкими линиями, что в разы увеличивает значения Q. Однако коротковолновая часть спектра не является оптимальной из энергетических соображений.

плеровских измерений не определяется инструментальными ошибками (перечисленными, например, в [30]), а ограничивается шумами приемника. В подавляющем большинстве, дифракционные спектрографы на сегодняшний день не являются идеальными системами. Уже в [28] было введено понятие доплеровского информационного параметра, как функции спектрального класса и участка длин волн. Позже, в [27] обоснован идентичный параметр — фактор качества Q (рис. 1), который, если пренебречь шумами приемника, *не зависит от потока.*

Свыше 70 лет дифракционные спектрографы являются основным средством астрономической спектроскопии, и, с развитием твердотельных многоканальных приемников ИК-диапазона, вытеснили с больших телескопов одноканальные спектрометры с преобразованием Фурье. Однако не исключено, что в избранных задачах оптической доплеровской спектроскопии дифракционная решетка, как основной диспергирующий элемент, начинает «сдавать позиции».

4. Модуляция сигнала в спектроскопии

Прежде чем перейти к перспективным типам астрономической спектральной аппаратуры, напомним о типах модуляции сигнала в спектроскопии. В большинстве спектральных приборов (призменных и дифракционных) детектируемый сигнал пропорционален интенсивности света в данном интервале длин волн, принцип действия таких приборов аналогичен способу амплитудной модуляции в радиоэлектронике. В этом семействе приборов калибровка по длине волны осуществляется в отдельных точках шкалы длин волн, соответствующих положениям эмиссионных линий спектра сравнения, или положениям других реперов. Метод спектроскопии, основанный на преобразовании Фурье, аналогичен способу частотной модуляции в радиоэлектронике. Частота колебаний сигнала на выходе фурье-спектрометра обратно пропорциональна длине волны. Если излучение объекта искусственно поляризовать по известному закону, то появляется возможность использовать поляриметрическую калибровку по длинам волн, что аналогично способу фазовой модуляции в радиоэлектронике. При поляриметрической калибровке фаза синусоидальной модуляции интенсивности сигнала на выходе обратно пропорциональна длине волны искусственно поляризованного света. Как в методе поляриметрической калибровки, так и в методе фурье-спектроскопии, калибровка по длинам волн осуществляется *для каждой точки* спектра. В приборах с амплитудной модуляцией число эмиссионных линий в реперном спектре не всегда бывает достаточным, поэтому лампы с полым катодом покрывают солями тяжелых металлов (урана, тория, платины), богатых на число линий. Численные эксперименты показывают, что для аппроксимации дисперсионной кривой требуется применять полиномы 5−6 порядков, т. е. использование эмиссионных спектров сравнения также подходит к технологическим ограничениям. Для дифракционных спектрографов в качестве нового источника спектра калибровки считаем перспективным применение интерферометра Фабри-Перо (далее ИФП) в отраженном свете, где абсорбционные реперы можно распределить с заданным интервалом.

Итак, спектральные приборы можно классифицировать по способу модуляции сигнала, и при таком подходе основным критерием является возможность калибровки длины волны в максимально возможном числе точек. Большинство современных астрономических спектральных приборов основано на принципе амплитудной модуляции, поэтому при классификации вводятся иные разграничения (например, по типу

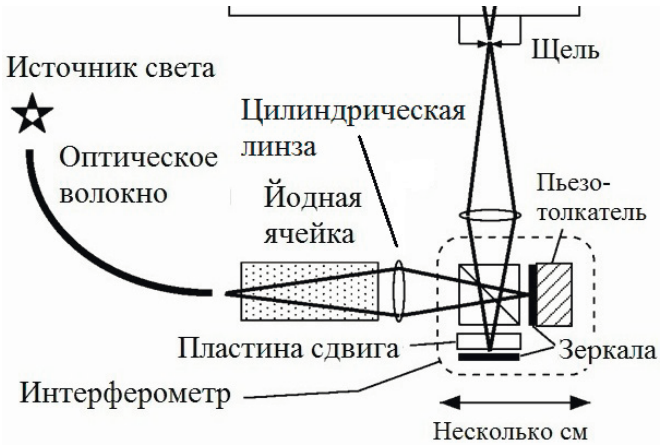

Рис. 2: Схема интерферометра постоянного сдвига, устанавливаемого перед щелью спектрографа среднего разрешения. Йодная ячейка используется для формирования абсорбционного спектра в лабораторных условиях.

основного диспергирующего элемента или по типу используемого фокуса телескопа). Разделение по типу диспергирующего элемента является фундаментальным, т. к. является разделением по числу интерферирующих пучков. В двухлучевом интерферометре число интерферирующих пучков минимально, а предельная разрешающая способность $R = \lambda/\delta\lambda$ характеризуется произведением максимальной разности хода на волновое число, в отдельных случаях превышая 10^6. Число интерферирующих пучков в ИФП характеризуется номером порядка m (до 10^6 , но в астрономических наблюдениях пока используются $m \sim 10^2 \div 10^4$). Максимальная разрешающая способность дифракционной решетки выражается произведением полного числа штрихов на номер рабочего порядка, однако эта оценка справедлива лишь для бесконечно узкой щели. В действительности, на больших телескопах достижение величины $R = 10^5$ связано с проблемой широкощельности, поэтому, увеличивая ширину щели, следует пропорционально увеличивать диаметр коллимированного пучка d (напомним, что стоимость дифракционного спектрографа пропорциональна d^3). В призме число интерферирующих пучков бесконечно, а разрешающая способность пропорциональна произведению угловой дисперсии преломляющего материала на длину основания призмы. Ограничения на габариты призменных приборов определяются технологией производства больших блоков однородного стекла. Сопоставляя приборы по числу интерферирующих пучков, мы сравниваем их с точки зрения предельной разрешающей силы.

5. Интерферометрические методы

В иерархии спектральных приборов (по возрастанию величины RL), выше дифракционной решетки находится ИФП [31]. При этом, выигрывая более порядка в RL, получаем сложную задачу разделения порядков ИФП. Аналогично тому, как в дифракционных спектрографах скрещенной дисперсии разведение спектральных порядков осуществляется диспергирующим элементом низшего ранга (призмой [13], сменными дифракционными решетками с меньшей величиной угловой дисперсии [19] или комбинацией призмы и решетки [32]), разделение порядков ИФП следует осуществлять системой пониженного спектрального разрешения [33, 34]. Однако использование ИФП в качестве основного элемента спектрографа резко снижает проницающую способность метода. Дело в том, что и для ИФП соблюдается соотношение $RL = const$ (с точностью до особенностей конструктивного решения в данном классе спектральных приборов). Поэтому, выигрывая в R, пропорционально проигрываем в L. Небольшой (в разы) выигрыш в L можно обеспечить, расширяя щель дифракционного спектрографа до размеров, ограничиваемых условием неперекрытия изображений соседних порядков ИФП, см. [33]. Таким образом, применение ИФП на внешней или на внутренней установке эшелле-спектрографа [35] выводит метод дважды скрещенной дисперсии (ДСД, см. [34]) из категории средств, где основным критерием является проницающая способность при заданной доплеровской точности. Оставляя достоинства метода ДСД для дальнейшей практической проверки, обратимся к более экономичному (по светосиле и стоимости) методу интерферометра фиксированной задержки с внешней постдисперсией (DFDI, [36]). Использование интерферометра Майкельсона для измерений лучевых скоростей было впервые предложено нашими соотечественниками [37] и применялось еще в эпоху одноканальных приемников [38]. С появлением многоканальных приемников возможности интерферометра с широким полем [39] удалось оптимально сочетать с преимуществами дифракционного спектрографа среднего разрешения [40] — увеличенной светосилой по потоку L и, добавим, пониженным уровнем аберраций, искажающих аппаратную функцию.

Одна из возможных схем приведена на рис. 2. Две линзы (одна из которых цилиндрическая) перестраивают изображение выходного торца оптического волокна в полоску, перпендикулярную плоскости рисунка, и проецируемую на щель спектрографа среднего разрешения. Светоделитель и пластинка фиксированной задержки d, установленная перед одним из зеркал интерферометра, обеспечивают формирование монохроматической интерференции, пространственное разделение элементов которой выполняется дифракционным спектрографом. Интерференционные полосы, перпендикулярные направлению щели, образуются путем небольшого наклона одного из зеркал интерферометра. Порядок интерференции m определяется величиной задержки $m\lambda = d$. Доплеровское смещение лучевой скорости $\Delta v = \Delta m(c\lambda/d)$ определяется по смещению Δm синусоидальной кривой, формируемой в спектрографе по высоте каждого из монохроматических изображений щели. В отличие от измерения эмиссионных спектров, измерение синусоид внутри каждой из линий затрудняется наличием непрерывного спектра, что, при среднем спектральном разрешении, приводит к снижению контраста интерференционной картины. Величина задержки d определяется шириной спектральной линии, измеренной в шкале частот (для зеленой области солнечного спектра $d = 11$ мм [41]. Сделаем предварительные оценки реализуемости и эффективности метода DFDI, учитывая аппаратурно-методические возможности САО РАН. Во-первых, в САО разработаны и успешно эксплуатируются на телескопах разного диаметра ($D = 6.0$, 2.6, 1.6 м) эффективные спектрографы среднего разрешения SCORPIO (см., например, [42, 43, 44, 45]) у которых в наборе опций обязательно имеется режим «длинная щель». Этот режим является ключевым для работы с интерферограммами, получаемыми в методе DFDI для каждой из абсорбционных линий. В упомянутых спектрографах используются VPHG — голографические решетки с объемным фазированием [46], обеспечивающие, в совокупности с высокоэффективными покрытиями всех оптических элементов схемы, рекордные значения пропускания спектрографа. Во-вторых, в отделе астрономического приборостроения САО получен опыт (и развивается технология) работ с интерферометрами разных типов [47]. В-третьих, еще при разработке комплекса эшельных спектрографов НЭС и РЫСЬ в их общей конструкции (на продолжении оси «Z» БТА) было зарезервировано место для спектрографа с ИФП на внутренней установке [35] или для интерферометра с внешней постдисперсией. В-четвертых, в САО освоена технология гидирования и передачи света в спектрограф по оптическому волокну длиной до 25 метров (изготовлены спектрограф UFES Коуровской обсерватории [14] и спектрограф 1-метрового телескопа ИНАСАН на горе Кошка, Крым), что позволяет планировать оптоволоконное сочетание DFDI с телескопом метрового класса.

6. Сравнение эффективности

Сравнение дифракционного эшельного спектрографа и интерферометра с внешней постдисперсией желательно проводить по доплеровским характеристикам, получаемым на телескопах близких диаметров. Такая возможность у нас сегодня отсутствует. Сделаем предварительные оценки по световой эффективности и по технологии собственно доплеровских измерений. В качестве исходной оценки примем, что эффективность классического эшельного спектрографа с матрицей ПЗС составляет несколько процентов (например, $8\% \pm 2\%$ в [48], а эффективность SCORPIO+VPHG в моде среднего разрешения составляет 40% [43]. Пятикратное различие распределяется между потерями на узле скрещенной дисперсии и потерями на щели классического эшельного спектрографа высокого разрешения. Потери на интерферометрической части DFDI сначала оценим для схемы, изображенной на рис. 2. Если принять, что спектрограф среднего разрешения ($R = 5000$) регистрирует спектр на матрице 2K×2K (длина одновременно регистрируемого интервала около 1000Å), то для такого интервала можно применить высокоэффективные покрытия, снижающие френелевские потери. При потерях $\sim 1\%$ на каждой поверхности общие потери составят около 10%. В интерферометре на рис. 2 половина света выходит в направлении входа, поэтому желательно применять схему Маха-Зендера (Mach-Zehnder), где регистрируются оба выходящих пучка. Итак, по световой эффективности схема DFDI в разы превосходит классический согласованный эшелле-спектрограф. Следует иметь ввиду, что в DFDI изображение выходного торца оптического волокна вытягивается в полоску, проецируемую на щель спектрографа, т. е., по сравнению с классическим эшелле, круглое изображение размазывается на увеличенное число пикселей. Однако, если предполагается работа со значениями $S/N > 10 \div 20$, при сравнении световых потерь это обстоятельство можно не учитывать. И, главное, для спектрографов среднего разрешения проблема широкощельности не стоит так остро, как для эшелле-спектрографов высокого разрешения. Что касается технологии измерений доплеровских смещений, то в классическом эшелле-спектрографе точность ограничивается различиями аппаратной функции (PSF) по полю камеры. Для учета этих различий разработаны довольно сложные методы, требующие знания реперных спектров, полученных со сверхвысоким разрешением [49], и значительных расходов процессорного времени. В методе DFDI эффект Доплера сдвигает фазу интерференционных полос для каждой линии поглощения. Поскольку эти сдвиги почти одинаковы по всей полосе пропускания (в нашем случае это около 1000Å), результаты измерения сдвигов можно усреднить, для получения сигнала с большим значением S/N. Важно отметить, что сдвиг синусоидального сигнала, распределенного по высоте изображения щели, например, на 2−3 десятка пикселей, измеряется уверенней, чем доплеровский сдвиг спектральной линии в классическом эшелле-спектрографе, где полуширина линии

составляет 3−4 пикселя. Кроме того, в методе DFDI мы заранее знаем форму (синусоида) и период измеряемого сигнала, что позволит работать с интерферограммами, полученными с низким значением S/N. Еще одним преимуществом является то обстоятельство, что пучок света от звезды и «впечатанная» в этот пучок интерферограмма путешествуют внутри спектрографа среднего разрешения совместно. При этом изменения в PSF спектрографа влияют на интерферометрическую картинку так же, как и на входной спектр, и ошибки лучевой скорости из-за смещений PSF уменьшаются. Поэтому не исключены и подвесные конструкции прибора, без применения оптоволоконного сочетания.

7. Заключение

В завершение остановимся еще на одной перспективе метода скрещивания интерферометра с дифракционным спектрографом. В работе [33] при обсуждении экспериментов по скрещиванию дисперсии ИФП с эшелле-спектрографами БТА РЫСЬ [50] и НЭС[19], отмечено, что при продвижении вдоль каждой из парабол интерферометрической картины (т. е., внутри одного и того же порядка ИФП), мы наблюдаем изменение длины волны, пропущенной через ИФП. Эксперименты на БТА показали, что ИФП на внешней (относительно спектрографа) установке, для большинства наших задач окажется «подслеповатым». Однако старая идея смешивания двух сигналов (дифракционного и интерферометрического) [51] для увеличения спектрального разрешения абсорбционных спектров выше значений предельного разрешения согласованного спектрографа, оказалась продуктивной, если применять не многолучевой ИФП, а двухлучевой интерферометр. В работе [52] показано, что в результате применения двухлучевого интерферометра на эшелле-спектрографе [15], удалось удвоить величину спектрального разрешения (с $R = 50000$ до $R = 100000$). Если продолжить радиотехническую аналогию, то метод смешивания двух сигналов (амплитудно модулированного звездного спектра и фазово модулированной интерферометрической гребенки) ассоциируется с методом гетеродинирования.

Благодарности

В.Е. Панчук признателен правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-780 (No. 13.1902.21.0039).

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

1. V. Panchuk and V. Klochkova, *Priroda, No. 3*, 47, 2017.
2. W. Huggins and W. A. Miller, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, **154**, 413, 1864.
3. H. C. Vogel, *Astronomische Nachrichten*, **121**, 241, 1889.
4. A. Belopolsky, *Astrophys. J.*, **1**, 366, 1895.
5. E. B. Frost, *Astrophys. J.*, **15**, 1, 1902.
6. R. W. Wood, *Phys. Rev.*, **48**, 928, 1935.
7. G. R. Harrison, *Journal of the Optical Society of America*, **39**, 413, 1949.
8. D. Crampton, J. F. Heard, D. P. Hube, and J. B. Rice, in A. H. Batten and J. F. Heard, eds., *Determination of Radial Velocities and their Applications*, **30**, 49 (1967).
9. J. Dunham, T., *Vistas in Astronomy*, **2**, 1223, 1956.
10. R. G. Tull, *Applied optics*, **8**, 1635, 1969.
11. R. M. Petrie and F. M. Fletcher, in A. H. Batten and J. F. Heard, eds., *Determination of Radial Velocities and their Applications*, **30**, 43 (1967).
12. R. Griffin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **162**, 243, 1973.
13. I. M. Kopylov and N. V. Steshenko, *Izv. Krym. Astrofiz. Obs.*, **33**, 308, 1965.
14. V. E. Panchuk, M. V. Yushkin, and M. V. Yakopov, *Astrophysical Bulletin*, **66**, 355, 2011.
15. S. S. Vogt, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **99**, 1214, 1987.
16. S. S. Vogt, S. L. Allen, B. C. Bigelow, L. Bresee, et al., *Proceedings of the SPIE*, **2198**, 362, 1994.
17. S. S. Vogt, M. Radovan, R. Kibrick, R. P. Butler, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **126**, 359, 2014.
18. A. Seifahrt, J. L. Bean, J. Stürmer, L. Gers, D. S. Grobler, T. Reed, and D. J. Jones, *Proceedings of the SPIE*, **9908**, 990818, 2016.
19. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, and M. V. Yushkin, *Astronomy Reports*, **61**, 820, 2017.
20. V. Panchuk, V. Klochkova, M. V. Yushkin, and I. D. Naidenov, *Journal of Optical Technology*, **76**, 42, 2009.
21. V. E. Panchuk, D. S. Nasonov, and M. V. Yushkin, *Astrophysical Bulletin*, **64**, 286, 2009.
22. I. D. Naidenov, V. E. Panchuk, and M. V. Yushkin, *Astrophysical Bulletin*, **62**, 296, 2007.
23. V. G. Klochkova, Y. V. Sheldakova, V. V. Vlasyuk, and A. V. Kudryashov, *Astrophysical Bulletin*, **75**, 468, 2020.
24. G. G. Valyavin, F. A. Musaev, A. V. Perkov, V. D. Bychkov, et al., *ASP Conference Series*, **518**, 242, 2019.
25. V. E. Panchuk, Y. Y. Balega, V. G. Klochkova, and M. E. Sachkov, *Physics Uspekhi*, **63**, 562, 2020.
26. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, and E. V. Emelyanov, *Astrophysical Bulletin*, **76**, 196, 2021.

27. F. Bouchy, F. Pepe, and D. Queloz, *Astron. and Astrophys.*, **374**, 733, 2001.
28. W. J. Merline, in A. G. D. Philip and D. W. Latham, eds., *Stellar Radial Velocities*, **88**, 87 (1985).
29. A. Baranne, M. Mayor, and J. L. Poncet, *Academie des Sciences Paris Comptes Rendus Serie B Sciences Physiques*, **285**, 117, 1977.
30. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, M. E. Sachkov, and M. V. Yushkin, *Solar System Research*, **49**, 420, 2015.
31. P. Jacquinot, *Journal of the Optical Society of America*, **44**, 761, 1954.
32. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, M. V. Yushkin, M. E. Sachkov, G. V. Yakopov, Y. B. Verich, and E. V. Emelyanov, *INASAN Science Reports*, **5**, 361, 2020.
33. V. Panchuk, *Preprint SAO RAS No. 144*, 2000.
34. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, D. V. Marchenko, E. G. Sendzikas, and M. V. Yushkin, *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Priborostroenie*, **60**, 753, 2017.
35. V. E. Panchuk, Y. B. Verich, V. G. Klochkova, M. E. Sachkov, E. G. Sendzikas, M. V. Yushkin, G. V. Yakopov, and E. S. Kulagin, *ASP Conference Series*, **510**, 566, 2017.
36. J. C. van Eyken, J. Ge, and S. Mahadevan, *Astrophys. J. Suppl.*, **189**, 156, 2010.
37. S. M. Gorskii and V. P. Lebedev, *Izv. Krym. Astrofiz. Obs.*, **57**, 228, 1977.
38. L. V. Didkovskii, I. E. Kozhevatov, and N. N. Stepanian, *Izv. Krym. Astrofiz. Obs.*, **74**, 142, 1986.
39. R. L. Hilliard and G. G. Shepherd, *Journal of the Optical Society of America*, **56**, 362, 1966.
40. D. J. Erskine and J. Ge, *ASP Conference Series*, **195**, 501, 2000.
41. D. J. Erskine, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **115**, 255, 2003.
42. V. L. Afanasiev, E. B. Gazhur, S. R. Zhelenkov, and A. V. Moiseev, *Astrophysical Bulletin*, 2005.
43. V. L. Afanasiev and A. V. Moiseev, *Astron. Lett.*, **31**, 194, 2005.
44. V. L. Afanasiev and A. V. Moiseev, *Baltic Astronomy*, **20**, 363, 2011.
45. V. L. Afanasiev, S. N. Dodonov, V. R. Amirkhanyan, and A. V. Moiseev, *Astrophysical Bulletin*, **71**, 479, 2016.
46. S. C. Barden, J. A. Arns, and W. S. Colburn, *Proceedings of the SPIE*, **3355**, 866, 1998.
47. V. E. Panchuk and A. G. Pelmenev, Conference of users of Russian telescopes and session of the national committee on the topic, `https://www.sao.ru/hq/Komitet/conference201.html`, 2020.
48. S.-i. Wang, R. H. Hildebrand, L. M. Hobbs, S. J. Heimsath, et al., *Proceedings of the SPIE*, **4841**, 1145, 2003.
49. E. Williams, L. K. Mao, C. McCarthy, P. Dosanjh, R. P. Butler, and G. W. Marcy, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, **182**, 51.08 (1993).
50. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, M. V. Yushkin, G. Yakopov, and Y. B. Verich, *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Priborostroenie*, **59**, 1018, 2016.
51. K. W. Meissner, *Journal of the Optical Society of America*, **31**, 405, 1941.
52. D. J. Erskine, J. Edelstein, W. M. Feuerstein, and B. Welsh, *Astrophys. J. Lett.*, **592**, L103, 2003.

Содержание

Тутуков А.В., Федорова А.В. Образование горячих планет в околозвездном газопылевом диске . . 101
Левкина П.А., Бахтигараев Н.С., Чазов В.В. Наблюдения некаталогизированных малоразмерных объектов космического мусора в Терскольской обсерватории в 2021 году 109
Крючков С.В., Николенко И.В., Крючков М.С., Аршинкин С.С. Обзор и возможности модернизации систем управления телескопов Zeiss-1000 114
Пахомов Ю.В. Оценка поля скоростей в хромосфере активного гиганта PZ Mon 118
Цвикки Л.Н., Молярова Т.С. Влияние темпов реакций с фотонами, порожденными космическими лучами, на химический состав протопланетных дисков 122
Панчук В.Е., Афанасьев В.Л., Пельменев А.Г., Юшкин М.В., Жуклевич Г.С., Ларионов С.В. Doppler measurements of stars: evolution of accuracy and some perspectives 129

Contents

Tutukov A.V., Fedorova A.V. Formation of hot planets in the circumstellar gas-dust disk 101
Levkina P.A., Bakhtigaraev N.S., Chazov V.V. Observations of uncataloged small-sized space debris at the Terskol observatory in 2021 109
Kryuchkov S.V., Nikolenko I.V., Kryuchkov M.S., Arshinkin S.S. Overview and upgrade possibilities for control systems of Zeiss-1000 telescopes 114
Pakhomov Yu.V. Estimation of velocity field in chromosphere of active red giant PZ Mon 118
Zwicky L.N., Molyarova T.S. The impact of rates of reactions with cosmic ray induced photons on chemical composition of protoplanetary discs 122
Panchuk V.E., Afanafiev V.L., Pelmenev A.G., Yushkin M.V., Zhuklevich G.S., Larionov S.V. Doppler measurements of stars: evolution of accuracy and some perspectives 129